

А. Ю. Погосов
В. А. Дубковский

ИОНИЗИРУЮЩАЯ РАДИАЦИЯ:

РАДИОЭКОЛОГИЯ
ФИЗИКА
ТЕХНОЛОГИИ
ЗАЩИТА



*Эта книга посвящается тем,
кто настойчиво и заинтересованно
стремится познавать реальный мир
с помощью науки и техники*

А. Ю. Погосов, В. А. Дубковский

ИОНИЗИРУЮЩАЯ РАДИАЦИЯ: **радиоэкология, физика, технологии, защита**

Учебник
для студентов вузов

Под редакцией доктора технических наук,
профессора Погосова А.Ю.

Рекомендовано Министерством образования и науки, молодежи и спорта Украины в качестве учебника для ВУЗов.

Одобрено научным коллективом кафедры АЭС и ИТФ Национального технического университета «КПИ» (протокол №1 от 29.09.2011) и Украинским ядерным обществом.

Публикуется согласно решению Ученого Совета Одесского национального политехнического университета (протокол №1 от 31.08.2011).

Одесса
Наука и техника
2012

УДК 621.039.5(075)
ББК 31.46я7
П43

Рецензенты:

- гл. науч. сотрудник Института проблем безопасности АЭС НАН Украины доктор биол. наук, проф. Пристер Б. С.
- профессор каф. химической физики Одесского национального университета доктор ф.-м. наук, проф. Шевчук В. Г.
- профессор каф. ракетно-артиллерийского вооружения Военной Академии доктор техн. наук, проф. Кнауб Л. В.
- зав. отделом экологической и технологической безопасности Национального института стратегических исследований доктор мед. наук, проф. Скалецкий Ю. Н.
- профессор Одесского государственного экологического университета доктор ф.-м. наук, проф. Глушков А. В.
- вице-президент УкрЯО доктор техн. наук Барбашев С. В.

Рецензирующие организации и научные коллективы:

- Украинское ядерное общество
- кафедра АЭС и ИТФ Национального технического университета «КПИ»

*Рекомендовано Министерством образования и науки,
молодежи и спорта Украины в качестве учебника для студентов вузов
(Письмо № 1/11 от 01.02.2012 г.)*

Погосов А. Ю.

П43 Ионизирующая радиация: радиэкология, физика, технологии, защита: учеб. / А. Ю. Погосов, В. А. Дубковский ; под ред. А. Ю. Погосова. – О. : Наука и техника, 2012. – 804 с., ил.
ISBN 978-966-1552-27-1

Книга посвящена различным аспектам проявления ионизирующей радиации – ионизирующих излучений, представляющих собой значимый экологический фактор влияния на все живое.

Изложены вопросы физического генезиса ионизирующих излучений при реализации технологий в области атомной энергетики и в других областях науки и техники. Рассмотрены вопросы использования ионизирующих излучений и всевозможные способы защиты от ионизирующей радиации. Особое внимание уделено радиационной безопасности АЭС.

Учебник написан для студентов технических ВУЗов, обучающихся по специальностям: «атомная энергетика» и «прикладная экология», но может быть полезен также специалистам иного профиля и интересен для самого широкого круга читателей.

621.039.5(075)
ББК 31.46я7

ISBN 978-966-1552-27-1

© Наука и техника, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Список сокращений	10
Предисловие	11
Введение	16
 Глава 1. Физические начала и пропедевтика радиационной экологии	 23
§ 1.1. Физические начала радиационной экологии	25
§ 1.2. Радиоизотопы в экологическом пространстве	41
§ 1.3. Ионизирующая радиация как экологический феномен	53
 Контрольные вопросы и задания к главе 1	67
 Глава 2. Физика ионизирующих излучений неядерного характера	 71
§ 2.1. Классификация неядерных источников ионизирующих излучений	72
§ 2.2. Слабоионизирующие электромагнитные излучения	76
§ 2.3. Рентгеновское и гамма- излучения	83
§ 2.4. Корпускулярные неядерные излучения	96
 Контрольные вопросы и задания к главе 2	99
 Глава 3. Физика ионизирующих излучений при спонтанных превращениях ядер	 101
§ 3.1. Классификация источников спонтанных ядерных излучений	104
§ 3.2. Радиоактивный распад атомных ядер как физиче- ское явление	107

§ 3.3.	Альфа-радиоактивность нуклидов	115
§ 3.4.	Бэ́та-радиоактивность нуклидов и электронный захват	120
§ 3.5.	Гамма-радиоактивность ядерных изомеров	133
§ 3.6.	Протонная и нейтронная радиоактивность нуклидов	139
§ 3.7.	Кластерная радиоактивность нуклидов и спонтанное деление.....	142
§ 3.8.	Мультивариантная радиоактивность нуклидов	144
	Контрольные вопросы и задания к главе 3	152
Глава 4.	Физика ионизирующих излучений при вынужденных превращениях ядер без деления нуклидов	155
§ 4.1.	Общие сведения о ядерных взаимодействиях и вынужденных превращениях без деления нуклидов.....	157
§ 4.2.	Ядерные реакции без деления нуклидов.....	162
§ 4.3.	Реакции ядерного синтеза и ионизирующие излучения	172
§ 4.4.	Фотоядерные реакции и ионизирующие излучения	182
	Контрольные вопросы и задания к главе 4	190
Глава 5.	Физика ионизирующих излучений при вынужденных превращениях ядер с делением нуклидов	193
§ 5.1.	Элементарные сведения о процессах, приводящих к делению нуклидов.....	195
§ 5.2.	Классификация ядерных реакций деления	197
§ 5.3.	Теоретические основы деления атомных ядер.....	199

§ 5.4.	Практические вопросы деления нуклидов и ионизирующие излучения	211
	Контрольные вопросы и задания к главе 5	221
Глава 6.	Техника и технологии преднамеренного формирования ионизирующих излучений	225
§ 6.1.	Излучатели, применяемые в научных исследованиях.....	227
§ 6.2.	Излучающие устройства и препараты медицинского применения	253
§ 6.3.	Изделия, технологии и излучающие материалы военного назначения	274
	Контрольные вопросы и задания к главе 6	306
Глава 7.	Потенциально опасные источники ионизирующих излучений промышленно- технологического характера	311
§ 7.1.	Источники ионизирующего излучения в малых технических устройствах.....	313
§ 7.2.	Крупное энергетическое производство, связанное с радиоизотопами	330
§ 7.3.	Целевое промышленное производство радиоизотопов	350
	Контрольные вопросы и задания к главе 7	370
Глава 8.	Фактическая техногенная контаминация экосистемы радионуклидами	377
§ 8.1.	Индустриально-инцидентное и систематическое загрязнение экосистемы.....	379

§ 8.2.	Латентный техно-антропогенный радиотоксикоз биогеоценозов.....	404
§ 8.3.	Миграция радионуклидов в экологическом пространстве.....	428
§ 8.4.	Количественные оценки открытых радиационных полей.....	435
	Контрольные вопросы и задания к главе 8.....	439
Глава 9.	Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом	445
§ 9.1.	Ионизация вещества заряженными частицами.....	447
§ 9.2.	Ионизация вещества фотонными излучениями	459
§ 9.3.	Ионизация вещества нейтронным излучением	466
§ 9.4.	Особенности радиобиологических эффектов	491
§ 9.5.	Количественные оценки воздействия ионизирующих излучений на вещество	516
	Контрольные вопросы и задания к главе 9.....	546
Глава 10.	Защита от ионизирующих излучений	555
§ 10.1.	Основы превентивной противорадиационной защиты	557
§ 10.2.	Индивидуальная физическая защита и противорадиационная гигиена.....	564
§ 10.3.	Методические основы проектирования коллективной физической защиты.....	567
§ 10.4.	Комплекс инженерных барьеров радиационной безопасности АЭС	576
§ 10.5.	Специализированная биологическая защита ядерных реакторов	584
§ 10.6.	Дополнительные защитные гермооболочки реакторных установок.....	600

§ 10.7. Вспомогательные защитные средства фармацевтической радиопротекции	606
Контрольные вопросы и задания к главе 10	630
Заключение	636
Тематический словарь некорректных идиоматических выражений	643
Предметный указатель	647
Библиографический список	657
ПРИЛОЖЕНИЯ	681
Приложение 1. Классификация и основные характеристики элементарных частиц	683
Приложение 2. Радионуклидные альфа-излучатели	687
Приложение 3. Радионуклидные бета-излучатели.....	691
Приложение 4. Радионуклидные гамма-излучатели	695
Приложение 5. Семейства радиоактивных изотопов	705
Приложение 6. Основные радиоактивные изотопы реакторного происхождения.....	713
Приложение 7. Возможные радиоизотопные контаминанты и их характеристики	717
Приложение 8. Предельно допустимые концентрации некоторых радионуклидов	725
Приложение 9. Методические примеры решения расчетных задач	727
Приложение 10. Дидактические таблицы для расчета защитных сооружений.....	787

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АЭС	— атомная электрическая станция
БН	— (реактор на) быстрых нейтронах
ВВЭР	— водо-водяной энергетический реактор
ГР	— гигантский резонанс (ядерной резонансной флуоресценции)
ИБР	— импульсный быстрый реактор
МАГАТЭ	— международное агентство по атомной энергии
РБМК	— реактор большой мощности канальный
СУЗ	— система управления и защиты (реактора)
СХОЯТ	— сухое хранение (хранилище) отработавшего ядерного топлива
ТВЭЛ	— тепловыделяющие элементы
ТВС	— тепловыделяющие сборки
ЯР	— ядерный реактор
ЯРФ	— ядерная резонансная флуоресценция
CEDE	— committed effective dose equivalent
CERN	— Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (фр.)
GRASER	— Gamma-Ray laser
IAEA	— International Atomic Energy Agency (МАГАТЭ)
INES	— International Nuclear Event Scale
ICRU	— International Commission on Radiation Units and Measurements
LASER	— light amplification by stimulated emission of radiation
BWR	— Boiling Water Reactor
CEMA (cema)	— converted energy per unit mass
KERM (kerm)	— kinetic energy releacased in matter
LINAC	— Linear Accelerator
LOCA	— Loss-of-coolant accident
MOX	— Mixed-Oxide fuel
NTT	— Nippon Telegraph and Telephone
PWR	— Pressurized Water Reactor
PUREX	— Plutonium-Uranium Recovery by Extraction
RHIC	— Relativistic Heavy Ion Collider
REM (rem)	— roentgen equivalent man
SNAP	— Systems for Nuclear Auxiliary Power
SPAWAR	— Space Warfare
XFEL	— X-Ray Free Electron Laser

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга написана с точки зрения физиков, понимающих технические аспекты приложения физических дисциплин к проблемам, которые волнуют радиоэкологов и вообще многих людей — в плане сохранения здоровья и обеспечения безопасности в процессе жизнедеятельности человечества. Учитывая риски, сопровождающие эксплуатацию атомных электростанций, книга предназначена в первую очередь для подготовки и переподготовки специалистов в области атомной энергетики, но она в не меньшей степени может быть полезна и для других специалистов различных областей технической и хозяйственной деятельности. Книга может быть полезна при изучении дисциплин, чтение которых предусмотрено учебными планами подготовки энергетиков: «Радиоэкология» и «Защита от ионизирующих излучений» (прежде всего для этих дисциплин книга рассматривается как учебник), а также дисциплин: «Материалы ядерной техники», «Физика ядерных реакторов», «Дозиметрия ионизирующих излучений», «Монтаж АЭС», «Диагностика оборудования АЭС», «Управление сроком службы и снятие энергоблоков АЭС с эксплуатации» и некоторых других.

Экологический подход к проблемам технической индустрии весьма актуален. Биологические организмы — среди которых особое место занимает человек — на протяжении всей жизни подвержены многим негативным факторам, которые в борьбе за существование не утратили своей значимости за десятки тысячелетий. С развитием науки и техники эти факторы становятся все более понятными образованной части населения планеты, а учет их воздействия (по многим позициям все более возрастающего воздействия!) помогает минимизировать вредное их влияние, и более того, дает возможность извлечь из понимания естественных физических процессов полезный хозяйственно-технический эффект. Атомная энергетика — наглядное тому подтверждение.

Вопросам экологии, и радиационной безопасности АЭС в частности, посвящено огромное число популярных статей, монографий и учебников, написанных как дилетантами, выдающими себя за профессионалов, так и весьма маститыми учеными. Взяться же за этот учебник авторов заставила глубокая озабоченность доминирующими в литературе поверхностными взглядами на экологические проблемы ионизирующей радиации и на аспекты применения технических средств защиты от ионизирующих излучений.

Основой книги стали лекции по дисциплинам «Радиационная экология», «Защита от ионизирующих излучений на АЭС», «Управление сроком службы и снятие с эксплуатации энергоблоков АЭС» — читаемые на протяжении многих лет в Одесском национальном политехническом университете.

В книге рассмотрены не только источники ионизирующего излучения, характерные для АЭС, но и многие другие — это важно с той точки зрения, что явления (естественные и технические) только тогда могут быть правильно поняты и оценены, когда познаются в сравнении.

Уже на первых страницах книги уместно отметить, что термин «радиация», столь широко применяемый в литературе, является синонимом слова «излучение», и далеко не всякое излучение (радиация) является таким же опасным как излучение ионизирующее (ионизирующая радиация). Так сложилось, что в ходе истории науки, одновременно с разделами экологии развивались также такие разделы химии, медицины и биологии (которые в свое время выделились из физики) как «радиационная химия», «радиология» и «радиационная биология». В умах людей закрепились эти термины, и изменение такой — может быть, не совсем корректной — терминологии теперь уже кажется бессмысленным занятием, однако уточнение и разъяснение существа явлений, процессов и технологий кажется делом далеко не напрасным. Именно такая попытка — разъяснить сущность феномена *ионизирующей радиации* и ее генезиса, описать связанные с риском облучения людей процессы и технологии, в общих чертах (но достаточно глубоко) изложить возможные последствия облучения, а также сформировать представления о физических способах и средствах защиты, — предприняты авторами при изложении материала этого учебника.

Многие публикации, посвященные экологическим проблемам и, в частности, радиационной безопасности биосферы, часто не идут дальше комментариев биологических эффектов ионизирующего облучения и пересказов нормативно-правовых актов, что, безусловно, тоже важно, но отнюдь не первично в вопросах *экологии ионизирующих излучений* — тем более при обучении технических специалистов. Документы законодательного характера авторы этой книги рекомендуют как дополнительный источник информации — но только после изучения физико-технических и биохимических аспектов тематики — иначе восприятие этих документов окажется поверхностно-социальным, не превосходящим уровня юриспруденции.

Важно отметить, что ионизирующие излучения, изначально (примордиа-

льно) присущие экосистеме, в которой мы живем и с которой взаимодействуем, с развитием технических наук превратились в техногенные факторы более усиленного и сконцентрированного характера, защита от которых стала частью решения великого множества задач, связанных с выживанием человечества. В этом плане актуальность вопросов, затрагиваемых в книге, на наш взгляд, не может быть поставлена под сомнение.

Иницирующим фактором, побудившим начало работы над книгой, стали аварийные события на АЭС Фукусима-1 (Япония, 2011 г.), поднявшие новую волну некомпетентных обсуждений и панического страха перед последствиями загрязнения окружающей среды радиоактивными химическими элементами — так же, как четвертью века ранее это произошло после аварии на Чернобыльской АЭС (Украина, 1986 г.). Известно, что источники ионизирующей радиации являются побочными продуктами атомной энергетики, хотя наряду с этим активно используются (и не в меньшем масштабе) также во многих других социальных и технических сферах (медицина, военное дело, горно-рудная промышленность, сельское хозяйство и др.). Адекватное и предусмотрительное обращение с ними, при использовании соответствующих методов и средств защиты, является залогом безопасности тех или иных технологий и применяемых установок — в том числе ядерных энергетических реакторов АЭС. Поскольку среди технических наук именно атомная энергетика связана более других с вопросами защиты от ионизирующих излучений, анализу и решению проблемы радиационной безопасности АЭС посвящены отдельные параграфы книги.

В целом, главы книги расположены в логическом порядке, который предполагает усвоение материала, начиная с фундаментальных понятий и, прежде всего — с понимания места проблем экологии ионизирующих излучений (радиационной экологии — по общепринятой терминологии) в проблематике естественных и технических наук, поскольку именно такой — естественной и технической (но никак не гуманитарной!) — наукой по сути и является радиационная экология. Затем большое внимание уделяется физике источников ионизирующей радиации естественного и техногенного происхождения, рассматриваются базовые физические аспекты воздействия ионизирующих излучений на вещество. Следующие за этим разделы книги посвящены биологическим эффектам воздействия ионизирующих излучений и применению доступных — на современном этапе развития науки — защитных средств. Учитывая, что авторы книги не имеют фармацев-

тического образования, последний параграф (§ 10.7 — «Вспомогательные защитные средства фармацевтической радиопротекции») был написан в соавторстве с Ю.А. Гусевой, доленое авторское участие которой в этом разделе книги — 90 %.

Основным разделам книги предшествует введение, следующее сразу за данным предисловием. Каждая из глав учебника начинается вступлением (преамбулой) и заканчивается контрольными вопросами и заданиями. Беглое ознакомление с вопросами, помещенными в конце каждой главы, может дать представление о содержании изложенного в той или иной главе материала. Поглавное изложение материала построено по принципу «от простого — к сложному». Наряду с десятью главами, книга содержит также десять важных приложений, назначение которых — ознакомление читателя с некоторыми числовыми данными, вспомогательными таблицами и формулами для расчета средств инженерной защиты от ионизирующих излучений. Кроме того — одно из приложений представляет собой типовой (дидактический) пример расчета конструкционной защиты ядерного реактора. Отдельное приложение является «задачником-решебником», в котором помещены дидактические примеры решения нескольких десятков расчетных задач, посвященных тематике учебника. Книга снабжена также алфавитно-предметным указателем.

Для тех, кто готов ограничиться поверхностными (но тем не менее — важными) знаниями в области понятий, связанных с ионизирующими излучениями, достаточно будет прочитать введение, первые параграфы первой главы, последний параграф последней главы и заключение — эти разделы написаны языком, не обремененным сложной терминологией и доступным любому гуманитарии. Но для интеллектуально развитых технических специалистов — таких, какими должны быть специалисты в сфере атомной энергетики — частичное прочтение книги будет абсолютно недостаточным. В любом случае, авторы призывают всех тех, кто взял в руки этот учебник, к настойчивому и полному изучению материала книги, а также дополнительных литературных источников — из приведенного в книге библиографического списка.

Нетрадиционным для учебников является помещенный в конце книги, после основных глав и заключения, особый раздел под названием «Тематический словарь некорректных идиоматических выражений», который, может быть, следовало бы включить непосредственно в уже данное предисловие

(или даже перед ним), но из ложной скромности авторы не решились это сделать. Этот раздел обусловлен удивительной распространенностью — и не только среди устных высказываний, но и в литературе (даже в солидных изданиях) — некорректных устойчивых выражений по тематике книги, допускаемых различными (и порой даже весьма уважаемыми) представителями науки и техники, что, по мнению авторов, в сфере образования является абсолютно недопустимым и требует критического осмысления.

Авторы отдают себе отчет в том, что первое издание книги («непереработанное и недополненное») может содержать неточности и опечатки — и заранее благодарят коллег за доброжелательные замечания и возможные поправки. Авторы также выражают искреннюю признательность всем, кто в той или иной степени споспешествовал изданию этой книги и тем, кто возьмет на себя труд ее прочитать.

От авторов:

*доктор технических наук,
профессор Погосов А.Ю.*

*«Отыщи всему начало,
и ты многое поймешь...»
Козьма Прутков*

ВВЕДЕНИЕ

Ионизирующие излучения, или *ионизирующая радиация*, — один из глобальных экологических факторов, вечно сопутствующий существованию Земли, который в последние десятилетия — в связи с развитием техники и технологий — приобретает все большее значение в жизни людей. Не в последнюю очередь это связано с развитием атомной энергетики и промышленности.

В наше время не все одинаково хорошо понимают, что такое «экология», что является предметом «радиационной экологии» и какова необходимость в защите от ионизирующих излучений в связи с эксплуатацией АЭС и других индустриальных объектов. Поэтому следует сначала разобратся в первичных понятиях, имеющих косвенное отношение к основам мироздания и самое непосредственное — к предмету книги и правильно-му восприятию излагаемого далее материала. Пусть это введение не покажется отвлечением от темы — широкое мировоззрение на фоне узкой специализации для технического специалиста следует рассматривать как большое достоинство.

Термин *экология* впервые появился в литературе в 1866 году, когда немецкий биолог Эрнст Геккель в своей книге «Общая морфология организмов» («*Generelle Morphologie der Organismen*») обозначил этим словом греческой этимологии (греч. *οἶκος* — место обитания и *λόγος* — учение) науку об отношениях живых организмов и их сообществ между собой и с окружающей средой.

Неверно считать экологию наукой об окружающей среде, ограничивая окружающую среду лишь пределами околоземного пространства — это распространённое заблуждение зиждется на многовековом господстве церкви, которая, опираясь на учение Птолемея, считала Землю сосредоточием Вселенной. Уместно отметить, что большинство греческих философов (задолго до Клавдия Птолемея) считали, что наша Земля никоим образом не является

единственным обиталищем разумной жизни. К примеру, Анаксагор, основоположник афинской философской школы (5 век до н.э.), считал, что повсюду во Вселенной рассеяны невидимые элементы («семена жизни» — согласно его терминологии), способные послужить истоками всего живого. На протяжении последующих столетий, вплоть до настоящего времени, подобные идеи «панспермии» о появлении жизни на Земле в результате переноса с других планет неких «элементов жизни» многократно высказывались различными философами и учеными. Сегодня это уже не кажется фантастикой — полученные в 2006 году результаты миссии космического аппарата NASA Deep Impact по исследованию вещества одной из комет неопровержимо доказывают наличие в кометном веществе воды и простейших органических соединений. Это указывает на кометы как на один из возможных переносчиков жизни в космическом пространстве. Но даже если оставить в стороне обсуждение вопросов о жизни во Вселенной, невозможно игнорировать влияние Космоса на земную жизнь, поэтому даже самые отдаленные от нашей планеты объекты следует рассматривать как часть окружающей среды в рамках современной экологии.

Сегодня экологией можно назвать науку о взаимодействии живого (и прежде всего, конечно, — человека) с органическими и неорганическими компонентами окружающей среды. Изучение экологии — это, прежде всего, изучение физических процессов на микро- и макро- уровнях, включая и процессы техногенного характера. Когда-то эти взаимодействия и процессы были предметом изучения в естествознании, которое исторически предшествовало физическим наукам — в этом смысле экологию можно рассматривать как науку, постепенно выделившуюся из естествознания и физики. Экологию можно считать частью физики, в которой природа рассматривается с позиций потребностей человека (в ряду которых на первом месте стоят, конечно, потребности, связанные с выживанием и здоровьем).

Из курса общей физики известно, что посредником в передаче взаимодействий между физическими телами является материя, существующая в форме вещества или поля. По современным научным представлениям, в природе существует только *четыре типа фундаментальных взаимодействий*: гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное (заметим, что после создания единой теории электрослабых взаимодействий в 70-х гг. прошлого века, наметилась тенденция к их объединению). Передаются взаимодействия посредством движения элементарных частиц материи.

В зависимости от участия *элементарных частиц* в тех или иных взаимодействиях — как изученных, так и гипотетических частиц — они подразделяются на три основных класса. Первый класс составляют такие *переносчики взаимодействия* как не имеющие массы покоя фотоны (кванты электромагнитного поля), гравитоны (кванты гравитационного поля) и промежуточные бозоны (переносчики слабого взаимодействия). Второй класс образуют *лептоны* — частицы, не участвующие в сильном взаимодействии и имеющие спин $\frac{1}{2}$, в этот (второй) класс входят три «семейства»: электронное, мюонное и таонное (каждое семейство содержит одну заряженную частицу относительно малой массы и соответствующее ей нейтрино — частицу, не характеризующую ни массой, ни зарядом). Третий класс наиболее многочисленный — это класс *адронов*, частиц относительно большой массы, которые участвуют как в электромагнитном и слабом взаимодействиях, так и в сильном взаимодействии. Среди адронов выделяют «стабильные» частицы (распадающиеся за счет электромагнитного и слабого взаимодействий) и «резонансы» (распадающиеся за счет сильного взаимодействия). Адроны с целыми спинами составляют подкласс мезонов, а с полуцелыми спинами — подкласс барионов. Каждый из этих подклассов содержит разновидности частиц («обычные», «странные», «очарованные»), а внутри каждой разновидности имеются определенные «семейства» частиц, члены которых близки по массе. Адроны из одного и того же семейства идентичны по отношению к сильному взаимодействию. Примером может служить семейство таких адронов как нуклоны («обычные барионы»), которое образуют протоны и нейтроны, отличающиеся по массе всего на 1 %. Известно, что протоны и нейтроны составляют ядра атомов вещества. Электрический заряд протона по абсолютной величине равен заряду электрона и противоположен ему по знаку. Принято, что ядра атомов несут положительный электрический заряд, а движущиеся вокруг ядер электроны — отрицательный (отметим, что термины «положительный заряд» и «отрицательный заряд» обязаны своим распространением Бенджамину Франклину, до которого говорили о «электричестве разного рода»). Все элементарные частицы имеют свои античастицы.

Согласно современным воззрениям, адроны — составные частицы, структурными составляющими которых являются *кварки* и *антикварки*. Разные кварки, как предполагается, имеют электрические заряды, равные « $+\frac{2}{3}$ », « $-\frac{1}{3}$ », « $-\frac{2}{3}$ » и « $+\frac{1}{3}$ » по отношению к величине заряда электрона. Кроме того, им приписывается дополнительные характеристики — «цвет» и

«антицвет». Всего выделяют шесть сортов (иначе — «ароматов») кварков и идентифицируют их разнообразие шестью буквенными обозначениями, отвечающими условным качествам: d (down — «нижний»), u (up — «верхний»), s (strange — «странный»), c (charm — «очаровательный»), b (beauty — «прелестный»), t (truth — «правдивый»). Один кварк и один антикварк образуют своего рода мезон, три кварка — своего рода барион (скажем, протон состоит из одного d -кварка и двух u -кварков, а нейтрон является связанным состоянием u -кварка и двух d -кварков) и т.д. Кварки участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях.

Обменными частицами взаимодействия кварков считаются *глюоны* (которые при этом косвенно ответственны за соединение протонов и нейтронов в атомное ядро вследствие обмена нуклонов между собой мезонами). Согласно квантовой хромодинамике, глюоны обеспечивают сильные «цветовые» взаимодействия, которые могут изменять «цвет» кварка, но не меняют его «аромат». Слабые взаимодействия, наоборот, не меняют «цвет», но «аромат» изменить могут. Считается, что кварки не способны быть в свободном состоянии и всегда находятся внутри адронов (явление «конфайнмента»). Глюоны могут быть осмыслены как носители одновременно «цвета» и «антицвета», либо — как наше представление об изменении «цвета» кварка во время взаимодействия. Глюоны полагают истинно элементарными частицами. Первое прямое экспериментальное доказательство существования глюонов было получено в экспериментах на электронно-позитронном коллайдере PETRA в исследовательском центре DESY (Гамбург, Германия, 1979 г.).

Свойство тех или иных частиц («условно» элементарных частиц или «истинно» элементарных частиц) проявлять способность к участию в определенных взаимодействиях называют общим термином — *заряд*. Соответственно, пользуются понятиями «электрический заряд», «цветовой заряд» и т.д. Понятие электрического заряда в науке закрепилось относительно давно и интуитивно стало уже привычным. Именно разнообразные заряды частиц (разумеется, не только электрические) являются причиной всех физических взаимодействий.

В качестве *количественной меры взаимодействий* в физике рассматривают *силы*, а также *энергию* — показатель способности сил совершить работу, *эксэргию* — часть энергии, равную максимальной полезной работе, которую может совершить термодинамическая система при переходе из данного

состояния в состояние равновесия с окружающей средой. Дадим краткую характеристику фундаментальным взаимодействиям — гравитационному, слабому, электромагнитному и сильному.

Гравитационное взаимодействие присуще всем (большим и малым) телам Вселенной, проявляясь в виде сил Всемирного тяготения (эти силы обеспечивают существование галактик, звезд, планетных систем). Гравитационное взаимодействие является предельно слабым в ряду рассмотренных выше взаимодействий и в мире элементарных частиц (в микромире, нано-, пико-, фемто- и более тонких мирах), по-видимому, не играет практически никакой роли.

Слабое взаимодействие характерно для всех частиц, кроме фотонов; наиболее известное его проявление — распад свободного нейтрона и целого ряда нестабильных атомных ядер.

В *электромагнитном взаимодействии* непосредственно участвуют только частицы, имеющие электрический заряд и фотоны; наиболее известное его проявление — кулоновские силы, обуславливающие существование атомов.

Сильное взаимодействие, свойственное кваркам (и, соответственно, образованным ими адронам), наиболее четко проявляется в виде внутриядерных сил, обеспечивающих существование атомных ядер (ядра иначе называют *нуклидами*, от лат. *nucleus* — ядро).

Электромагнитные и гравитационные силы являются силами далекого действия, с увеличением расстояния они убывают медленно (теоретически никогда не становясь нулевыми). Сильное же взаимодействие проявляется лишь на малых расстояниях (порядка 10^{-15} м), а слабое взаимодействие является еще более короткодействующим.

Как показывает опыт, на расстояниях, присущих макромиру, электромагнитное взаимодействие является самым сильным, самым значимым и фактически определяет большинство макроскопических свойств объектов материального мира (говоря о расстояниях, следует понимать, что макромир огромен — радиус наблюдаемой Вселенной составляет около 13,7 млрд. световых лет (или примерно $1,29613 \cdot 10^{26}$ м — в международной системе физических единиц СИ).

Окружающая действительность, которую человек ощущает при помощи органов чувств, также относится к макромиру. Неощутимые проявления макромира и часть явлений микромира человек научился воспринимать при помощи специальных технических средств. Доступные нашему восприятию

физические процессы определяются в основном электромагнитным взаимодействием. Эти процессы могут быть использованы во благо или, напротив, оказаться пагубными для человека. В силу изложенного, ясно — почему электрически заряженные частицы играют в нашей жизни весьма значимую и более всего изученную наукой роль.

Стабильности любого физического объекта в микро- и макро- мирах отвечает энергетический минимум его состояния. Это значит, что в таком (структурно устойчивом) состоянии внутренние составные части объекта и объект как целое (в системе других объектов) не способны совершить работу за счет внутренних сил. Работа внутренних сил становится потенциально возможной лишь в том случае, если структурные единицы, обладающие зарядами, находятся в необъединенном состоянии — ведь связанное (объединенное) состояние могло бы нейтрализовать их заряды, обнулив потенциал взаимодействия. Это наблюдается, когда притягивающиеся частицы — например, электроны и позитроны — пространственно разделены, но утрачивают свои заряды при аннигиляционном взаимодействии, обращаясь в электрически нейтральные фотоны. Электрическая нейтрализация имеет место, если тела, имеющие одинаковые по величине и противоположные по знаку заряды, в результате работы кулоновских сил соединяются и, как следствие, теряют способность к дальнейшему электромагнитному взаимодействию. Система несвязанных электрически заряженных тел является возбужденной, нестабильной — и направленное движение в пространстве заряженных частиц (электронов, протонов и др.), стремясь систему стабилизировать, будет причиной совершения работы за счет энергии возбуждения. Из этой работы человек научился извлекать пользу, но эта же работа может принести и вред. Внутреннее пространственное смещение (деструкция) нейтральных в электрическом отношении тел влечет накопление потенциальной энергии, подобно взведению пружины (эта аналогия уместна еще и потому, что силы упругости имеют электромагнитную природу).

Направленное движение в пространстве элементарных частиц (как электрически заряженных, так и электрически нейтральных) в самом широком смысле слова можно назвать общим термином *излучение*, или «радиация» (от лат. *radiation* — излучение, испускание). В этом смысле радиация — это и потоки (лучи) фотонов, и электронов, и нейтронов, и других субъядерных частиц. Если движение частиц происходит в среде вещества, и при этом в качестве движущихся частиц выступают высокоэнергетические фотоны

(характеризующиеся квантами больших энергий) или если в движении участвуют свободные электрически заряженные частицы, то такое излучение прямо или косвенно может дестабилизировать или деструктурировать нейтральные атомы вещества, создавая из них *ионы* (от лат. *ion* – способный двигаться). В этом смысле подобного рода излучения называются «ионизирующими излучениями» или «ионизирующей радиацией». В гуманитарной литературе и обиходе часто понятия «радиация» и «ионизирующая радиация» отождествляют.

Выделение из экологии «дочерней» науки — *радиационной экологии* (термин является, увы, уже общепринятым) — обязано тому интересу и даже страху человечества по отношению именно к *ионизирующим излучениям* — излучениям, способным при определенных условиях представлять для живого организма большую опасность. Таким образом, предмет радиационной экологии можно ограничить рассмотрением феномена ионизирующих излучений (физический генезис этого феномена может быть естественным или искусственно организованным), а также исследованиями влияния этого феномена на живые организмы и изучением методов и средств защиты биологических объектов (человека — в первую очередь) от опасного воздействия ионизирующих излучений различного происхождения.

Исходя из изложенного, теперь можно перейти к дальнейшему рассмотрению материала, прежде всего обратившись — для более глубокого понимания сущности явлений, относящихся к предмету — к физическим началам и пропедевтике радиационной экологии.

ГЛАВА 1

ФИЗИЧЕСКИЕ НАЧАЛА И ПРОПЕДЕВТИКА
РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

В этой главе, исходя из того, что радиационная экология (как ясно из введения) является одной из физических наук, которая для специалистов технического профиля — и не в последнюю очередь для специалистов в области атомной энергетики — должна иметь важное прикладное значение, обратимся к ее физическим началам и затем рассмотрим пропедевтику (от греч. *προπαιδεύω* — предварительно обучаю) прикладной радиоэкологии, предшествующую более глубокому изучению предмета учебника.

Определим *радиационную экологию* (кратко «радиоэкологию») как раздел экологии, изучающий воздействие ионизирующей радиации на отдельные биологические организмы и на биосферу в целом, а также на объекты небιологического характера, используемые человеком. Поясним понятие «биосфера» — оно было введено в работах по биологии Жаном-Батистом Ламарком еще в начале XIX в. Целостное же учение о биосфере, как о глобальной экосистеме Земли, создал в начале XX в. биогеохимик и философ, первый президент академии наук Украины В. И. Вернадский. Ясно, что это понятие тесно связано с термином «экология». Без особых пояснений понятно и то, что радиоэкология неотделима от радиобиологии (отнюдь, не случайно в названии известного журнала «Радиационная биология. Радиоэкология» объединены обе лингвистические формы).

Зарождение радиоэкологии как научной дисциплины тоже связано с работами академика В. И. Вернадского, который в 1910-1920 гг. впервые обратил публичное внимание на значимость воздействия ионизирующей радиации на биосферу как целое, когда проблемы воздействия ионизирующих излучений на живую материю обсуждались только в узких научных кругах физиков, радиохимиков, биологов и медиков. Очевидно и то, что радиационная экология, как физическая дисциплина, теперь может претендовать на более широкие границы своих научных интересов, чем, скажем, радиационная биология и радиационная химия, которые по сути тоже являются частью физики, хотя имеют более узкую (соответственно — биологическую и химическую) направленность.

Радиация (ионизирующая и неионизирующая) как космическое явление свойственно экосистеме изначально, то есть — примордиально (от лат. *primordialis* – первоначальный, изначальный). Под *экосистемой* бу-

дем понимать сообщество людей и окружающий нас мир живой и неживой природы. Воздействие ионизирующей радиации человек испытывал на себе всю историю цивилизации, долгое время не понимая этого (поскольку физиологически не обладает способностью к ее чувственному восприятию) и, в силу перцептивного — по Лейбницу — мышления (от лат. *perceptio* – ощущение), долгое время не придавал значение этому физическому явлению как важному фактору влияния на жизнь и здоровье, в том числе — здоровье потомства.

Еще на рубеже XV–XVI в.в. среди шахтеров, добывавших серебро в глубоких (до 400 м) копях в районе г.Шнееберга в Саксонии (Германия), была замечена повышенная смертность от легочных заболеваний. Знаменитый врач и алхимик того времени Филипп Ауреол Теофраст Бомбаст фон Гогенгейм (1493–1541 гг.), известный под псевдонимом Парацельс, предположил, что симптомы «шнееберговской чахотки» связаны с ослаблением организма вследствие болезни легких от вдыхания рудной пыли, но позднее Haerting и Hesse (1879 г.), а вслед за ними и другие исследователи определили заболевание как рак легких, от которого умирали на протяжении многих веков от 2/3 до 3/4 шнеебергских горняков. Как выяснилось спустя столетия, заболевание шахтеров оказалось связанным с воздействием ионизирующих излучений радона и короткоживущих продуктов его распада, накапливающихся в воздухе плохо вентилируемых шахт. Физика этих явлений тогда никому не была понятна, но теперь, постепенно, она становится понятной образованной части человечества.

§ 1.1. | ФИЗИЧЕСКИЕ НАЧАЛА РАДИАЦИОННОЙ ЭКОЛОГИИ

Современным людям хорошо известно, что тело человека, равно как и другие органические и неорганические физические тела в известном нам экологическом пространстве, состоит молекул, участвующих в обмене веществ живого организма. О молекулярном строении веществ пытливые умы человечества догадывались давно, но доказательства реальности существования молекул были представлены только в начале XX в. в работах Ж.-Б. Перрена, Т. Сведберга, М. Смолуховского, А. Эйнштейна и в некоторых других трудах, посвященных броуновскому движению микрочастиц.

Молекулы, являясь образованиями на основе химических связей атомов, могут быть очень разными — от простейших, состоящих из одного атома (как гелий He), двух атомов (как кислород O_2), трех атомов (как углекислый газ CO_2), четырех атомов (как ацетилен C_2H_2), пяти атомов (как метан CH_4) и т.д. — до сложных многоатомных (тысячеатомных) образований в молекулах биологических тканей.

Размеры атомов — порядка 1 ангстрема (10^{-10} м): в любом крошечном кусочке вещества, который мы в состоянии разглядеть (например, в пылинке) содержится больше атомов, чем звезд во всей нашей Галактике.

Атомы — самостоятельные нано-системы, состоящие из ядра, где сосредоточена основная доля массы вещества, и движущихся вокруг ядра относительно легких электронов (электронное взаимодействие атомов обуславливает химические связи атомов между собой). Наименьший атом — атом протия: изотопа водорода, ядром которого является протон. Протон — наименьший из нуклидов и часто рассматривается как самостоятельная частица. Известны атомы (по данным на начало второго десятилетия XXI в.) с числом протонов, почти достигающим сто двадцать единиц. Количество протонов в ядре (нуклиде) определяет классификационное положение соответствующего атома в Периодической таблице химических элементов (таблице Д.И.Менделеева). При условии равенства числа протонов в ядре числу окружающих ядро электронов атом электрически нейтрален. Ядра атомов имеют положительный электрический заряд (его носителем служат протоны), а электронная оболочка — отрицательный (его носителем служат электроны).

Согласно предположению Этторе Майорана, Д.Д. Иваненко и Вернера Гейзенберга (1932 г.), которое подтвердилось последующими теоретическими и экспериментальными исследованиями, ядра атомов (кроме атома протия) состоят как из протонов, так и из нейтронов — *нуклонов*, связанных между собой. Историческая справедливость требует отметить тот факт, что Иваненко и Гейзенберг независимо опубликовали свои гипотезы о протон-нейтронном строении ядра, а Майорана от публикации решительно воздержался, ограничившись — еще до выступлений Иваненко и Гейзенберга — обсуждением своих идей с коллегами. Упомянем также, что — по свидетельству Поля Ланженвена — аналогичную идею независимо высказывал и Франсис Перрен, при этом А.Ф.Йоффе считал единственным автором этой идеи своего ученика Д.Д.Иваненко, в то время как Э.Резерфорд отдавал

«пальму первенства» В.Гейзенбергу, а Энрико Ферми всю жизнь признавал авторство теории строения атомного ядра только за Э.Майорана.

Подтвержденная гипотеза (ставшая теорией) строения атомного ядра предусматривает, что за связанность протонов и нейтронов в нуклиде ответственна частица (мезон), которой обмениваются нуклоны. К идее о существовании мезона, исследуя природу ядерных сил, первым пришел Хидэки Юкава (1935 г.), который стал первым японцем, удостоенным Нобелевской премии (после того, как в конце 40-х годов XX в. мезон был обнаружен экспериментально).

Общее число протонов и нейтронов (нуклонов) в ядре атома называют *массовым числом* (A) нуклида. Массовое число нуклида при буквенном обозначении химического элемента указывают в качестве верхнего индекса слева. Массовое число примерно соответствует величине массы атома, выраженной в так называемых «атомных единицах массы» (сокращенно а.е.м.). За 1 а.е.м. принята (с 1961 г.) масса $1/12$ массы изотопа углерода с массовым числом 12, что в СИ равно $1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг. Число протонов в ядре называют *зарядовым числом* (Z) нуклида, его указывают в качестве нижнего индекса слева от буквенного обозначения химического элемента, если в этом есть необходимость. Атомные ядра часто характеризуют не только отдельным количеством протонов Z и нейтронов $N = A - Z$, но и общим количеством нуклонов в ядре $A = Z + N$. Сочетание массового и зарядового чисел конкретного нуклида определяет многие его свойства. Различают четно-четные ядра (для которых Z и N — четные числа), четно-нечетные ядра (для которых Z — четное, а N — нечетное, или наоборот) и нечетно-нечетные ядра (для которых Z и N — нечетные числа). Безотносительно к типу ядер среднее расстояние между нуклонами в большинстве случаев не превышает $2 \cdot 10^{-15}$ м, однако плотность внутриядерной материи не изотропна: для тяжелых нуклидов расстояние между нуклонами на периферии ядра обычно гораздо больше, чем в его глубоких слоях.

Одной из самых ранних информативных (референтных) моделей строения атомного ядра стала капельная модель, предложенная в 1936 году Н.Бором и Дж.Уилером в продолжение разработок Я.И.Френкеля и дебютной идеи бывшего Одесского студента Г.А.Гамова (1928 г.). Согласно этой теоретической модели, атомное ядро можно представить в виде сферической или эллипсоидальной равномерно заряженной капли из особой ядерной материи, которая некоторыми свойствами — например, несжимаемостью,

насыщением ядерных сил, «испарением» нуклонов — напоминает жидкость. На основе этого представления было решено, что на такое ядро-каплю можно распространить некоторые другие свойства капли жидкости, например поверхностное натяжение, дробление капли на более мелкие части (деление ядер), слияние мелких капель в одну большую (синтез ядер). Учитывая эти общие для жидкости и ядерной материи свойства, а также специфические свойства последней, вытекающие из принципа Паули и наличия электрического заряда, Карлу Вайцзеккеру удалось получить полуэмпирическую формулу, позволяющую вычислить энергию связи ядра (и его массу) — если известен состав нуклида. Так, массу любого атомного ядра можно вычислять по формуле (подробные пояснения приведены в гл.3):

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \left[\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta \right] / c^2 \quad (1.1)$$

где m_p — масса протона, m_n — масса нейтрона, c — скорость света.

Поясним, что данная формула, к которой мы еще обратимся в материале книги, в рамках капельной модели атомного ядра важна тем, что дает довольно точные значения масс (и энергий связи) для очень многих ядер — именно это делает ее достаточно универсальной и очень ценной для теоретического анализа различных свойств нуклидов. Эти свойства часто определяют ту роль, которую нуклиды играют при взаимодействии с окружающей средой. Важно отметить, что капельная модель нуклидов — в ряду других, более поздних, моделей (которые еще будут рассмотрены) — оказалась наиболее значимой в практическом отношении. Она в последующем сыграла решающую роль в построении Бором, Френкелем и Уилером теории деления атомных ядер, без которой развитие атомной энергетики (на основе идей И. Ноддак, экспериментов И.Жолио-Кюри, О.Гана и Ф.Штрассана, интеллектуального участия Л.Мейтнер и О.Фриша) едва ли стало бы возможным, а многие физические процессы, происходящие в дальнем и ближнем экологическом пространстве — осмысленными.

Каждая из существующих в современной науке моделей атомных ядер, позволяющих разобраться в физике внутриядерных процессов (и понять то, что мы не в состоянии почувствовать), имеет свои границы применимости. Все модели учитывают непреложный факт, состоящий в том, что то или иное

конкретное протон-нейтронное ядро может быть стабильным или нестабильным (энергетически возбужденным), может быть делимым или неделимым — в зависимости от значения энергии связи. Напомним, что энергией связи нуклида называется та энергия, которую надо сообщить ядру, чтобы высвободить из него структурные единицы (нуклоны).

В 1934 г. молодой немецкий физик Вальтер Эльзассер установил, что ядра, в которых число протонов или число нейтронов равно одному из чисел: 2, 8, 50, 82 или 126, обладают особой стабильностью, и поскольку физики не находили объяснения этому феномену, данные числа (и ядра) были названы *магическими*. Наиболее устойчивыми оказались ядра, в которых и число протонов, и число нейтронов одновременно были одним из магических — такие ядра получили название «дважды магические» (к ним относятся имеющие по 2 протона и 2 нейтрона ядра гелия, имеющие по 8 протонов и 8 нейтронов ядра кислорода, имеющие по 82 протона и 126 нейтронов ядра свинца). Эти факты, наряду с другими, дали основание американскому физику Альберту Алену Бартлетту предложить оболочечную модель атомного ядра, которая, опередив свое время, не нашла поддержки в научных кругах. Только в 1949 г., когда представления физиков об атомном ядре значительно углубились, оболочечная модель ядра А.А.Бартлетта, повторно предложенная Марией Гёпперт-Майер и независимо от нее Йоханнесом Хансом Даниелем Йенсенсом, привлекла всеобщее внимание — и в 1963 г. оба они были удостоены Нобелевской премии по физике.

По тем или иным причинам, которые будут рассмотрены отдельно в последующих главах, атомное ядро может терять свою целостность, а протоны и нейтроны могут существовать также вне ядер, вне атомов, в свободном (несвязанном) состоянии: протоны — дольше, нейтроны — довольно ограниченное время.

Кратко остановимся на истории открытия *протонов* (иногда обозначаемых как *p*-частицы) и объяснении их физических свойств. Они, как самостоятельные частицы, были обнаружены в опытах Марсдена и Гейгера (1919 г.), которыми руководил Э.Резерфорд — при проведении экспериментов по изучению структуры атомного ядра, эти до той поры не известные тяжелые электрически заряженные частицы находились в числе частиц, выбитых из ядер. В 1920 г. эти частицы были названы Резерфордом протонами (от греч. *proton* — простейший, первичный) и этот термин был сразу принят на том основании, что протон оказался простейшим нуклидом

— ядром протия. Было установлено, что протон имеет положительный электрический заряд, по абсолютной величине равный заряду электрона — примерно $1,602176487 \cdot 10^{-19}$ Кл. Эта частица характеризуется массой — примерно $1,672621638 \cdot 10^{-27}$ кг. Хотя теперь считается, что протоны состоят из кварков, скрепленных вместе глюонным полем, такое описание, заметим, справедливо только для неподвижных или медленно движущихся протонов. Если же протон движется со скоростью, близкой к скорости света, то намного корректнее его описывать в виде пронизывающих друг друга облаков кварков, антикварков и глюонов. Эти облака иногда в литературе именуются общим термином — *партоны* (от англ. *part* — часть). Заметим, что в нейтронно-дефицитных ядрах происходит распад протона с образованием нейтрона (благодаря захвату орбитального электрона или с испусканием позитрона). Таким образом, возможно превращение протона в нейтрон (и наоборот).

Протон считается вполне стабильной частицей, однако все теоретические построения, связанные с «великим объединением» электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий, предсказывают нестабильность протона, хотя и относительно малую с точки зрения продолжительности человеческой жизни и даже с точки зрения возраста Земли (известно, что этот возраст составляет более 5 млрд. лет). Предполагается, что распад протона может происходить с образованием электрона и нейтрального π -мезона (пи-мезона, или *пиона*), а последний, в свою очередь, практически сразу (с вероятностью 98,798 %) превращается в два фотона жесткого электромагнитного излучения. Согласно теоретическому анализу, среднее время жизни протона в стабильном состоянии оценивается порядком $10^{31 \pm 1}$ лет. С химической же точки зрения протон, напомним еще раз — это ядро простейшего атома водорода (протия).

Кратко остановимся на истории открытия *нейтронов* (иногда обозначаемых как *n*-частицы) и объяснении их физических свойств. К 1932 г. были известны лишь две элементарные частицы — протон и электрон. Поэтому и атомное ядро представлялось состоящим из этих частиц, хотя квантово-механический принцип неопределенности Гейзенберга не допускал нахождения электронов внутри объема пространства ядерных размеров, — и возникали трудности с объяснением спинов (параметров «вращения» вокруг собственной оси) некоторых ядер.

Ученик Макса Планка — Вальтер Боте и его студент Герберт Бекер были первыми из тех, кто приблизился к открытию нейтрона. В 1930 г. они опи-

сали необычный тип «лучей», который возникал при облучении бериллия ядрами атомов гелия, возникающими при распаде химического элемента, характеризующегося зарядовым числом $Z = 84$, то есть полония. Проводимый ими эксперимент имел целью проверку теории Э. Резерфорда, а также — выяснение того, излучаются ли в этом физическом процессе какие-либо высокоэнергетические частицы.

В конце 1931 г. — начале 1932 г. парижские физики Ирен Кюри (дочь дважды Нобелевского лауреата Марии Склодовской-Кюри и Нобелевского лауреата Пьера Кюри) и ее муж Фредерик Жолио тоже подвергли бериллий бомбардировке частицами, испускавшимися полонием. Проводя исследования, они также обнаружили неизвестное ранее электрически нейтральное излучение большой проникающей способности, под воздействием которого мишень (парафин) начинала в свою очередь испускать множество быстрых протонов.

Супруги Жолио-Кюри приняли это излучение за фотоны жесткого электромагнитного излучения и пытались объяснить наблюдаемое явление как рассеяние фотонов на протонах в составе парафина (содержащего в избытке атомы водорода). В это время в Англии ученик Э. Резерфорда Джеймс Чэдвик повторив опыты супругов Жолио-Кюри, выяснил, что испускаемые бериллием электрически нейтральные частицы, имеют массу, равную массе протона. Так в 1932 г. благодаря усилиям Дж. Чедвика, получившего за это 3 годами позже Нобелевскую премию по физике, был открыт нейтрон (супруги Жолио-Кюри тоже не были забыты — в тот же год им также была присуждена Нобелевская премия по химии, за открытие искусственной радиоактивности и синтез новых радиоактивных элементов, а В. Боте получил свою Нобелевскую премию позже — в 1954 г.).

В свободном состоянии нейтрон нестабилен — время его жизни составляет всего $885,7 \pm 0,8$ секунды. Его распад, по-видимому, объясняется тем, что нейтрон при прочих равных условиях — скажем при равных скоростях — имеет массу больше, чем протон (соответственно, разность энергий, согласно формуле Эйнштейна, составляет $m_n \cdot c^2 - m_p \cdot c^2 = 1,29344$ МэВ), хотя и не только этим. Напомним, что 1 эВ это мера, равная энергии, которая свойственна электрону, ускоренному электрическим полем под действием разности потенциалов 1 В.

Поскольку распад нейтрона идет с образованием лептонов и изменением «аромата» кварков, то он может происходить только за счет слабого

взаимодействия. Однако ввиду специфических свойств слабого взаимодействия, скорость этого процесса аномально мала из-за крайне малого энерговыделения (вследствие разности масс начальных и конечных частиц). Именно этим объясняется тот факт, что нейтрон является настоящим «долгожителем» среди элементарных частиц: его время жизни примерно в миллиард раз больше времени жизни мюона (первоначально называвшегося μ -мезоном, хотя мезоном по сути эта частица не является) — следующей за нейтроном (по времени жизни) метастабильной частицы, обнаруженной Карлом Андерсоном (1936 г.) при исследовании космических лучей. Единственным каналом распада, разрешенным законом сохранения энергии и законами сохранения электрического заряда, а также барионного и лептонного квантовых чисел (зарядов), является распад нейтрона на протон, электрон и электронное антинейтрино. Надо сказать, что нейтрон — единственная из элементарных частиц, имеющих массу, для которой в эксперименте наблюдалось гравитационное взаимодействие — искривление в поле Земного тяготения траектории значительно коллимированного (т.е. суженного) пучка нейтронов малых энергий. В этих исследованиях измеренное гравитационное ускорение нейтронов в пределах точности эксперимента совпадало с гравитационным ускорением макроскопических тел. Изотопические спины (изоспины) нейтрона и протона одинаковы и равны $1/2$, иначе $\hbar/2$ (напомним, что $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка-Дирака, h — постоянная Планка, о которой еще пойдет речь), их проекции противоположны по знаку. В этом контексте надо пояснить, что изоспин — одна из внутренних характеристик (иначе — квантовое число, уподобленное механическому моменту количества движения вращающегося тела), определяющая число зарядовых состояний адронов. Понятие изотопического спина было предложено в 1936 г. Б. Кассеном и Э. Кондоном. Отметим, что именно явление сохранения изоспина элементарных частиц в сильных взаимодействиях позволяет приближенно вычислять сечения ядерных реакций (об этом подробно — в следующих главах) и предсказывать структуру ядерных уровней в случаях, когда эффекты взаимодействий, не сохраняющих спин, малы. Протоны и нейтроны участвуют, в разной степени, во взаимодействиях всех известных типов (гравитационном, электромагнитном, сильном и слабом).

Протоны и нейтроны могут образовывать связанные группы, к числу которых относятся такие протон-нейтронные объединения как ядро дейтерия (название частицы — «дейтрон», иногда обозначается как d -частица), ядро

триция (название частицы — «тритон», иногда обозначается как t -частица), нейтронно-дефицитное ядро гелия (название частицы — «гелион», иногда обозначается как h -частица, что неудобно и крайне неудачно в связи с обозначением такой же литерой постоянной Планка, поэтому может применяться и другое обозначение — « I ») и др. связанные системы нуклонов, которые — как частицы — могут играть самостоятельную роль, определяемую собственными ядерно-физическими характеристиками. Эти характеристики зависят во многом от спинов этих частиц, которые представляют собой векторную сумму спинов протонов s_p , спинов нейтронов s_n , а также от их относительного орбитального момента: $\vec{J} = \vec{s}_p + \vec{s}_n + \vec{L}$. В этом контексте обратим внимание на то, что спаренные протоны («дипротоны», обозначаемые pp) и спаренные нейтроны («динейтроны», обозначаемые nn) в буквальном смысле связанными системами не являются — как и спаренные (способные двигаться попарно) электроны.

Кратко остановимся на истории открытия *электронов* и отметим их физические свойства, по ходу пояснения сравнивая эти свойства со свойствами других элементарных частиц. Электрон — исторически дольше других известная науке отрицательно заряженная элементарная частица, являющаяся — как ясно из изложенного выше — одной из основных структурных единиц вещества. Это единственная стабильная частица среди лептонов.

После открытия (1859 г.) Юлиусом Плюккером катодных лучей и последующего исследования (1869 г.) их свойств Йогоном Гитторфом английский физик Кромвелл Флитвуд Варли высказал предположение (1871 г.) о том, что эти лучи состоят из небольших электрически заряженных частиц, испускаемых катодом. Эта идея получила подтверждение в 1879 г., когда Уильям Крукс, после модификации вакуумных трубок Плюккера и Гитторфа, сумев повлиять на направление катодных лучей постоянным магнитом, пришел к выводу: катодные лучи действительно представляют собой поток отрицательно заряженных частиц (однако не все ученые того времени согласились с Круксом). Идеология, связанная с этими частицами вошла в физику (1881 г.), когда Гельмгольц, цествуя М. Фарадея указал, что атомная структура вещества вместе с законами электролиза Фарадея неизбежно приводит к мысли о том, что электрический заряд всегда должен быть кратен некоторому элементарному заряду. Условное название для частицы, которая является носителем этого заряда, предложил в 1891 г. физик-

электрохимик Джордж Стоней, позаимствовав его у древних греков (от греч. *ἤλεκτρον* — «электрон», что означает «янтарь» — по сути, окаменевшая смола деревьев, трение которой о шерсть, как подметили еще эллины, приводит к явлению электризации).

Решающие эксперименты по объяснению природы частиц, составляющих катодные лучи, были проведены (1897 г.) Джозефом Джоном Томсоном, который подверг их воздействию как магнитного, так и электрического полей, вычислил скорость движущихся частиц, а затем — и отношение их массы к заряду. Так что своим открытием электрон обязан Дж.Дж.Томсону, впоследствии удостоенному за это Нобелевской премии по физике (1906 г.).

Частицы катодных лучей сам Томсон называл «корпускулами», а термин «электрон» он первоначально использовал для обозначения отрицательно-го заряда «корпускулы», со временем же электроном стали называть и саму частицу. В то время в научном лексиконе для идентификации электричества «разного рода» уже использовалась терминология «положительные» и «отрицательные» заряды, предложенная в 1750 г. Бенджамином Франклином — «знаменитейшим ученым мира», по выражению Робеспьера.

Позже (1910-1912 гг.) исследования характеристик электронов нашли свое продолжение в известных экспериментах Роберта Эндрюса Милликена по определению величины элементарного электрического заряда, присущего электрону. Измеряя силу, действующую на мельчайшие заряженные капельки масла, уравновешенные силами электрического поля и гравитации, Милликен показал, что результаты могут быть объяснены, если предположить, что заряд капли пропорционален целому числу элементарных зарядов величинами по $1,592 \cdot 10^{-19}$ Кл каждый. Это, несколько меньшее значение по сравнению с установленным позднее ($1,60217653 \cdot 10^{-19}$ Кл), можно объяснить тем, что в расчетах Милликена использовались неточные значения коэффициента вязкости воздуха. Подобные эксперименты, в которых вместо капель масла были взяты мельчайшие металлические опилки, независимо от Милликена были проведены также российским физиком Абрамом Федоровичем Иоффе (1911-1913 гг.). Электрический заряд электрона, который принято считать отрицательным, противоположен электрическому заряду протона. Абсолютную величину этого электрического заряда принято называть «элементарным зарядом». Масса электрона равна $9,10938215(45) \cdot 10^{-31}$ кг, что в 1836,152 672 47(80) раз меньше массы протона (с точки зрения нумерологии интересно, что это число раз с точностью до

0,002 % равно величине $6\pi^5$, но пока не ясно имеет ли это какое-то значение с точки зрения физики).

Электрон (как протон и нейтрон) имеет полуцелый спин в единицах постоянной Планка-Дирака, что прямо следует из уравнения П.Дирака (1928 г.), которое является релятивистским обобщением уравнения движения квантовой частицы, выведенного Э. Шрёдингером (1926 г.) — это уравнение играет в квантовой механике такую же важную роль, как уравнение второго закона Ньютона в механике нерелятивистских скоростей. Справедливости ради надо отметить, что для протона и нейтрона это уравнение при прямом применении (если нуклоны рассматривать как несоставные частицы) приводит к неправильным значениям магнитных моментов, поэтому для составных частиц применяется не уравнение Дирака, а его модификация (уравнение Майорана).

Электроны участвуют в слабом, электромагнитном и гравитационном взаимодействиях и являются легчайшими из заряженных лептонов — вместе с *позитронами* — античастицами электронов. Существование позитрона (частицы, равной по массе электрону и противоположной ему по знаку электрического заряда) было предсказано П.Дираком (их существование вытекало из релятивистской теории электрона, развитой П.Дираком в 1928-1931 гг.), и уже через несколько лет (1932 г.) позитроны, как и мюоны, были обнаружены в составе космических лучей Карлом Дэвидом Андерсоном (лауреатом Нобелевской премии 1936 г.).

Электроны — стабильные частицы, участвующие в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях. Электроны, будучи одними из основных структурных элементов материи, во многом определяют свойства веществ — электронные оболочки атомов влияют на оптические, электрические, магнитные и химические свойства атомов и молекул, а также на большинство других свойств твердых тел. Электроны могут быть не только в составе околоядерных электронных облаков атомов, но и сколь угодно долго находиться в свободном состоянии. Последовательное релятивистское описание движения электрона в атоме дается квантовой электродинамикой. Движение же свободных (внеатомных) электронов описывается классической электродинамикой. Примером движения свободных электронов может служить такое широко известное явление, как электрический ток в различных средах или вакууме. Позитроны, в отличие от электронов, в веществе не могут существовать свободно, поскольку при замедлении они аннигили-

руют, соединяясь со своими электрическими антиподами — электронами. При аннигиляции электрона и позитрона в большинстве случаев образуются два фотона, значительно реже — один фотон. Однофотонная аннигиляция может произойти только в том случае, когда электрон сильно связан с ядром (участие ядра в этом случае необходимо для сохранения импульса). Двухфотонная аннигиляция, напротив, может происходить и со свободным электроном, но — как правило происходит в зоне атомного влияния. Часто процесс аннигиляции происходит после практически полной остановки позитрона. В этом случае испускаются в противоположных направлениях два фотона с равными энергиями.

Важно подчеркнуть, что электроны (как и позитроны, нейтроны и другие частицы) обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Волновые свойства потоков электронов (электронных лучей) были экспериментально обнаружены в 1927 г. американскими физиками К. Дэвиссоном и Л. Джермером и независимо — английским физиком Дж. П. Томсоном. Потоки электронов (и позитронов) можно уподобить распространению фотонов в пространстве (явления интерференции и дифракции «лучей» этих частиц хорошо известны — часто электронные и позитронные излучения ассоциируют с лучами).

Что касается *фотонов*, вывод об их существовании — как частиц электромагнитного поля — берет свое начало в работах М. Планка (1900 г.). Предположив, что энергия электромагнитного излучения абсолютно черного тела квантована, Планк получил правильную формулу для спектра излучения. Развивая идею Планка, А. Эйнштейн (1905 г.) постулировал, что электромагнитное излучение (в том числе видимый свет) в действительности является потоком отдельных квантов (фотонов), и на этой основе убедительно объяснил закономерности фотоэффекта. Первое прямое экспериментальное доказательство существования фотонов было дано Р. Милликенom в 1912-1915 гг. в его исследованиях фотоэффекта, а также А.Комптоном (1922 г.), обнаружившим рассеяние рентгеновских лучей с изменением их частоты. Фотон — в некотором смысле особая частица: его масса условного покоя (ибо покой фотона нереален) равна нулю. Поэтому, считая массу покоя обязательным атрибутом частицы, в научном мире фотон стали воспринимать в качестве частицы не сразу. Теперь представления об электромагнитных излучениях как о потоке фотонов стали общепринятыми и являются в полной мере обоснованными. Таким образом, фотону (как и многим другим

частицам) свойственен корпускулярно-волновой дуализм. Действительно, с одной стороны, фотон демонстрирует свойства электромагнитной волны в явлениях дифракции и интерференции в том случае, если характерные размеры препятствий сравнимы с длиной волны фотона. Например, последовательность одиночных фотонов с частотой ν , проходящих через двойную щель, создают на экране интерференционную картину, которую можно описать уравнениями Максвелла. С другой стороны, эксперименты показывают, что фотоны излучаются и поглощаются целиком объектами, которые имеют размеры, много меньшие длины волны фотона (например, атомами) или вообще в некотором приближении могут считаться точечными (например, электронами). Другими словами, фотоны в процессах излучения и поглощения ведут себя как точечно-подобные частицы.

Фотоны относятся к переносчикам электромагнитных взаимодействий. Как самостоятельные частицы они участвуют в электромагнитном и гравитационном взаимодействиях. Согласно квантовой хромодинамике, реальный фотон может взаимодействовать не только как отдельная точечная частица, но и как совокупность кварков и глюонов, наподобие адрона. Структуру фотона определяют не традиционные наборы валентных кварков (как, например, структуру протона), а виртуальные флуктуации точечного фотона в наборе партонов. Эти свойства проявляются лишь при достаточно высоких энергиях, начиная приблизительно с 1 ГэВ. Фотоны излучаются во многих природных процессах, например, при движении электрически заряженной частицы с ускорением, при переходе атома или ядра из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией, или при аннигиляции пары электрон-позитрон. Во многих других (обратных) процессах — таких как возбуждение атома или рождение электрон-позитронных пар — происходит не излучение, а поглощение фотонов. Фотоны высоких энергий (в случае высокочастотных электромагнитных излучений) получили название рентгеновских фотонов, а в случае еще более высоких энергий — фотонов жесткого излучения (об их специальном названии будет сказано ниже). Фотоны ультрафиолетового излучения и видимого света обладают меньшими энергиями и корпускулярные свойства проявляют меньше.

Некоторое представление об окружающем нас мире элементарных частиц может дать классификационная таблица, помещенная в Приложении 1. Чтобы подчеркнуть физическую связь макромира (мегамира) и мира элементарных частиц, в заключение этого параграфа отметим, что

по современным научным представлениям, из каждых 100 нуклонов во Вселенной, 87 являются протонами и 13 — нейтронами (последние в основном находятся в связанном состоянии в составе ядер атомов гелия, представляющих собой соединение 2-х протонов и 2-х нейтронов). Оцениваемая оптическими методами плотность космического барионного вещества, которое состоит в основном из нуклонов, можно считать известной — один нуклон на $0,4 \text{ м}^3$ объема наблюдаемого пространства, так что нетрудно подсчитать, что число электронов в объеме Вселенной составляет величину порядка 10^{80} , исходя из общей нейтральности вещества (согласно закону сохранения электрического заряда, по которому число протонов и электронов в замкнутой системе должно быть одинаково).

Поскольку далеко не все электроны и протоны являются частями атомных образований, они могут быть обнаружены при помощи технических средств после перехода в несвязанное состояние. Высвобождаясь из структуры атомов, они могут приобретать кинетическую энергию. Поэтому, в случае своего свободного состояния, они не обязаны покоиться или принимать участие только в тепловом (хаотическом) движении. Испускание таких частиц нуклидами относится к свойствам последних и может наблюдаться вследствие их распада.

Источники ионизирующих излучений можно разделить на естественные (встречающиеся в природе) и искусственные (созданные человеком). И те, и другие физические источники, в принципе, можно разделить на источники *внеядерных* и *ядерных* излучений.

Испускание частиц ядрами атомов называют радиационной активностью ядер, или *радиоактивностью*, а сами нуклиды (склонные к распаду) — радиоактивными. Иногда частицы покидают ядра группами (например, устойчивое соединение 2-х протонов и 2-х нейтронов или протон-нейтронное устойчивое соединение), иногда — поодиночке (например, электроны, которые формируются в ядре непосредственно в момент испускания путем обращения нейтрона в протон), иногда — испускание из нуклида адронов и лептонов сопровождается излучением фотонов. Частицы, покинувшие атомные ядра, снова могут вступить в сильные или иные взаимодействия и оказаться захваченными, удержанными и поглощенными ядрами других (соседних) атомов в течение времени своей жизни.

Частицы, обладающие большой кинетической энергией, могут сталкиваться и вступать во взаимодействие в результате этого столкновения с образованием новых частиц. Для изучения физики элементарных частиц их

столкновения провоцируют технически, разгоняя свободные частицы при помощи ускорителей и искусственно организовав упорядоченные встречные потоки (скажем, протон-протонные взаимодействия), например, в *адронных коллайдерах* (от англ. *collide* — сталкиваться). Примерами искусственного упорядоченного движения электрически заряженных частиц могут служить электрический ток, а также потоки частиц в таких ускорителях элементарных частиц, как бетатроны, циклотроны, синхрофазотроны. Примерами естественного упорядоченного движения в космосе этих частиц является так называемый *солнечный ветер* (истечение плазмы солнечной короны в межпланетное пространство), а также движение протонов и электронов в магнитосфере Земли, о чем еще будет идти речь на страницах этой книги.

Упорядоченное направленное движение фотонов в пояснительных примерах не нуждается — достаточно лишь упомянуть распространение света и напомнить, что понятие луча было введено именно в геометрической оптике. Движение фотонов высоких энергий по существу ничем не отличается от движения фотонов меньших энергий — скажем, фотонов видимого света (их скорость в вакууме одинакова, а в вещественной среде зависит от частоты, определяя длину электромагнитных волн). Испускание и поглощение потока фотонов происходит квантами (то есть порциями, соответствующими одному фотону). При этом излучаемый или поглощаемый квант энергии фотона определяется произведением частоты излучаемых электромагнитных волн на некоторый универсальный для всех фотонов коэффициент, введенный основоположником квантовой теории М.Планком (1900 г.). Этот коэффициент получил название «квант действия», который теперь называется постоянной Планка ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с) и является одной из универсальных физических констант.

Под действием потоков свободных элементарных частиц (от фотонов до адронов) некоторые нейтральные в электрическом отношении атомы вещества могут быть превращены в *ионы*, если энергии падающего излучения будет достаточно для удаления электронов с околоядерных орбит атомов, то есть для выполнения *работы ионизации*. Положительный ион — *катион* (в буквальном переводе с греческого «движущийся вниз») — характеризуется недостатком электронов, а отрицательный ион — *анион* (в буквальном переводе с греческого «движущийся вверх») — характеризуется избытком электронов по сравнению с нейтральным атомом.

Чтобы конкретизировать физическую картину ионизации, выделяют *корпускулярное и фотонное* ионизирующие излучения. Для наиболее распро-

страненных и лучше изученных корпускулярных ионизирующих излучений используют специальные уточняющие названия. Так, потоки счетверенных нуклонов (2 протона и 2 нейтрона — то есть потоки ядер атомов гелия) практически всегда называют α -излучением, потоки электронов и позитронов — β -излучением, жесткое электромагнитное излучение, характеризующееся частотами примерно от 10^{19} Гц, называют γ -излучением. Менее жесткое излучение, характеризующееся частотами свыше 10^{17} Гц, но также способное к интенсивной ионизации вещества, когда-то было известно под названием Х-лучей (икс-лучей). Соответственно, теперь широко используют названия: α -частицы, β -частицы (электроны), β^+ -частицы (позитроны) и γ -фотоны. Своими названиями α - и β -частицы обязаны Э.Резерфорду (1899 г.), когда об их физической сути никто не знал, — именно тогда пришлось использовать для идентификации открытых, но не изученных излучений специальные названия. Название γ -лучам, по аналогии с α - и β -излучениями, отдавая дань уважения Резерфорду, дал открывший их П.Виллард (1900 г.). С подачи ученика В.К.Рентгена — А.Ф.Йоффе, Х-лучи позже стали называть рентгеновскими (по фамилии В.К.Рентгена, открывшего их в 1895 г.).

Научными исследованиями конца XIX в. — начала XX в. было установлено, что некоторые из известных в то время химических элементов стабильны, а другие обладают способностью к испусканию α - и β - частиц, а вместе с ними — и γ -лучей, а также рентгеновского излучения (примеры излучателей — в Приложениях 2-4).

После открытия рентгеновского излучения (1895 г.) известный французский физик и математик Жюль Анри Пуанкаре, имевший привычку щедро раздавать свои идеи в среде коллег-ученых, предложил проверить — не излучают ли соли урана при флуоресценции (свечении вещества при условии действия внешнего освещения) также рентгеновские лучи. Проверкой гипотезы занялся французский физик Антуан Анри Беккерель (1896 г.). Проводя эксперименты по изучению флуоресценции, А.А.Беккерель случайно обнаружил неожиданный феномен: соли урана стали причиной засвечивания фотопластины, закрытой светонепроницаемой бумагой. Он не знал (или забыл), что 39 годами ранее Абель Ньепс де Сент-Виктор (племянник изобретателя фотографии Ж.Ньепса), с исследованиями которого был знаком отец А.А. Беккереля, уже наблюдал, как соли урана засвечивают фотоматериалы в полной темноте. Но ни А.Ньепс, ни другие не смогли в свое время объяснить этот феномен. Заинтересовавшись этим явлением и безотлагательно исследовав его, молодые ученые Мария Складовская-Кюри и Пьер Кюри об-

наружили, кроме урана, и другие химические элементы — радий, полоний, актиний — причем, эти элементы обладали еще более сильной способностью, чем уран, испускать ионизирующие излучения (и засвечивать фотопластины через светонепроницаемое покрытие). Можно сказать, что эти научные исследования послужили предпосылками развития в последующие годы многих — связанных с радиоактивностью и эффектами ионизации — естественно-научных и технических дисциплин.

§ 1.2. | РАДИОИЗОТОПЫ В ЭКОЛОГИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В настоящее время Периодическая система элементов Д.И.Менделеева насчитывает уже без малого сто двадцать элементов, химические свойства которых определяются количеством протонов в атомных ядрах (то есть электрическим *зарядовым числом*). Из числа известных химических элементов 92 элемента существуют в природе естественным образом (уран — самый тяжелый из всех), остальные были получены искусственным путем (многие из числа искусственных химических элементов столь нестабильны, что «живут» всего сотые и тысячные доли секунды). Еще не всем химическим элементам из числа недавно полученных (после 110-го) успели дать общепризнанные названия.

Химические элементы, имеющие одинаковые зарядовые числа (то есть химически эквивалентные), но отличающиеся между собой по массе (за счет различного числа нейтронов в ядрах), называют химическими изотопами, или просто *изотопами* (от лат. *izos* — одинаковый и *tópos* — место). Это название, предложенное английским радиохимиком Ф.Содди (1912 г.), означает, что изотопы, как разновидности одного и того же химического элемента, занимают «одно и то же место» в таблице химических элементов согласно Периодическому закону, открытому Д.И.Менделеевым.

К концу XX в. было известно более двух с половиной тысяч различных изотопов, теперь число известных изотопов приближается к трем тысячам. Из этого великого множества изотопов число стабильных оказалось относительно небольшим — всего немногим более 270. Нуклиды остальных изотопов (их около 90 %) — нестабильны, радиоактивны, и с течением времени превращаются путем одного или нескольких последовательных

распадов (сопровождающихся различными излучениями) в стабильные нуклиды. Соотношение стабильных и радиоактивных изотопов (*радиоизотопов*), судя по результатам исследования ближнего космического пространства, при некотором статистическом разбросе является неизменным (так, например, метеоритное вещество и глубокие слои Земной коры характеризуются примерно одинаковым отношением изотопов кислорода $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$). Однако результаты астрофизических исследований дальнего космоса (на основе изучения спектров излучений звезд) обнаруживают отклонения пропорции изотопного состава некоторых элементов, составляющих звездное вещество и межзвездную среду, от Земного. Например, для углеродных *R*-звезд отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ в 4...5 раз больше, чем на Земле. Установлено, что встречающиеся в природе элементы с зарядовыми числами, превышающими 83 (с числом протонов больше, чем у висмута), радиоактивны. Нуклиды этих химических элементов представляют собой как бы звенья цепей последовательных превращений одних ядер атомов в другие. Каждому нестабильному (склонному к распаду) нуклиду свойственно определенное время, в течение которого количество самопроизвольно распадающихся ядер атомов химических элементов уменьшается вдвое — это время называют периодом полураспада; данное понятие было введено П. Кюри (1903 г.). Другими словами, *период полураспада* — это время, по прошествии которого в нераспавшемся состоянии остается половина первоначального числа нуклидов данного изотопа.

Поясняя различия периодов полураспада разных изотопов приведем примеры: изотоп урана ^{238}U характеризуется периодом полураспада $T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет, изотоп урана ^{235}U имеет период полураспада $T_{1/2} = 7,04 \cdot 10^8$ лет, изотопу плутония ^{239}Pu свойственен период полураспада $T_{1/2} = 2,41 \cdot 10^4$ лет, изотопу радия ^{226}Ra — период полураспада $T_{1/2} = 1602$ года, изотопу полония ^{210}Po — период полураспада $T_{1/2} = 138,376$ суток, изотопу свинца ^{212}Pb — период полураспада $T_{1/2} = 10,64$ часа, изотопу свинца ^{211}Pb — период полураспада $T_{1/2} = 36,1$ минуты, изотопу таллия ^{208}Tl — период полураспада $T_{1/2} = 3,053$ минуты, изотопу астата ^{218}At — период полураспада $T_{1/2} = 1,5$ секунды и т.д. Ясно, что чем меньше период полураспада, тем интенсивнее распадаются нуклиды. Это значит, что радиоизотопы, в зависимости от значений периодов полураспада атомных ядер, испускают ионизирующие излучения различной интенсивности. Радиоизотопы с меньшими периодами распадов являются более интенсивными излучателями и наоборот.

Нестабильные химические элементы (изотопы) определенным

образом могут быть систематизированы путем объединения в радиоактивные «семейства» (иначе говоря — *радиоактивные ряды*). Принято выделять 4 семейства (ряда) радионуклидов: 3 семейства состоят, главным образом, из существующих в современной природе элементов (поэтому три семейства из четырех считаются естественными), а одно семейство в основном состоит из элементов, полученных искусственно (поэтому оно считается искусственным). В качестве первого радиоактивного семейства рассматривают ряд тория ^{232}Th , второе радиоактивное семейство — это ряд урана ^{238}U (как исторический вариант, иногда этот радиоактивный ряд называют рядом радия, или рядом урана-радия), третье радиоактивное семейство — это ряд урана ^{235}U (называемый иногда рядом актиния — согласно историческому варианту названия ряда по изотопу ^{227}Ac в этом ряду, а также иногда называемый рядом актиноурана — согласно историческому названию изотопа ^{235}U) и четвертое радиоактивное семейство (искусственное) — это ряд нептуния ^{237}Np . Названия радиоактивным рядам давались по химическому наименованию изотопа элемента, который был известен как родоначальник соответствующего семейства. Можно сказать, что каждый ряд представляет собой естественные цепочки радионуклидов, в которых всякий последующий нуклид образуется в результате распада предыдущего. Каждый радиоактивный ряд начинается изотопом с относительно большим периодом полураспада и заканчивается стабильным изотопом.

В первых трех из вышеперечисленных (природных) рядах наблюдаются распады, сопровождающиеся испусканием только α - и β - частиц. Так как при испускании α -частицы масса атома (точнее — атомного ядра) изменяется на четыре единицы, а при испускании β -частицы изменение массы пренебрежимо мало, — массовые числа элементов, образующих радиоактивный ряд, различаются на величины, кратные четырем (при испускании α -частицы) или не изменяются (при испускании β -частицы). Именно поэтому все нуклиды принято делить на четыре семейства в зависимости от остатка целочисленного деления массового числа нуклида на четыре: родительский нуклид и его дочерний нуклид, образовавшийся в результате распада с испусканием α -частицы, будут принадлежать к одному семейству.

Наблюдаются определенные нумерологические закономерности при описании радиоактивных рядов. Кратко остановимся на числовых закономерностях, свойственных каждому из радиоактивных семейств. Последовательности массовых чисел элементов каждого семейства можно поставить в соответствие арифметической прогрессии, каждый член которой характе-

ризуется массовым числом, рекуррентная связь которого с массовым числом предшествующего элемента задается выражением $a_i = a_{i+1} + 4$.

Семейство тория ^{232}Th численно моделируют, обозначая как $(4n)$ -семейство. Это значит, что массовые числа элементов семейства могут быть записаны в виде целочисленного выражения $4n$, где n — некоторое натуральное число. Так, массовое число «заглавного элемента» семейства — тория ^{232}Th — может быть записано как произведение $(4 \cdot 58)$, то есть для этого элемента, являющегося α -излучателем, $n = 58$. Следующим элементом ряда является изотоп ^{228}Ra ($n = 57$) и т.д. В данном ряду, например, как промежуточные элементы, находятся также: изотоп радия ^{224}Ra ($n = 56$), который является α -излучателем, изотоп свинца ^{212}Pb ($n = 53$), который является β -излучателем, изотоп таллия ^{208}Tl ($n = 52$), который является β -излучателем, и многие другие радиоизотопы. Строго говоря, фактическим родоначальником этого семейства является не встречающийся в природе калифорний ^{252}Cf ($n = 63$), который является α -излучателем, но использование в названии семейства наименования этого изотопа отобрало бы у радиоактивного ряда формальное право называться «естественным» и потому в этом качестве такое наименование обычно не применяется. Конечным элементом этого семейства является стабильный нуклид ^{208}Pb ($n = 52$) — изотоп свинца, который получил историческое название «ториевый свинец» (и совсем уже устаревшее название «торий-*D*» с соответствующим обозначением ThD).

Семейство нептуния ^{237}Np численно моделируют, обозначая как $(4n+1)$ -семейство. Это значит, что массовые числа элементов семейства могут быть записаны в виде целочисленного выражения $(4n+1)$, где n — некоторое натуральное число. Так, массовое число условно «заглавного элемента» семейства — нептуния ^{237}Np , являющегося α -излучателем, — может быть записано как выражение $(4 \cdot 59 + 1)$, то есть для этого элемента $n = 59$. Следующим элементом ряда является изотоп протактиния ^{233}Pa ($n = 58$). В данном ряду, например, как промежуточные элементы, находятся также: изотоп урана ^{233}U ($n = 58$), который является α -излучателем, изотоп свинца ^{209}Pb ($n = 52$), который является β -излучателем, изотоп висмута ^{213}Bi ($n = 53$), который является радиоизотопом со смешанным излучением и многие другие радиоизотопы.

Фактическим родоначальником семейства является калифорний ^{249}Cf ($n = 62$) — α -излучатель, исторически полученный позже нептуния ^{237}Np , и поэтому не успевший своим наименованием озаглавить данный радиоактивный ряд. Конечным элементом этого семейства является стабильный

изотоп таллия ^{205}Tl ($n = 51$). Надо сказать, что слабое α -излучение ^{209}Bi было обнаружено лишь в 2003 году, поэтому в более ранних публикациях этот изотоп (ошибочно) упоминался как стабильный и рассматривался как конечный элемент данного ряда. В этом, искусственно полученном, радиоактивном семействе только два изотопа встречаются в природе (висмут ^{209}Bi и таллий ^{205}Tl). Однако, с развитием ядерных технологий, в результате ядерных испытаний и радиационных аварий, в окружающую среду уже успели попасть радионуклиды, являющиеся начальными составляющими этого ряда — такие как β -излучатель изотоп плутония ^{241}Pu и α -излучатель изотоп америция ^{241}Am , которые теперь, благодаря «усилиям» человека, также стали, фигурально выражаясь, частью природы (частью экосистемы).

Семейство урана ^{238}U , являющегося α -излучателем, численно моделируют, обозначая как $(4n+2)$ -семейство. Это значит, что массовые числа элементов семейства могут быть записаны в виде целочисленного выражения $(4n+2)$. Так, массовое число «заглавного элемента» семейства урана ^{238}U может быть записано как выражение $(4\cdot 59+2)$, то есть в этом случае $n = 59$. Следующим элементом ряда является изотоп тория ^{234}Th ($n = 58$). В данном ряду, например, как промежуточные элементы, находятся также: α -излучатель изотоп полония ^{210}Po ($n = 52$), α -излучатель изотоп радия ^{226}Ra ($n = 56$), β -излучатель изотоп протактиния ^{234}Pa ($n = 58$) и многие другие радиоизотопы. В результате последовательных ядерных превращений в пределах этого семейства (одни из которых связаны с испусканием α -частиц, другие — с испусканием электронов, а некоторые — с эмиссией смешанного излучения) образуется стабильный конечный изотоп свинца ^{206}Pb ($n = 51$), который получил историческое название «урановый свинец» (и совсем уже устаревшее название «радий- G » с соответствующим обозначением RaG).

Семейство ^{235}U численно моделируют, обозначая как $(4n+3)$ -семейство. Это значит, что массовые числа элементов семейства могут быть записаны в виде целочисленного выражения $(4n+3)$. Так, массовое число «заглавного элемента» семейства урана ^{235}U может быть записано как выражение $(4\cdot 58+3)$, то есть в этом случае $n = 58$. Следующим элементом ряда является изотоп тория ^{231}Th ($n = 57$). В данном ряду, например, как промежуточные элементы, находятся также: α -излучатель изотоп полония ^{211}Po ($n = 52$), β -излучатель изотоп свинца ^{211}Pb ($n = 52$), изотопы со смешанными излучениями ^{227}Ac ($n = 56$) и ^{215}Po ($n = 53$), а также многие другие радиоизотопы.

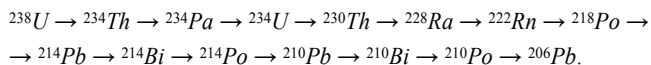
Интересно отметить, что в этом же ряду находится и изотоп ^{239}Pu , массовое число которого может быть записано как выражение $(4 \cdot 59 + 3)$ и который фактически является предшественником ^{235}U , превращающимся в последний при испускании α -частицы. Но в природе этот изотоп не встречается, поэтому если бы в названии данного радиоактивного ряда было использовано наименование плутония — как фактического родоначальника семейства, то семейство утратило бы формальное право относиться к «естественному».

Завершается этот ряд образованием конечного стабильного изотопа свинца ^{207}Pb ($n = 51$), который получил историческое название «актиниевый свинец» (и совсем уже устаревшее название «актиний- D » с обозначением AcD).

Напомним, что варианты исторических названий охарактеризованных выше естественных радиоактивных рядов (связанные с наименованиями радия, полония и актиния) обусловлены данью памяти супругам Кюри, открывшим изотопы поименованных выше химических элементов.

Весьма интересным является близкое сходство радиоактивных семейств по характеру цепей и по положению изотопов в периодической системе Д.И.Менделеева. Последовательные превращения следующих друг за другом всех нуклидов-членов радиоактивных рядов являются необратимыми. Радиоактивные ряды (без ответвлений) представлены в Приложении 5.

Особо выделим изотоп ^{210}Po , который является не только самым долгоживущим среди естественных (то есть существующих на Земле, а не полученных искусственным путем) изотопов полония, но и самым распространенным. Период полураспада ^{210}Po равен 138,376 дней. Он постоянно образуется (как можно было понять из рассмотрения приведенных выше примеров изотопов радиоактивного семейства ^{238}U) за счет цепочки распадов нуклидов, которая заканчивается ^{206}Pb :



На примере ^{210}Po далее разъясним одно важное понятие — *вековое равновесие радионуклидов*.

Для отношения количества ядер (N) изотопов урана ^{238}U и полония ^{210}Po

в естественной смеси и отношения их периодов полураспада ($T_{1/2}$) справедливо уравнение в виде пропорции (1.2).

Обратим внимание на то, что аналогичные соотношения свойственны всем естественным изотопам цепочки последовательных распадов — это означает, что изотопы находятся в так называемом *вековом равновесии*, когда

$$\frac{N(^{238}\text{U})}{N(^{210}\text{Po})} = \frac{T_{1/2}(^{238}\text{U})}{T_{1/2}(^{210}\text{Po})}, \quad (1.2)$$

количество распадов в единицу времени у всех изотопов одинаковое (сколько в результате предшествующего распада в единицу времени образуется ядер изотопа, столько же их и распадается).

В результате развития технологий было получено также несколько побочных радиоактивных рядов, сливающихся с главными семействами. И хотя главные и побочные семейства имеют разных родоначальников, они совпадают, начиная с некоторого общего элемента.

Следует отметить, что в природе имеются и весьма значимые для биосферы радиоизотопы, не входящие ни в одно из рассмотренных семейств. К ним относятся, например, β -радиоактивные изотопы калия ^{40}K (период полураспада $T_{1/2} = 1,251 \cdot 10^9$ лет) и рубидия ^{87}Rb (период полураспада $T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{10}$ лет). Поясним, что природный калий, в основном содержащийся в почве, флоре и фауне, кроме радиоизотопа ^{40}K содержит стабильный изотоп ^{39}K (изотопная распространенность 93,258 %) и стабильный изотоп ^{41}K (изотопная распространенность 6,730 %). Исходя из этих пропорций нетрудно подсчитать, что в каждом грамме природного калия за 1 секунду распадается в среднем 32 нуклида ^{40}K , благодаря чему, например, в организме среднестатистического человека весом 70 кг (который, заметим, выступает для экологического пространства в роли носителя радиоизотопов, в данном случае — около 130 граммов калия в составе мышечной ткани) ежесекундно (!) происходит около 4000 радиоактивных распадов.

Калий — важнейший биогенный элемент, особенно в растительном мире. При недостатке калия в почве растения развиваются очень плохо, уменьшается урожай, поэтому около 90 % добываемых солей калия используют в качестве удобрений. Естественно, в их состав входят и радионуклиды, причем некоторые удобрения, без внесения которых в почву трудно обойтись в сельском хозяйстве, содержат значительное количество изотопа ^{40}K .

Таблица 1.1. | Распространение радиоизотопа ^{40}K
в окружающей среде

Основные материалы, которым свойственно содержание ^{40}K	Количество ядерных распадов, приходящихся на 1 кг вещества (за 1 с)
Морская вода	12...15
Почва	37...1100
Известняк	30...100
Гранит	925...1200
Базальт	290...400
Песчаники	300...1000
Апатиты	44...170
Фосфориты	230
Фосфатно-калийные удобрения	590
Изверженные породы (продукты вулканической деятельности)	814...925
Глинистые сланцы	85...850
Азотно-фосфорно- калийные удобрения	1200...5900

Заметим, что содержание калия в скальных породах изменяется в широких пределах: от 0,1 % — в известняке до 1 % — в песчанике и до — 3,5 % в граните. В естественной смеси изотопов калия содержание нуклидов ^{40}K соответствует средней удельной активности, равной не менее 30 распадов в секунду на один грамм. В результате распада изотопа ^{40}K его нуклиды постепенно — один за другим — превращаются в нуклиды изотопа ^{40}Ca , затем преобразуются путем распада в нуклиды изотопа ^{40}Ar , возникающие в возбужденном состоянии и по этой причине испускающие γ -излучение.

Рубидий является химическим аналогом калия, и в экологическом пространстве обычно встречается всегда вместе с ним. Природный рубидий имеет свойство накапливаться в некоторых растениях (в наземных растени-

ях в среднем содержится около 0,00064 %, а в водных — в 2 раза меньше), в 1 л виноградного сока содержится примерно 1 мг рубидия. Этот химический элемент (его стабильные и нестабильные нуклиды) постоянно присутствует не только в тканях флоры, но и фауны, однако интенсивность распада нуклидов изотопа рубидия ^{87}Rb , намного меньше, чем интенсивность распада нуклидов изотопа ^{40}K . Эти радиоизотопы, как и многие другие, в литосфере Земли присутствуют, судя по всему, со времени ее образования.

Вообще говоря, основные радиоактивные изотопы, встречающиеся среди ископаемого сырья, это примордиальные элементы рядов урана и тория — долгоживущих изотопов, входивших в состав нашей планеты на протяжении миллиардов лет. Большая часть радиоизотопов, относящихся к физически доступным нам химическим элементам, в основном сосредоточена именно в недрах Земли. Полезные ископаемые содержат накопленные и сохранившиеся разнообразные радиоактивные (и нерадиоактивные) элементы, которые в последние столетия интенсивно извлекаются на поверхность при добыче угля, нефти, газа, минеральных вод и т.п. Как пример извлечения из недр и распространения радиоизотопов в приповерхностном экологическом пространстве планеты можно привести добычу и использование в качестве горючего угольных пород, содержащих определенное количество природных радионуклидов, которые — после сжигания угля — концентрируются в зольной пыли и поступают в окружающую среду с выбросами, несмотря на постоянное совершенствование систем очистки. В процессе сжигания угля происходит концентрирование радиоактивных нелетучих компонентов в золе в 5-6 раз. При этом концентрация ^{210}Pb и ^{210}Po в летучей золе в несколько раз выше, чем в шлаке. На тепловых электростанциях (ТЭС), которые являются самым большим промышленным потребителем угля, осуществляется улавливание большей части летучей золы.

На современных ТЭС в Великобритании, работающих на угле с зольностью 16 % и улавливающих 99,3 % летучей золы, выбросы радиоактивных веществ в атмосферу на 100 МВт мощности включают: изотопы свинца ^{210}Pb и полония ^{210}Po (что характеризуется радиоактивными распадами в количестве $5,3 \cdot 10^9$ распадов на грамм), различные изотопы тория Th , урана U и радия Ra (что характеризуется радиоактивными распадами в количестве $5,3 \cdot 10^8$ распадов на грамм), изотоп калия ^{40}K (что характеризуется радиоактивными распадами в количестве $3,7 \cdot 10^9$ распадов на грамм) и др. Эти выбросы считаются умеренными — столь высокого уровня улавливания летучих радиоактивных веществ достигли лишь очень немногие страны. Для

различных регионов Северной Америки этот показатель редко достигает 97,5 %, а большинство других стран значительно уступает современным европейским и американским стандартам.

Для улавливания радиоактивных выбросов при сжигании органического топлива в подавляющей части стран в основном используются обычные циклонные сепараторы, пропускающие в атмосферу до 10 % летучей золы. При производстве кирпича и керамики часто вообще не производится улавливание аэрозолей — учитывая масштабы производства этой отрасли, можно предположить, что выбросы ^{210}Pb и ^{210}Po этими предприятиями могут превосходить масштабы выбросов, связанных с производством электроэнергии на ТЭС. Эмиссия радона при сжигании углей находится в прямой пропорции с масштабами потребления угля и его суммарная радиоактивность характеризуется 75 триллионами распадов в год (каждый из которых сопровождается излучением), поскольку этот газ высвобождается абсолютно независимо от доли улавливаемой золы. Для изотопов тория, урана и радия степень высвобождения, по крайней мере, в 10...15 раз меньше, чем радона, и величина эмиссии этих распадающихся нуклидов характеризуется приблизительно 5 триллионами распадов, а для летучих изотопов ^{210}Pb и ^{210}Po — около 50 триллионов распадов в год. Следовательно, суммарные выбросы в атмосферу радионуклидов, распадающихся и испускающих ионизирующие излучения, при сжигании угля характеризуются 130 триллионами распадов в год. Выбросы трития, частично не улавливаемого при работе АЭС, но легко мигрирующего в верхние слои атмосферы, составляют по грубым оценкам объемы, характеризующиеся 0,74 триллиона распадов в расчете на 1 МВт вырабатываемой электроэнергии. Однако, справедливости ради, отметим, что глобальная естественная эмиссия радиоизотопов из недр на несколько порядков больше, чем вышеприведенные оценки техногенных выбросов.

Другим порталом поступления радионуклидов в окружающее пространство является хозяйственная деятельность человека, усиливающая естественное поступление распадающихся нуклидов в атмосферу, в том числе: добыча нефти и газа, а также производство и использование фосфатных удобрений и др. (подробно эти вопросы рассматриваются в гл.8). Подчеркнем, что поступление радионуклидов в атмосферу Земли связано не только с добычей твердых и жидких полезных ископаемых, но и с газообразными агрегатными состояниями веществ, самопроизвольно диффундирующих из земных глубин. К их числу относятся, например, радон — химически инерт-

ный одноатомный газ без цвета и запаха, не имеющий стабильных изотопов, выделяющийся из скальных пород и в процессе переработки этих пород, а также — из изготавливаемых строительных материалов (статистически наибольшей радиоактивностью из широко применяемых стройматериалов обладают гранит и пемза). В таблицу 1.2 сведены известные литературные данные о средних содержаниях радионуклидов в изверженных (магматических) горных породах, которые используются в архитектуре и строительстве. Содержание в породах указанных в таблице радионуклидов обуславливает содержание в материалах также продукта их превращения — радона.

Изотопы радона входят в состав радиоактивных рядов ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th . Наиболее стабилен радиоизотоп ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3,8235$ дня), входящий в природное радиоактивное семейство урана ^{238}U и являющийся непосредственным продуктом распада изотопа радия ^{226}Ra . Иногда название «радон» относят именно к этому изотопу, устаревшее название которого — «эманация радия». Менее стабильным радиоизотопом является ^{220}Rn ($T_{1/2} = 55,6$ с), входящий в семейство тория ^{232}Th , иногда его называют «торон» (Tn), устаревшее название которого — «эманация тория». Еще более нестабильным радиоизотопом является ^{219}Rn ($T_{1/2} = 3,96$ с), входящий в семейство урана ^{235}U , известный также под названием «актинон» (An), устаревшее название которого — «эманация актиния». Все эти изотопы являются источниками α -частиц, а более тяжелые изотопы радона (начиная с изотопа ^{223}Rn) преимущественно испускают β -частицы (электроны).

Газообразный радон повсеместно поднимается на поверхность из земной коры, но его концентрация в наружном воздухе существенно различается для различных точек Земного шара. Так как радон в 7,5 раз тяжелее воздуха, то *концентрация радона* в нижних слоях атмосферы (соответственно, на нижних этажах зданий и сооружений) — повышенная. Источниками поступления радона в жилые помещения являются также природный газ и вода. Подземный пар и горячие воды (гейзеры) также могут быть передаточными звеньями процессов поступления радона в окружающую среду. В геологии измерение содержания радона в воздухе и воде применяется для поиска месторождений урана и тория, в гидрологии — для исследования взаимодействия грунтовых и речных вод, в сейсмологии — для прогноза землетрясений. Анализ результатов измерений концентрации радона, проводимых в рамках вышеназванных наук, может использоваться также в целях радиоэкологического мониторинга.

Таблица 1.2. | Характеристики радиоактивности изотопов
| в геологических породах

Радионуклиды	Количество распадов в секунду, приходящихся на 1 кг			
	^{238}U	^{232}Th	^{226}Ra	^{40}K
Все виды геологических пород (конгломераты)	18,5 ... 52 в среднем 30	48 ... 130 в среднем 39	48 ... 137 –	815 ... 925 в среднем 658
Кислые (граниты, липариты) SiO_2 60...75 %	7,4 ... 740 в среднем 43	12 ... 364 в среднем 64	–	496 ... 2790 в среднем 1115
Граниты	52 ... 111	85 ... 480	95 ... 115	1070 ... 1110
Промежуточные (диорит, андезит) SiO_2 52...65 %	6 ... 160 в среднем 41	10 ... 128 в среднем 60	–	465 ... 1860 в среднем 837
Основные (габбро, базальт) SiO_2 40...52 %	6,0 ... 10,0	10 ... 12	14	240 ... 434
Базальт	6,3	8,1	18 ... 41	160
Ультраосновные (дунит, перидот) $\text{SiO}_2 < 40$ %	0,4 ... 7,0	7,0 ... 25,0	7	124 ... 150

Поставщиками радионуклидов в наше экологическое пространство являются не только земные недра, но и космос. Отметим, что радионуклиды, образующиеся в пределах Земли под действием космического излучения, составляют около 20 % от общего поступления радионуклидов в жизненное пространство человека.

Не связанными с недрами и космосом источниками поступления радионуклидов в экосистему являются различные технологии военного и мирного назначения (при аварийных выбросах радиоактивных элементов за пределы предусмотренных технологиями защитных барьеров). Загрязнение окружающей среды техногенными радиоактивными веществами нуждается в специальных мониторинговых и защитных мероприятиях, которые теперь находятся под контролем международных организаций.

Все радионуклиды, присутствующие в экологическом пространстве, вносят свой определенный вклад в ионизирующую радиацию — значимый экологический феномен на нашей планете.

§ 1.3. | ИОНИЗИРУЮЩАЯ РАДИАЦИЯ КАК ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ ФЕНОМЕН

В пределах нашей планеты биологическая активность в основном наблюдается в приповерхностном слое Земли, ограниченном с одной стороны незначительными глубинами литосферы и мирового океана, а с другой — нижними слоями воздушного пространства. Развитие цивилизации в этом слое делает его объектом внимания с точки зрения пригодности и комфортности этой части экосистемы в качестве обитаемого жизненного пространства. Это пространство (биосфера) постоянно испытывает на себе воздействие ионизирующей радиации, источники которой находятся как вне указанного слоя (выше или ниже), так и внутри него самого. При этом главными «поставщиками» ионизирующих излучений для биосферы являются: космическое пространство, атмосфера, гидросфера и недра Земли, а также некоторые технические установки (системы искусственного происхождения). Подчеркнем, что наличие в пространстве ионизирующих излучений не обязательно связано с распадом нестабильных нуклидов — физика генезиса ионизирующих излучений разнообразна и не всегда ассоциирована с радионуклидами.

Перед тем, как рассмотреть причины ионизирующей радиации, связанные с нашей планетой, сначала рассмотрим глобальные эффекты излучения внешнего по отношению к Земному шару космического пространства — столь значимые для обитателей Земли и несколько недооцениваемые нами, как станет ясно из изложенного далее. Космическое пространство по сравнению с размерами Земли чрезвычайно огромно и неоднородно — и прежде, чем рассмотреть его излучающую способность, стоит задуматься над масштабами и структурой Вселенной, чтобы осознать ее величие. Средняя удаленность Земли от Солнца (условный радиус орбиты) составляет примерно 149 миллионов 600 тысяч километров — эту дистанцию называют «астрономической единицей», а расстояние, с которого этот линейный отрезок виден под углом в 1 секунду дуги, называется «параллакс-секундой» (кратко "пс", "парсек"). В СИ 1 парсек равен 30 квадриллионов 842 триллиона 208 миллиардов метров (понять то, насколько велико это расстояние, может помочь сравнение: под указанным углом виден ноготь мизинца с расстояния в 3 км).

Ближайшая к нам звезда после Солнца — Проксима из созвездия Центавра (Кентавра) — она удалена от нас на 1,3 пс. Другие звезды Галактики (звездной системы, в состав которой входит и Солнце), а также звездные скопления и звездные туманности, заполняют объем в форме сильно сжатого вращающегося эллипсоида, экваториальная плоскость которого проходит через видимые в звездном небе Земли центральные части так называемого Млечного Пути. Основная часть звезд в Галактике, которые, собственно и являются гигантскими излучателями, находится в огромном диске — диаметром около 30000 пс и толщиной около 400 пс. В этом диске насчитывается более 150 млрд. звезд самых различных типов. Структура Галактики — спиральная, наше Солнце — одна из звезд, расположенная на галактической периферии, относительно близко (на расстоянии 8300 пс) к галактическому ядру. Звездная плотность в Галактике весьма неравномерна, выше всего она в области галактического ядра (2 тыс. звезд на кубический парсек), а в центре этого ядра — в области поперечного размера 1 пс — находится, согласно астрономическим исследованиям, несколько миллионов звезд. Галактика находится во вращении, ее разные структурные части движутся с разными угловыми скоростями — к примеру, период обращения Солнца вокруг оси, перпендикулярной экваториальной плоскости Галактики, составляет 200 млн. земных лет. Для наглядности представлений можно

пояснить галактические пропорции следующим сравнением. Если размеры земной околосолнечной орбиты уменьшить до размеров самой внутренней электронной орбиты атома водорода в классической модели Бора ($0,53 \cdot 10^{-10}$ м — или, что то же самое — 0,53 ангстрема), то размеры Галактики составят примерно 35 см, а удаленность от нас других звездных систем будет исчисляться метрами, десятками метров и даже сотнями метров в принятом модельном масштабе.

Достижения «внегалактической астрономии» позволили понять, что наша Галактика — одна из многих галактик и квазизвездных объектов (квазаров), интенсивно удаляющихся от нас в пределах наблюдаемой Вселенной. Многие из них удалены от нас на расстояния, которые электромагнитные волны (в том числе, понятно — и видимый свет) проходят за миллиарды лет (электромагнитные излучения Солнца, имея скорость распространения, максимальную из известных, достигают Земли за 8 минут!). В космологии используется и такая внесистемная единица длины, как «световой год» — расстояние, проходимое светом за один солнечный год (за 365 земных суток). Соответственно, размеры Вселенной исчисляются миллиардами световых лет. Добавим, что структура и размеры Вселенной постоянно меняются. Поэтому излучения, приходящие от удаленных космических объектов — *галактические излучения* — являются по существу реликтовыми (возможно, физических объектов-излучателей уже давным-давно нет, а излучения остались).

Интересно, что частотный спектр наполняющего Вселенную фоновое реликтового излучения соответствует спектру излучения абсолютно черного тела с температурой 2,725 кельвина. Его максимум приходится на частоту 160,4 ГГц (микроволновое излучение), что соответствует длине волны 1,9 мм. Частотные спектры многих, ныне принимаемых нами, электромагнитных излучений от большинства галактик напоминают солнечный спектр. По физико-химическому составу истекающее в пространство звездное вещество, как правило, представляет собой водородные и гелиевые плазмы. С точки зрения мира регистрируемых элементарных частиц — это, в основном, электроны, протоны, нейтроны, соединения протонов и нейтронов, а также электромагнитные излучения широкого частотного диапазона.

Обычно радиацию всех видов космического происхождения именуют *космическими лучами*, ее значительная доля приходится — наряду с фотон-

ными излучениями — на потоки атомных ядер (большей частью легчайших ядер). Различают первичные и вторичные космические лучи. Первичные космические лучи состоят главным образом из протонов (70...90 %), нуклидов гелия (7...20 %), других атомных ядер, вплоть до самых тяжелых, а также — небольшого количества электронов, позитронов и фотонов больших энергий, которые приходят из космоса и достигают околоземного пространства. Предполагается, что начальная энергия многих первичных частиц галактического происхождения порождается ударными волнами, возникающими в результате столкновений газовых масс при взрыве *сверхновых звезд* — и вещество звезд при этих взрывах разлетается на большие расстояния, попадая в межзвездные неоднородные переменные магнитные поля. При длительности ускорительных процессов (разгона) излученных частиц до миллиарда лет они успевают приобрести очень большие кинетические энергии (до 10^{12} ГэВ).

На галактическое ионизирующее излучение накладывается и так называемый *солнечный ветер* — радиальное движение от Солнца излучаемых им протонов и электронов. Источником этого излучения являются термоядерные реакции в солнечном теле, которые вообще играют чрезвычайно важную роль в эволюции Вселенной. Плотность солнечного ветра на уровне орбитальной траектории движения Земли вокруг Солнца составляет несколько десятков частиц в 1 см^3 .

Космические потоки электрически заряженных частиц галактического происхождения и частиц «солнечного ветра», достигая магнитного поля Земли, испытывают отклонения от изотропного распространения, в результате чего интенсивность космических лучей у поверхности нашей планеты — неодинакова. Напомним, что Северный и Южный магнитные полюса Земли не совпадают с географическими полюсами (Южный магнитный полюс, на который указывает северный магнитный полюс стрелки компаса, находится в районе Гренландии, а Северный магнитный полюс — в районе Австралии). Этот феномен смещения магнитных и географических полюсов, известный под названием *магнитное склонение*, обусловлен прецессией и нутацией Земного шара. Между прочим, отметим, что интенсивные магнитные поля свойственны не всем планетам Солнечной системы (подобно Земле, протяженными магнитосферами обладают Юпитер и Сатурн, в то время как магнитосферы Меркурия, Венеры и Марса выражены не ярко). Магнитное поле (условно обозначаемое при помощи так называемых *магнитных силовых линий*,

как бы «исходящих» из Северного магнитного полюса и «входящих» в Южный магнитный полюс) образует пространство, называемое *магнитосферой*, которая играет защитную роль для всего живого на Земле.

Магнитосфера нашей планеты со стороны, обращенной к Солнцу (с дневной стороны), простирается до 8...14 земных радиусов, а с противоположной (ночной) стороны — вытянута, образуя так называемый «хвост» в несколько сотен радиусов Земли. Входящие в состав космических лучей частицы, имеющие положительный электрический заряд (протоны, позитроны), отклоняются магнитным полем Земли к востоку, а отрицательно заряженные частицы — к западу. Во внутренней области магнитосферы Земли (в целом за пределами воздушного пространства) существуют так называемые *радиационные пояса* — пространственные зоны, в которых магнитным полем удерживаются электрически заряженные частицы, движущиеся по сложным траекториям (под действием силы Лоренца) из Северного полушария в Южное (и обратно) и обладающие большой кинетической энергией. Подобными мощными радиационными поясами обладают Юпитер и Сатурн. Геофизики обычно выделяют внутренний и внешний радиационные пояса планеты. Внутренний радиационный пояс Земли имеет максимальную плотность частиц (преимущественно протонов) над экватором на высоте 3...4 тысячи км, а внешний пояс (в котором преобладают электроны) имеет максимальную плотность частиц на высоте 22 тысячи километров.

Радиационные пояса — источник серьезной радиационной опасности, угрожающей человеку при космических и высотных авиационных полетах. Понятно, что интенсивность ионизирующей радиации с уменьшением высоты от поверхности Земли уменьшается, поскольку увеличивается толщина и уменьшается разрежение слоя воздуха. Атмосфера — существенный фактор защиты от космических ионизирующих излучений. Измерения показывают, что ее плотность быстро увеличивается с уменьшением высоты: на высоте 5 км она в 2 раза больше, чем на высоте 11 км, но в то же время в 2 раза меньше, чем на уровне океана — для движения элементарных частиц эта неравномерность атмосферы, простирающейся на несколько тысяч километров, имеет значение. Интенсивность облучения в высокогорных районах значительно выше по сравнению с территориями, расположенными на уровне моря, а экипажи и пассажиры современных самолетов подвергаются облучению в среднем раз в 20 больше, чем пешеходы.

Первичное космическое излучение, достигающее атмосферы Земли и

частично ее поверхности, нестационарно (то есть изменчиво во времени). Скажем, *активность Солнца* (факелы, флоккулы, вспышки и протуберанцы, численность которых подвержена как случайным, так и детерминированным колебаниям вследствие внутреннего движения солнечной плазмы и определяемая изменением солнечного магнетизма) имеет явно выраженную 11 летнюю периодичность (наблюдаются и другие, менее выраженные периоды). Данные, поступающие со спутников, ведущих наблюдение за Солнцем, свидетельствуют о том, что ответственность человечества за глобальное потепление (вследствие так называемого парникового эффекта), по всей вероятности, несколько преувеличена. Поток солнечного излучения, падающий на Землю, в течение последних 24 лет на фоне периодических колебаний нарастал приблизительно на 0,05 % в десятилетие. Эта нестационарность космических излучений весьма значима для планетарной экосистемы с учетом Солнечно-Земных связей. Давно подмечено, что как вследствие непредсказуемых внутрисолнечных процессов, так и вследствие процессов детерминированного характера, с усилением и ослаблением первичных космических излучений на Земле активизируются «магнитные бури», меняется степень ионизации газов в атмосфере, колеблется урожайность сельскохозяйственных культур, возникают эпизоотии и эпидемии и т.п. и т.д.

Первичные космические лучи могут взаимодействовать с земной атмосферой, порождая вторичное излучение (вторичные космические лучи). Так, в периоды солнечной активности может возникать визуально воспринимаемое фотонное излучение — свечение разреженных слоев воздуха, известное под названием *полярное сияние* (или «северное сияние»), происходящее на высотах от 90 до 1000 км над земной поверхностью под действием протонов и электронов из космоса, проникающих со скоростями до 400 км/с в атмосферу. Обычно это явление наблюдается в областях, близких к высоким (полярным) широтам, где магнитное поле нашей планеты препятствует проникновению электрически заряженных элементарных частиц в меньшей степени.

Первичные космические лучи (в основном протоны) в результате взаимодействия с ядрами атомов атмосферных газов на различных высотах создают большое число вторичных элементарных частиц — от фотонов до адронов. Поэтому вместо одной прилетевшей из космоса частицы в атмосфере (начиная с самых верхних атмосферных слоев) появляется большое число вторичных частиц, совокупность которых представляет

собой вторичное космическое излучение. Таким образом, каскады ионизирующих излучений, известные под названием *широких атмосферных ливней* элементарных частиц, покрывают территории большой площади. Правда, адроны поверхности Земли практически не достигают, превращаясь поэтапно в лептонные дуплеты (электроны, мюоны, таоны и соответствующие им нейтрино) или в фотоны. Плотность потока корпускулярных космических излучений у поверхности Земли, без учета экстремальных временных промежутков солнечной активности, в среднем равна примерно 1 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Заметим, что электромагнитные волны (фотонные излучения), приходящие к нам из космоса, сквозь магнитное поле Земли проникают беспрепятственно, зато фотонное излучение может быть существенно ослаблено слоем атмосферного воздуха.

Важно понимать, что на протяжении около 5 млрд. лет, в течение которых Земля эволюционировала от дефрагментированного скопления вещества до биологических образований (вплоть до разумных форм), космическое излучение было и остается одним из мощнейших естественных факторов, действующих в околоземном экологическом пространстве. Этот фактор часто называют *радиационным фоном*, подчеркивая этим неизбежность его воздействия. Количественные характеристики радиационного фона у поверхности Земли могут изменяться вследствие дополнительного распределенного воздействия ионизирующих излучений некосмического происхождения.

Ближайшим к нам космическим телом является сама планета, на которой мы живем. Поэтому земная ионизирующая радиация приобретает для нас особую значимость. Исходя из принципа Всемирного единства, находящего эмпирическое подтверждение, образование Земли современная наука рассматривает как процесс постепенного сгущения и гравитационного уплотнения всеобщей космической материи. Согласно современным представлениям, Земля — как и другие тела Солнечной системы — образовалась из первичного газово-пылевого протопланетного облака, вращавшегося вокруг Солнца, с последующим присоединением к первичному материалу многих других элементов в процессе остывания. Поэтому такие свойства космического микромира, как свойства атомных ядер и свойства элементарных частиц, были «унаследованы» Землей от веществ космической материи.

Как показывают геофизические и геохимические исследования, Земной шар состоит в основном из: железа (32,1 %), кислорода (30,1 %),

кремния (15,1 %), магния (13,9 %), серы (2,9 %), никеля (1,8 %), кальция (1,5 %) и алюминия (1,4 %); на остальные известные химические элементы в сумме приходится 1,2 %. Долевой геохимический состав земной коры расчетным путем в числе первых определил геохимик Ф.У. Кларк (1889 г.). После него некоторые уточнения этих расчетов были сделаны А.Е. Ферсманом (1923 г.), А.П. Виноградовым (1962 г.) и др. Ими было установлено, что литосфера чуть более чем на 47 % состоит из кислорода — с учетом того, что наиболее распространенные минералы практически полностью образованы такими оксидами, как: кремнезем SiO_2 , глинозем Al_2O_3 , оксид железа FeO , оксид кальция CaO , оксид магния MgO , оксид калия K_2O и оксид натрия Na_2O . Суммарное содержание экологически значимых химических элементов — хлора, серы и фтора — в геологических породах составляет менее 1 %. В составе этих и других химических веществ значительная доля приходится на радиоизотопы.

Вклады в γ -излучение, исходящее с поверхности Земли, которые дают радионуклиды наиболее распространенных радиоактивных семейств и рассматриваемого отдельно изотопа калия ^{40}K , распределяются следующим образом. От элементов ряда тория исходит 40 % излучения (при среднем содержании их в почве $8,5 \cdot 10^{-4} \%$), от элементов ряда урана — 25 % (при среднем содержании их в почве $1,5 \cdot 10^{-4} \%$), и от изотопа ^{40}K — 35 % (при среднем содержании его в почве 1,2 %).

Уровни земной ионизирующей радиации в географическом отношении неодинаковы, поскольку зависят от концентрации радиоактивных изотопов на конкретном участке литосферы. Имеются области, где уровень радиации в сотни раз превосходит средний (например, в некоторых районах Индии или Бразилии, расположенных на участках, богатых торием — скажем, в 200 км к северу от Сан-Пауло — на одной из небольших возвышенностей — уровень ионизирующей радиации в 800 раз превосходит средний по планете). В этом проявляется территориальная неизотропность ионизирующих излучений на нашей планете.

Следует принять как факт, что в результате деятельности человека в окружающей среде наличествуют не только естественные, но и техногенные источники ионизирующих излучений. Антропогенные технологии, в которых используются источники ионизирующей радиации, как правило, реализуются с соблюдением соответствующих мер предосторожности и подлежат строгому контролю, но иногда некоторые технологические процессы могут

привести к нежелательному локальному (возможно непреднамеренному) ионизирующему воздействию.

Раньше других технологий источники ионизирующего излучения нашли применение в медицинской практике. В наше время, согласно последним оценкам НКДАР (Научного Комитета по Действию Атомной Радиации, образованного в 1955 г. при ООН), медицинское облучение вносит самый большой — и все возрастающий — вклад в облучение антропогенного характера. Средний эффект от облучения, обусловленный медицинским диагностическим использованием источников ионизирующего излучения в развитых странах достигает почти половины от глобального среднего уровня естественного (не техногенного) ионизирующего излучения.

Экологически значимыми стали и глобальные эффекты от испытаний ядерного оружия, а также крупные «радиационные» аварии на объектах промышленности и атомной энергетики. Так, начиная со второй половины XX в. наблюдалось систематическое облучение населения планеты — в том числе в результате выпадения гидрометеоров (дождь, снег, туман) и перемещения воздушных масс, содержащих источники ионизирующей радиации, которые образовывались в ходе многочисленных (543) ядерных взрывов в атмосфере Земли. Эти испытания, после международных договоренностей, были в основном прекращены только в 1980 году.

Надо сказать, что значительные масштабы некоторых «радиационных» аварий на объектах атомной энергетики стали по сравнению с испытаниями ядерного оружия гораздо менее значимым фактором воздействия ионизирующей радиации на окружающую среду. В этом контексте уместно упомянуть наиболее заметные в истории развития атомной промышленности (не обязательно атомной энергетики!) техногенные инциденты, связанные с эффектами ионизирующей радиации — эти события вписаны в историю человечества упомянутыми ниже «черными» датами.

1 сентября 1944 года в США, штат Теннесси, в Ок-Риджской национальной лаборатории при попытке прочистить канал в устройстве по обогащению урана была непреднамеренно инициирована реакция, в результате которой из гексафторида урана образовалась гидрофтористая кислота, и пять человек, находившихся в это время поблизости, пострадали как от кислотных ожогов, так и от вдыхания смеси радиоактивных и кислотных паров (двое из них погибли).

19 июня 1948 года, на следующий день после выхода на проектную мощность промышленного (бридерного) ядерного реактора, в котором на-

рабатывался оружейный плутоний — объекта «А» комбината «Маяк» (Челябинская область, Россия), произошла первая тяжелая радиационная авария в СССР. В результате недостаточного охлаждения нескольких урановых блоков произошло их локальное плавление с окружающим графитом, и в течение девяти суток закупорившийся канал расчищался вручную при помощи простых механических средств. В ходе ликвидации аварии тогда облучению подвергся весь мужской персонал, обслуживавший реактор, а также привлеченные к ликвидации аварии военнослужащие срочной службы.

3 марта 1949 года в Челябинской области в результате массового сброса комбинатом «Маяк» в р. Теча высокоактивных жидких радиоактивных отходов облучению подверглись около 124 тысяч человек в 41 населенном пункте. Наибольшую дозу облучения получили 28100 человек, проживавших в прибрежных населенных пунктах.

12 декабря 1952 года в Канаде произошла первая в мире серьезная авария на ядерном реакторе NRX. Техническая ошибка персонала NRX Чолк-Ривер (штат Онтарио) привела к перегреву и частичному расплавлению активной зоны, и около 3800 м³ использовавшейся для охлаждения воды, загрязненной радиоактивными веществами, было сброшено прямо на грунт — в мелкие траншеи неподалеку от Оттавы.

29 ноября 1955 года неверные действия оператора привели к аварии на реакторе EBR-1 (штат Айдахо, США). В процессе планового эксперимента по изучению свойств плутония произошло разрушение корпуса реактора и радионуклиды оказались вне его пределов.

29 сентября 1957 года произошла авария, известная под названием «Кыштымская трагедия». В хранилище радиоактивных отходов комбината «Маяк» в Челябинской области (Россия) взорвалась емкость с радиоактивными материалами. Радиоактивное облако от взрыва прошло над Челябинской, Свердловской и Тюменской областями, образовав так называемый Восточно-Уральский радиоактивный след площадью свыше 20 тысяч кв. километров. По оценкам экспертов, в первые часы после взрыва, до эвакуации с промплощадки комбината, подверглись сильному разовому облучению более пяти тысяч человек, а последующему действию ионизирующей радиации (с 1957 г. по 1959 г.) в ходе ликвидации последствий аварии подверглись еще от 25 тысяч до 30 тысяч военнослужащих срочной службы.

10 октября 1957 года в Великобритании, на территории Виндскейл, произошла крупная авария на одном из двух реакторов по наработке оружейного плутония. Вследствие ошибки, допущенной при эксплуатации,

охлаждение активной зоны реактора было нарушено, произошла его разгерметизация, радиоактивные вещества стали ингредиентом загрязнения обширных областей Англии и Ирландии, радиоактивное облако достигло Бельгии, Дании, Германии, Норвегии.

В апреле 1967 года возник еще один радиационный инцидент на комбинате «Маяк». Озеро Карачай, которое использовалось для сброса жидких радиоактивных отходов, сильно обмелело, оголив 2...3 гектара дна озера. В результате донные отложения, насыщенные радионуклидами, с оголившихся и высохших участков дна водоема были в виде радиоактивной пыли подняты ветрами и распространились по территории в 1800 кв. километров, на которой проживало около 40 тысяч человек.

В 1969 году произошла авария подземного ядерного реактора в Люценсе (Швейцария). Пещеру, где находился реактор, зараженную радиоактивными выбросами, пришлось навсегда замуровать. В том же году произошла авария на АЭС «Святой Лаврентий» (Франция), связанная с недостаточным теплоотведением из активной зоны ядерного реактора и повлекшая разгерметизацию его корпуса и загрязнение внешнего пространства радионуклидами.

18 января 1970 года произошла радиационная катастрофа на заводе «Красное Сормово» (г.Нижний Новгород, Россия). При строительстве атомной подводной лодки К-320 произошел несанкционированный пуск реактора, который отработал на запредельной мощности около 15 секунд. При этом произошло радиоактивное загрязнение зоны цеха, в котором строилось судно и работало около 1000 человек (трое из них скончались через неделю с диагнозом: острая лучевая болезнь).

28 марта 1979 года произошла авария на АЭС Три-Майл-Айленд (шт. Пенсильвания, США). В результате серии сбоев в работе оборудования и грубых ошибок операторов на втором энергоблоке АЭС вследствие нарушения теплоотвода из активной зоны ядерного реактора и разгерметизации его корпуса произошел выброс в атмосферу радиоизотопов ксенона и йода. Кроме того, в р. Сукуахана было сброшено 185 м³ слаборадиоактивной воды, и из района, подвергшегося воздействию ионизирующей радиации, было эвакуировано 200 тысяч человек.

26 апреля 1986 года на четвертом блоке Чернобыльской АЭС (Украина) произошла одна из крупнейших аварий в мире, с частичным разрушением активной зоны реактора и выбросом в окружающую среду большого количества радиоактивных веществ, распространившихся по обширной терри-

тории. Персонал станции подвергся облучению, многократно превышающему по характеристикам воздействия ионизирующие излучения при сбросе атомных бомб на Хиросиму и Нагасаки (Япония, 1945 г.)

30 сентября 1999 года произошла одна из крупных аварий в истории атомной энергетики Японии. На открытой промплощадке в научном городке Токаймура (префектура Ибараки, о.Хонсю), где расположено и предприятие по переработке отработавшего ядерного топлива, из-за опасного сближения контейнеров с делящимся ядерным материалом по ошибке персонала началась неуправляемая цепная реакция, последствия ионизирующего воздействия которой привели к облучению 439 человек (трое рабочих подверглись критически опасному облучению, двое из них скончались).

9 августа 2004 года, по трагическому совпадению с датой годовщины атомной бомбардировки г.Нагасаки, произошла авария на АЭС «Михама», расположенной в 320 километрах к западу от Токио (о.Хонсю, Япония). Из паротурбинной установки третьего энергоблока АЭС произошел мощный выброс пара, но значительной утечки радиоактивных веществ в результате аварии не было обнаружено.

11 марта 2011 года в Японии произошло самое мощное за всю историю страны землетрясение с эпицентром вблизи побережья северо-восточной части о. Хонсю (регион Тохoku), спровоцировавшее цунами, а в результате — выход из строя основного и резервного питания насосного оборудования энергоблоков на АЭС Фукусима-1 (в 240 км от г.Токио), в результате чего теплоотвод из активных зон нескольких реакторов АЭС был нарушен и повышение температуры активной зоны в каждом из реакторов, где имело место остаточное тепловыделение, привело к разгерметизации реакторных установок, выбросу в окружающее пространство радионуклидов и повышенному уровню ионизирующей радиации на обширных территориях Юго-Восточной Азии и акватории Тихого океана.

Но даже с учетом трагичности и нежелательности для экологического пространства описанных выше событий, объективный анализ показывает, что инцидентный вклад в ионизирующее излучение на нашей планете атомной энергетики — по сравнению с другими источниками радиационной опасности естественного и техно-антропогенного происхождения — весьма незначителен.

Наглядное представление о примерном долевого вкладе действия наиболее значимых источников ионизирующих излучений в экологическом



Рис. 1.1. Диаграммное представление примерного долевого вклада экологически значимых источников ионизирующих излучений

пространстве Земли дает диаграмма, изображенная на рис. 1.1. Относительные энергетические вклады ионизирующих излучений от радиоизотопной контаминации наземного пространства различного происхождения представлены в табл. 1.3.

В заключение следует отметить, что независимо от генезиса ионизирующего излучения, ионизация атомов вещества живой и неживой материи делает их весьма активными в химическом отношении. Поэтому ионизирующие излучения, воздействуя на вещество, могут вызывать самые различные физико-химические, биофизические и биохимические эффекты. И хотя феномен ионизирующей радиации свойственен экосистеме как физическое явление объективного характера, чрезмерное действие этого фактора, порой усиленного деятельностью человека в связи с развитием и внедрением многих современных технологий, может вызывать далеко идущие опасные последствия для здоровья и жизни.

Чтобы обеспечить продуманную и эффективную защиту от ионизирующих излучений, следует не только феноменологически воспринимать этот фактор и владеть лишь поверхностными знаниями физических начал в

Таблица 1.3. Энергетический вклад ионизирующих излучений различного происхождения

Наиболее распространенные в экологическом пространстве изотопы	Ядерная энергетика, включая добычу урановых руд	Сжигание угля	Добыча природного газа и нефти	Глобальная природная эмиссия
	Энергия, приносимая излучением в единицу времени, Дж/с			
^{222}Rn	53000	3000	75000	120000000
^{226}Ra	0,22	10	20	1100
^{210}Pb	8	26	18	19000

рамках пропедевтики радиационной экологии, но и основательно понимать физический генезис ионизирующих излучений, подробно рассмотренный в следующей главе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 1

1. Дайте определение радиационной экологии. Какой предмет изучает эта дисциплина?
2. Объясните понятие «биосфера». Как оно связано с понятием «экосистема» и какое отношение имеет к радиационной экологии?
3. Что такое радиация и в чем особенности ионизирующей радиации?
4. Что такое ионизация как физическое явление?
5. Какие ионы называются катионами, а какие – анионами?
6. Какова роль элементарных частиц в феномене ионизирующей радиации?
7. Приведите примеры элементарных частиц.
8. Что такое ускорители и коллайдеры элементарных частиц?
9. Охарактеризуйте частицы-переносчики взаимодействия, каковы свойства фотонных излучений?
10. Охарактеризуйте лептоны и поясните свойства электронно-нейтринных дуплетов.
11. Охарактеризуйте адроны, поясните свойства барионов, каковы характеристики «обычных барионов» — протонов и нейтронов?
12. Приведите примеры естественного и технически организованного движения свободных элементарных частиц.
13. Дайте определение понятию «нуклид».
14. Что такое радиоактивность атомных ядер? Приведите примеры ядерных излучений.
15. Объясните понятия: α -, β -, γ -излучения.
16. Что такое зарядовое число химического элемента и чем оно определяется?
17. Что такое массовое число химического элемента и чем оно определяется?
18. Что такое изотопы химических элементов?
19. Что означает: стабильные и нестабильные (радиоактивные) нуклиды? Приведите примеры.

20. Какой промежуток времени называется периодом полураспада изотопа? Приведите примеры.
21. Дайте определение понятию «радиоактивное семейство».
22. Какие радиоактивные семейства (ряды) нуклидов (изотопов) известны?
23. Охарактеризуйте радиоактивный ряд тория ^{232}Th и приведите примеры радионуклидов из этого ряда. Какой элемент ряда является конечным?
24. Охарактеризуйте радиоактивный ряд нептуния ^{237}Np и приведите примеры радионуклидов из этого ряда. Какой элемент ряда является конечным?
25. Охарактеризуйте радиоактивный ряд урана ^{238}U и приведите примеры радионуклидов из этого ряда. Какой элемент ряда является конечным?
26. Охарактеризуйте радиоактивный ряд урана ^{235}U . Укажите примеры радионуклидов из этого ряда. Какой элемент ряда является конечным?
27. Какие радиоактивные ряды называют «естественными», а какой ряд — «искусственным», и почему? Объясните условность этой классификации радиоактивных семейств.
28. Элементы каких радиоактивных рядов характеризуются излучением преимущественно α - и β -частиц?
29. Объясните принципы арифметического моделирования массовых чисел элементов радиоактивных рядов.
30. Что такое «побочные» радиоактивные ряды?
31. Назовите примеры биологически значимых радиоизотопов экосистемы, не входящих в радиоактивные семейства.
32. Что такое примордиальные радиоизотопы и примордиальная ионизирующая радиация?
33. Поясните распространенность и значимость изотопов радона (радона, торона, актинона) в экологическом пространстве.
34. Что такое космическое излучение, каково его происхождение и физическая сущность, каков его вклад в ионизирующую радиацию на Земле?
35. Какое космическое излучение называется первичным, а какое — вторичным?

36. Что такое галактическое космическое излучение?
37. Что такое «солнечный ветер»?
38. Что такое магнитосфера Земли и какую роль она играет по отношению к электрически заряженным частицам первичного космического происхождения?
39. Что такое «радиационные пояса Земли»?
40. Какова роль атмосферы Земли по отношению к α -, β -, и γ -излучениям?
41. Что такое «широкие атмосферные ливни элементарных частиц»?
42. В чем проявляется нестационарность космических излучений, достигающих поверхности Земли?
43. Какие изотопы наиболее распространены в недрах литосферы нашей планеты? Приведите примеры кларков химических элементов.
44. В чем проявляется территориальная неизотропность ионизирующих излучений на нашей планете?
45. Какие источники ионизирующих излучений относятся к техногенным источникам и каков их долевого вклад в ионизирующую радиацию в экологическом пространстве Земли?
46. Приведите примеры «радиационных» аварий, связанных с атомной энергетикой и промышленностью.
47. Свойственен ли экосистеме феномен ионизирующей радиации?
48. Что такое «пропедевтика» радиационной экологии и какие вопросы находятся в ее поле зрения?
49. Есть ли необходимость в организации защиты человека от воздействия ионизирующей радиации в дополнение к магнитосфере и атмосфере Земли?
50. При каких условиях и в какой степени вносят свой вклад ТЭС и АЭС в экологический антураж явлений, связанных с ионизирующей радиацией?

DI BENE VORTANT!

Да не будет осужден тот, кто решил изучить pars pro toto, ограничившись прочтением только первой главы, повествующей grosso modo о предмете учебника. Этим читателям скажем : Satis!

Но, надеемся, для других – studiosissimus investigators – прочитанная глава стала лишь genitalia semina, и заронила непреодолимый интерес к прочтению следующих глав!

Таким читателям – di bene vortant!

di bene vortant! (лат.) – в добрый час!

pars pro toto (лат.) – часть вместо целого;

grosso modo (лат.) – в общих чертах, крупным планом;

studiosissimus investigators (лат.) – найусерднейшие в изучении наук;

genitalia semina (лат.) – плодотворное семя.

Satis! (лат.) – хватум!

ГЛАВА 2

ФИЗИКА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ
НЕЯДЕРНОГО ХАРАКТЕРА

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

При самом общем взгляде на физические процессы, приводящие к ионизирующим излучениям, причины ионизирующих излучений можно разделить на такие три основные категории: либо внеатомное движение электрически заряженных частиц (в большинстве случаев — ускоренное, а в отдельных случаях — равномерное), либо переходы электронов (по разным причинам) с более высоких околоядерных орбит атомов на менее высокие околоядерные орбиты (согласно постулатам Н. Бора), либо превращение атомных ядер одних химических элементов в ядра других химических элементов (ядерные превращения). Последняя из перечисленных категорий не является предметом рассмотрения в данной главе — соответствующие ядерные превращения будут рассмотрены в главе 4. Так или иначе во всех случаях излучающая система (многоатомное тело, отдельный атом или атомное ядро) стремится к энергетическому минимуму, и отдает часть своей энергии путем излучения элементарных частиц (от фотонов до адронов).

Ионизирующие излучения неядерного происхождения формируются в связи с процессами, не нарушающими целостность и состав атомных ядер. В этой главе будут рассмотрены явления, связанные с физикой неядерного генезиса ионизирующих излучений (от греч. *γένεσις* — рождение, возникновение). Это необходимо постольку, поскольку для изучения процессов, выступающих в качестве следствия — в данном случае процессов распространения радиационных полей и влияния тех или иных ионизирующих излучений — сначала необходимо выяснить и проанализировать вызывающие это следствие физические причины.

§ 2.1. | КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЯДЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Первый большой класс источников внеядерных излучений составляют электромагнитные поля, порождаемые неядерными процессами. Второй большой класс составляют потоки свободных частиц, не связанных в ядерные (атомные) структуры. Заряженные частицы вне ядер и вне атомов могут

существовать весьма длительное время, находясь в состоянии движения — например, потоки электронов и протонов в космическом пространстве, движение электронов в виде электрического тока — и в свою очередь, движение частиц может порождать электромагнитные поля.

Классифицировать источники, генерирующие неядерные ионизирующие излучения, можно, разделяя эти объекты и соответствующие им радиационные поля по их энергетическим характеристикам, поскольку в зависимости от качества (состава) и энергии излучения степень его ионизирующего влияния может быть различной. Для фотонного излучения энергия определяется волновой частотой переноса квантов, для корпускулярного излучения — кинетической энергией излучаемых частиц и их электрическим зарядом.

Классификацию *электромагнитных ионизирующих излучений* можно дать, пользуясь шкалой частотного спектра волнообразно распространяющихся в пространстве электромагнитных полей, которые могли бы быть назва-

Таблица 2.1. | Общие классификационные оценки параметров
электромагнитных излучений

Энергия, эВ	Длина волны в вакууме, м	Частота, Гц	Вид излучения (поля)
более 10^9	менее 10^{-16}	более 10^{24}	ультра-жесткое излучение
10^9	10^{-16}	10^{24}	сверх-жесткое излучение
10^5	10^{-12}	10^{20}	жесткое излучение
10^3	10^{-10}	10^{18}	рентгеновское излучение
10^1	10^{-8}	10^{16}	ультрафиолетовое излучение
видимый свет*			
10^{-3}	10^{-4}	10^{12}	инфракрасное излучение
10^{-5}	10^{-2}	10^{10}	микроволновое излучение
10^{-7}	10^0	10^8	СВЧ-излучение
10^{-9}	10^2	10^6	радиоволны высоких частот
10^{-11}	10^4	10^4	радиоволны низких частот
менее 10^{-11}	более 10^4	более 10^4	электромагнитные бури

*) — см. диаграмму на рис. 2.1.

ны также фотонными полями. Поскольку энергия электромагнитных волн определяется их частотой, то именно частотный диапазон излучений будет определять их ионизирующую способность, и это может быть использовано как классификационный признак (см. табл. 2.1).

Электромагнитные волны низкочастотного и среднечастотного диапазонов — радиоволны, сверхвысокочастотное (СВЧ) излучение, микроволны и инфракрасные лучи — ионизирующего воздействия практически не оказывают. Видимый свет оказывает крайне незначительное ионизирующее воздействие — в синей части спектра, близкой к ультрафиолетовым лучам. На диаграмме (см. рис. 2.1) наглядно представлено несколько узок частотный диапазон видимого света.

Электромагнитные волны, начиная с ультрафиолетового излучения, границы которого определяются частотным диапазоном 790...30000 ТГц (от частот $7,9 \cdot 10^{14}$ Гц), способны вызывать ощутимую ионизацию вещества. Для ультрафиолетового излучения эта способность мала, она соизмерима с ионизирующей способностью механических процессов — таких как трение

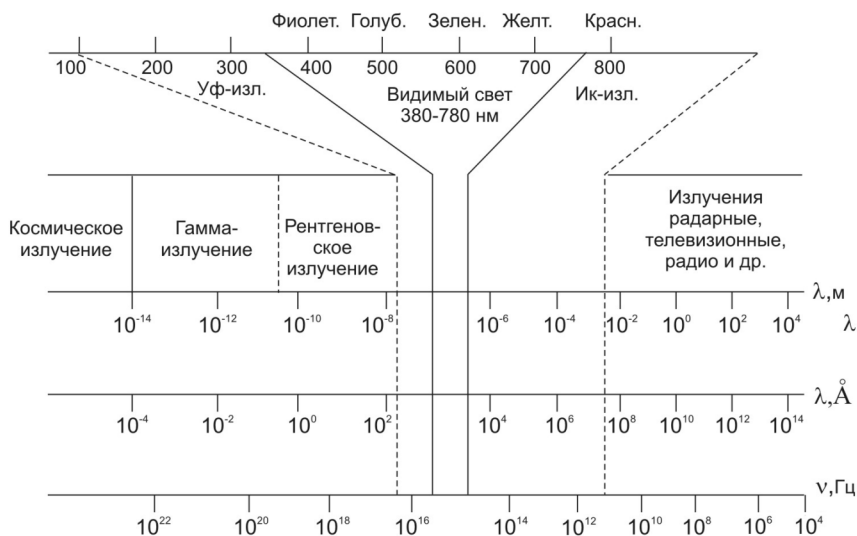


Рис. 2.1. Диаграмма спектрального распределения по частотам и длинам волн электромагнитных излучений

эбонита о шерсть и шелка о стекло или вибрационных воздействий на жидкость и т.п. Чем выше частота электромагнитного излучения, тем выше его ионизирующая способность.

Электромагнитные волны, частоты которых выше 30 ПГц (30 пета-герц, иначе $3 \cdot 10^{16}$ Гц) относят к электромагнитным излучениям, ионизирующая способность которых выражена явно. Рентгеновские лучи, условно, занимают частотный диапазон $3 \cdot 10^{16} \dots 3 \cdot 10^{19}$ Гц. Этот диапазон делят на два поддиапазона: пределы $3 \cdot 10^{16} \dots 3 \cdot 10^{18}$ Гц относят к мягкому рентгеновскому излучению, а пределы $3 \cdot 10^{18} \dots 3 \cdot 10^{19}$ Гц — к жесткому рентгеновскому излучению.

Электромагнитное излучение за пределом частот 30 ЭГц (30 экса-герц, иначе $3 \cdot 10^{19}$ Гц) называют γ -излучением. Заметим, что указанные границы частотных диапазонов условны и частотные диапазоны перекрываются (спектр электромагнитных излучений в общем случае является непрерывным). Отметим также, что классификация электромагнитных излучений в зависимости от длины волны является некорректной, поскольку длина волны (как и скорость распространения волны) зависит от вещественной среды, в которой излучение распространяется, — в то время как частота является независимой величиной, характеризующей источник излучения. В вакууме скорость распространения электромагнитных волн — согласно второму постулату специальной теории относительности А. Эйнштейна — неизменна ($c = 299792458$ м/с), а при распространении электромагнитной волны в веществе скорость определяется частотой и длиной волны ($v = \lambda \cdot \nu$).

Электромагнитные излучения, частоты которых отличаются на много порядков, имеют качественно различные физические свойства: по мере перехода от волн малых частот к волнам больших частот волновые свойства излучений (интерференция, дифракция, поляризация) проявляются слабее, а квантовые (корпускулярные) свойства — сильнее. Именно это обстоятельство позволяет рассматривать фотон жесткого электромагнитного излучения в качестве частицы. Напомним, что определяющим показателем квантовых свойств конкретного излучения является энергия фотона, равная произведению частоты волны на постоянную Планка ($E = h \cdot \nu$).

Согласно классической электродинамике, электромагнитные волны распространяются в пространстве в результате ускоренного движения электрически заряженных частиц. Вне вакуума (в вещественной среде) электромагнитные волны могут также возбуждаться движением электрически заряженных частиц, ускорение которых равно нулю, но скорости ко-

торых превосходят фазовую скорость света в этом веществе (характерным примером является излучение Черенкова-Вавилова). В любом случае, источником электромагнитных волн следует считать перемещение в пространстве электрически заряженных тел, правда не все перемещаемые в пространстве электрически заряженные тела являются излучателями. Так, согласно постулатам квантовой теории Н.Бора (и это — физический факт), атом (вокруг ядра которого движутся электроны) испускает электромагнитное излучение только при переходе электрона с более высокой орбиты на менее высокую, но не вследствие движения электрона по стационарной орбите. Исходя из квантовой теории, для возникновения электромагнитного излучения атомного происхождения, электроны атома должны иметь потенциал перехода на энергетически более «выгодные» пониженные орбиты, то есть атомная система (*излучающая система*) должна находиться в возбужденном состоянии. Это возможно, если энергия для возбуждения атома передается ему извне.

Искусственные источники ионизирующей радиации неядерного происхождения можно классифицировать также по техническому способу генерации излучений — подробно эти вопросы будут рассмотрены в главе 6.

Далее, с учетом вышеизложенной классификации, отдельно рассмотрим все возможные ионизирующие излучения неядерного происхождения в порядке, соответствующем возрастанию их ионизирующей способности: сначала — весьма слабоионизирующее излучение Черенкова-Вавилова и процессы генерации ультрафиолетовых лучей (§ 2.2), затем — рентгеновских и более жестких электромагнитных излучений (§ 2.3), уже после этого — процессы возникновения некоторых корпускулярных излучений (§ 2.4).

§ 2.2. | СЛАБОИОНИЗИРУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Особым видом ионизирующего излучения, связанного с неускоренным движением электрически заряженных частиц в веществе (например, электронов) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе, является *излучение Черенкова-Вавилова*. Если частота этого излучения принадлежит видимому глазом диапазону частот, то это излучение воспринимается как свет, при этом оно имеет сплошной спектр, а максимум его

интенсивности приходится на синюю часть частотного диапазона. Известно, что синий свет обладает весьма малой способностью ионизации вещества.

Это излучение было обнаружено в 1934 г. П.А.Черенковым при исследовании люминесценции растворов под действием γ -лучей. Дальнейшие эксперименты Черенкова, предпринятые по инициативе С.И.Вавилова, выявили ряд характерных особенностей излучения, среди которых — поляризация электромагнитного излучения с преимущественной ориентацией вектора напряженности электрического поля вдоль направления первичного пучка движущихся частиц. На основании этих и других данных Вавиловым было сделано основополагающее утверждение, что обнаруженное явление — отнюдь не люминесценция жидкости, а излучение электромагнитных волн движущимися в ней быстрыми электронами. Физический же механизм этого явления был выяснен позднее, в совместной работе Нобелевского лауреата И.Е.Тамма (в свое время — сотрудника Одесского политехнического института) и И.М.Франка (1937 г.) — эта работа содержала изложение количественной теории, основанной на уравнениях классической электродинамики. Интересно, что вслед за этим, к тем же результатам привело и квантовое рассмотрение данного феномена (Гинзбург, 1940 г.). Понятно, что в составе излучения Черенкова-Вавилова в малых долях присутствует такое электромагнитное излучение, которое в принципе можно назвать ионизирующим.

Движение имеющих электрический заряд элементарных частиц, не связанных силами внутриядерного взаимодействия (электрический ток в самом широком понятии), может порождать переменное электромагнитное поле, изменения вектора напряженности и вектора магнитной индукции которого при распространении в пространстве с течением времени, образуют электромагнитные волны. Вектор напряженности является силовой характеристикой электрического поля, которая равна отношению силы, действующей на помещенный в поле «заряд» (то есть тело, имеющее заряд), к величине этого заряда — соответственно, единицей размерности этой физической величины является: «ньютон-на-кулон», в сокращенной записи — Н/Кл. Вектор магнитной индукции является силовой характеристикой магнитного поля, которая равна отношению силы (силы Лоренца), действующей на заряд, к величине этого заряда и его скорости — соответственно, единицей размерности этой физической величины является: «ньютон-секунда-на-кулон-метр», в сокращенной записи — Н·с/(Кл·м),

которая носит специальное название *тесла* (в краткой записи Тл) в честь выдающегося сербского физика Н.Тесла.

Напомним, что один тесла (1 Тл) равен индукции магнитного поля, при которой через поперечное сечение 1 м^2 проходит магнитный поток величиной один *вебер* (в краткой записи Вб). Поскольку из опыта известно, что переменное магнитное поле является следствием переменного электрического тока, то 1 Вб можно определить как магнитный поток, при убывании которого до нуля в сцепленной с ним электрической цепи сопротивлением 1 Ом через поперечное сечение проводника проходит количество электричества один *кулон* (в краткой записи Кл). Отметим, что упомянутые выше единицы физических величин — Вб, Ом, Кл — названы так в честь выдающихся физиков Вильгельма Эдуарда Вебера, Георга Симона Ома, Шарля Огюстена Кулона.

Заметную ионизирующую способность электромагнитные волны приобретают, распространяясь от источников, обеспечивающих значения частот колебаний *напряженности и магнитной индукции*, имеющих порядок $10^{14} \dots 10^{15}$ Гц (диапазон границы ультрафиолетового излучения).

Кратко остановимся на истории научного освоения источников *ультрафиолетового излучения* и рассмотрим физические основы эмиссии ультрафиолетовых лучей. Невидимые глазом, ультрафиолетовые лучи обнаруживаются как по их химическому, так и по их биологическому действию. Используя именно эти признаки, в 1801 г. немецкий физик Иоганн Вильгельм Риттер обнаружил, что хлорид серебра (AgCl), химически разлагающийся под действием света (неосвещенный AgCl изначально белого цвета, но темнеет на свету), еще быстрее изменяется под действием визуально не воспринимаемого, находящегося за пределами фиолетовой области частотного спектра, некоего излучения (в то время называемого «актиническим излучением»). Правильная физическая трактовка феномена этого (ультрафиолетового) излучения была впервые дана почти полвека спустя, в 1842 году, в трудах известного французского физика Александра Эдмонда Беккереля, изучавшего действие солнечного и электрического света, а также — в работах некоторых других исследователей.

Теперь ультрафиолетовая часть спектра электромагнитных излучений хорошо изучена — она подразделяется на поддиапазоны, условные названия и характеристики которых представлены в табл. 2.2.

Основной природный источник ультрафиолетового излучения, близкий

Таблица 2.2. | Характеристики поддиапазонов
ультрафиолетового излучения

Название поддиапазонов	Условное обозначение	Длина волны в вакууме, нм	Энергия фотонов, эВ
Ближний	NUV	400 ... 300	3,10 ... 4,13
Средний	MUV	300 ... 200	4,13 ... 6,20
Дальний	FUV	200 ... 122	6,20 ... 10,2
Экстремальный	EUV, XUV	121 10	10,2 ... 124
Вакуумный	VUV	200 10	6,20 ... 124
«Ультрафиолет А»	UVA	400 ... 315	3,10 ... 3,94
«Ультрафиолет В»	UVB	315 ... 280	3,94 ... 4,43
«Ультрафиолет С»	UVC	280 ... 100	4,43 ... 12,4

к Земле — Солнце. Изображение Солнца, полученное в ультрафиолетовых лучах дает ясное представление об их значительной доле в общем солнечном излучении (рис. 2.2).

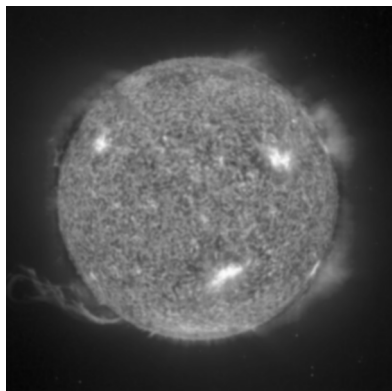


Рис. 2.2. Фотоснимок Солнца, полученный в ультрафиолетовых лучах

Практически все излучение UVC и приблизительно 90 % излучения UVB, приходящие из ближнего космоса, поглощаются озоном, а также атмосферным водяным паром, кислородом и углекислым газом при прохождении солнечного света через земную атмосферу. Излучение в диапазоне UVA достаточно слабо поглощается атмосферой. Поэтому достигающие поверхности Земли космические ультрафиолетовые лучи в значительной степени содержат излучение UVA и небольшую долю излучения UVB.

Физическим источником искусственного ультрафиолетового излучения являются дуговой или тлеющий газы разряды, — например, разряды в парах ртути или галогенидов некоторых металлов. Соответствующие технологические источники — лампы — называют ртутными или галогенными, иногда их называют также *кварцевыми лампами* по названию стекла, из которого изготавливаются ламповые колбы (эти лампы подробно будут рассмотрены в главе 6). В общих чертах физика ультрафиолетовых излучений, генерируемых лампой, такова. Движение электронов и ионов при газовом разряде приводят в возбужденное состояние атомы содержимого лампы — и эти процессы становятся источниками ультрафиолетового излучения. Возбуждение атома представляет собой переход атомных электронов на более высокие орбиты, с последующим обратным переходом и сопровождающим его фотонным излучением. Атомы ртути или галогенов (фтора *F*, хлора *Cl*, брома *Br*, йода *I*) обладают хорошо выраженными специфическими свойствами возбуждения и генерации излучения в ультрафиолетовом диапазоне частот. Источником ультрафиолетового излучения также может служить электрическая дуга, возникающая, например, при дуговой электросварке (что требует использования сварщиком-оператором специального прикрывающего лица щитка — в целях обеспечения своей безопасности). Источником ультрафиолетового излучения могут быть газы разряды и других типов.

Известны также *лазерные источники* ультрафиолетового излучения (от англ. *laser* — «light amplification by stimulated emission of radiation» — усиление света посредством вынужденного излучения). Физической основой работы любого лазера — светового частотного спектра или более высокочастотного диапазона излучений — служит феномен вынужденного (иначе говоря, индуцированного) излучения вследствие предварительной энергетической «накачки» лазера, затем приводящей к сбросу энергии — в виде излучения.

Исторические вехи разработки лазеров, в кратком изложении, таковы. В 1916 г. А. Эйнштейн предсказал принципиальную возможность существования явления вынужденного излучения. Строгое теоретическое обоснование этого процесса в рамках квантовой механики было дано в работах П. Дирака в 1927-1930 гг., а в 1928 г. Р. Ладенбургом и Г. Копферманом было представлено и некоторое экспериментальное подтверждение теории. Для усиления электромагнитного излучения оптического диапазона необходимо было создать объемный резонатор, размеры которого были

бы порядка микрона. Из-за связанных с этим технологических трудностей многие ученые в то время считали, что создать генератор видимого излучения невозможно, но уже в 1960 году Т. Мейман продемонстрировал работу первого оптического квантового генератора — лазера. В качестве активной среды использовался кристалл искусственного рубина (оксид алюминия Al_2O_3 с небольшой примесью хрома Cr), а в качестве объемного резонатора служил резонатор Фабри-Перо, образованный серебряными зеркальными покрытиями, нанесенными на торцы кристалла. Этот лазер работал в импульсном режиме на длине волны в 694,3 нм. В декабре того же года был создан гелий-неоновый лазер, излучающий в непрерывном режиме (А. Джаван, У. Беннет, Д. Хэрриот). Изначально лазер работал в инфракрасном диапазоне, затем был модифицирован для излучения видимого красного света. Но первый технически значимый вклад в изучение принципов квантового усиления и генерации излучений внесли советские физики А. Прохоров и Н. Басов, что было отмечено присуждением им Нобелевской премии по физике (1964 г.).

Сначала поясним подробнее физическую суть феномена действия светового лазера, а затем — ультрафиолетового. Физика такова, что возбужденные атомы специальным образом выбранного вещества способны излучать фотоны под действием приносящих энергию других фотонов без их поглощения. Для этого энергия, приносимая тем или иным фотоном должна равняться разности энергий уровней атомов вещества до и после излучения. При этом излученные фотоны когерентны фотонам, вызвавшим излучение (являются их «частотной копией») — и, поскольку они излучаются в малом промежутке времени в виде узконаправленного луча, то в процессе генерации фотонов наблюдается эффект усиления. Этим явление лазерного излучения отличается от спонтанного излучения, в котором рождающиеся фотоны имеют случайные направления распространения, поляризацию и фазы. Импульсное излучение лазера может достигать чрезвычайно больших пиковых мощностей.

Проект первого ультрафиолетового лазера был опубликован в 1971 году Джоном М. Дж. Мэйди в рамках диссертации на соискание ученой степени Ph.D. (кандидата технических наук) Стэнфордского университета. В *ультрафиолетовых лазерах* когерентное излучение ультрафиолетовой части спектра электромагнитных волн возникает по синхротронному механизму при взаимодействии поля со свободными электронами. Так, в отличие от газовых,

жидкостных или твердотельных лазеров — где электроны возбуждаются в связанных атомных или молекулярных состояниях — в лазерах на свободных электронах источником излучения является управляемый пучок электронов, в котором каждый отдельный электрон можно считать возбужденным электромагнитным осциллятором, движущимся равномерно и прямолинейно. Электроны, перемещаясь вдоль прямой, с одновременными колебаниями в поперечном направлении, теряют энергию, которая уносится относительно широким (далее подлежащим суживанию) лучом фотонов ультрафиолетового излучения.

Известны и иные — отличные от ламповых и лазерных — источники ультрафиолетового излучения, мощность их, однако, пока относительно мала. Так, например, установлено, что ультрафиолетовое излучение может быть инициировано и посредством возбуждения фемтосекундным лазерным импульсом наполненного газом волновода. При этом лазерное излучение ионизирует атомы газа и разгоняет электроны до очень больших энергий, после чего происходит рекомбинация электронов с высвобождением коротковолнового (ультрафиолетового) электромагнитного излучения.

В качестве другого примера можно привести разработку японских исследователей из лаборатории NTT Basic Research Laboratories, которыми в свое время была предложена технология производства светодиодов, излучающих в ультрафиолетовом диапазоне частот. В таких светодиодах применен в отличие от традиционных материалов (кремния и магния) нитрид алюминия (AlN) — вещество, прежде при изготовлении светодиодов не применявшееся. Уникальное сочетание его физических свойств (высокая теплопроводность, большая диэлектрическая проницаемость, умеренный коэффициент теплового расширения) в настоящее время дает основание рассматривать AlN в качестве перспективного материала для решения новых задач в области лучевой электроники. В Японском Национальном институте промышленных наук и технологий (AIST) разработаны также ультрафиолетовые светодиоды, в которых используются алмазные полупроводники (как известно, углерод, образующий алмаз, относится к полупроводникам): на подложке расположены алмазные полупроводники, структурированные по слоям $p-i-n$. Такие источники испускают электромагнитные волны длиной волны 235 нм (ультрафиолет-С). В настоящее время UVC-светодиоды, дающие излучение в жестком ультрафиолетовом диапазоне, промышленностью выпускаются серийно. Наряду с такими материалами как алмаз и нитрид

алюминия используются (для формирования более высокочастотного излучения — с длиной волны 210 нм и менее) соединения азота, алюминия, галлия и индия (*AlGaN*, *AlGa*, *InN*).

О технических аспектах применения рассмотренных физических процессов для получения искусственных слабо ионизирующих излучений речь пойдет в отдельной главе.

§ 2.3. | РЕНТГЕНОВСКОЕ И ГАММА- ИЗЛУЧЕНИЯ

Сначала кратко остановимся на истории научного освоения источников *рентгеновского излучения* и рассмотрим физические основы эмиссии рентгеновских лучей. Первым, кто опубликовал труды об электромагнитном излучении в более высокочастотном диапазоне, следующем сразу за диапазоном ультрафиолетовых лучей, был немецкий ученый, директор Физического института при Вюрцбургском университете, Вильгельм Конрад Рёнтген. Его статья под названием «О новом типе лучей» была опубликована 28-го декабря 1895 года в журнале Вюрцбургского физико-медицинского общества. Из истории науки известно, что эти, ранее неизвестные лучи (и потому названные X-лучами) были задолго до Рентгена неосознанно получены украинцем Иваном Павловичем Пулюем и многими другими исследователями. Известно, в частности, что явлениями, порождаемыми электрическим током в вакууме, И.П. Пулюй заинтересовался еще в 1875 г. в Страсбургском университете, где работал над диссертацией после обучения в Венском университете, куда он поступил, закончив сначала Тернопольскую гимназию (в то время территория Австро-Венгрии). Освоив в Страсбурге ремесло стеклодува, он выдувал стеклянные трубки — как для своих опытов, так и для нужд коллег-физиков. Подружившийся с ним Никола Тесла, который также в это время стажировался в Страсбурге и подрабатывал стеклодувом, перенял у И.П.Пулюя искусство производства трубок. Они оба, проведя целый ряд исследований с газоразрядными трубками, оказались ближе всех к разгадке природы излучения, порождаемого «катодными лучами». Возвратившись из Страсбурга в Вену, Пулюй продолжил начатые с Тесла исследования и уже в 1880-1882 годах подробно описал видимые глазом катодные лучи. Сконструированная же им трубка, излучающая также невидимые X-лучи, была

удостоена Серебряной медали на Международной электротехнической выставке в Париже. Во всем мире она стала известна как «лампа Пулюя» и даже в течение некоторого времени выпускалось серийно. Прототипом «лампы Пулюя» — как и впоследствии рентгеновской трубки — послужила катодолучевая (газоразрядная) трубка, разработанная несколько ранее Й. Хитторфом и В. Круксом (1879 г.).

И в экспериментах Вильяма Д. Крукса, и в экспериментах Эжена Гольдштейна, и в экспериментах Джозефа Томсона, и в экспериментах Генриха Герца, и в экспериментах Филиппа Ленарда (как и позднее в опытах Рентгена) наблюдалось явление почернения фотопластинок под действием неизвестного им излучения, возникавшего при газовом разряде в катоднолучевых вакуумных трубках. Однако никто из этих и других экспериментаторов не придавал данному феномену значения, и — в отличие от Рентгена — не опубликовал своих результатов исследования «невидимых» лучей.

Всесторонне изученное и подробно описанное Рентгеном излучение (X-лучи), как явление, было интересно само по себе, но настоящую сенсацию открытие этого физического феномена произвело, когда выяснилось

свойство этих лучей проникать сквозь мягкие ткани тела человека, давая изображение его скелета.

Большой вклад в известность X-лучей, обладающих значительной проникающей способностью, без сомнения, внесла и знаменитая фотография руки (рис. 2.3) с визуализацией костной ткани пальцев и кисти, опубликованная Рентгеном. В 1901 г. за открытие неизвестных ранее лучей В. К. Рентгену была присуждена первая Нобелевская премия по физике. По инициативе его ученика — А.Ф. Иоффе, поддержанной другими учеными, эти лучи стали называться «рентгеновскими», они быстро завоевали признание и начали использо-



Рис. 2.3. Опубликованная В.К. Рентгеном фотография проекции руки человека в X-лучах

ваться в рентгенологии, благодаря разработке специальных излучателей медицинского назначения.

Рентгеновское излучение, в частности, возникает в результате преобразования кинетической энергии быстрых электронов в энергию электромагнитных волн (в энергию фотонов). Вскоре (1904 г.) после открытия рентгеновских лучей английский физик Чарльз Баркла занялся проверкой гипотезы английского физика Джорджа Стокса о том, что если рентгеновские лучи являются электромагнитными волнами, то они могут поляризоваться, причем поляризация должна зависеть от способа их образования в катодной трубке. Явление поляризации действительно обнаружилось, и это было воспринято как серьезный аргумент в пользу волновой природы рентгеновских лучей. В то же самое время, однако, появились факты, свидетельствующие о корпускулярном характере рентгеновского излучения. Так, Уильям Генри Брег исследовал (1908 г.) процесс возникновения электрически заряженных частиц под действием X-лучей и, в частности, наблюдал при этом возникновение потока электронов, на основании чего сделал вывод: рентгеновские лучи обладают выраженными корпускулярными свойствами (ибо подобный эффект могут вызвать только частицы). Со временем появилось множество научных фактов, свидетельствовавших как в пользу волновой (электромагнитной) природы, так и в пользу корпускулярных свойств рентгеновского излучения.

В современной физике различают рентгеновское излучение двух видов: белое и характеристическое. *Белым рентгеновским излучением* называют непрерывное широкополосное излучение. *Характеристическим рентгеновским излучением* называется излучение в узких диапазонах частот (отдельные узкие пики спектра называют характеристическими рентгеновскими линиями). Хотя рентгеновское излучение во всем спектре частот — при их неядерном происхождении — является результатом торможения электронов в веществе, механизмы возникновения его широкополосной части (белого излучения) и отдельных линий (характеристического излучения) физически различны.

На рис. 2.4. широкий диапазон («континуум») — непрерывный спектр белого излучения. Налагающиеся на него острые пики — характеристические рентгеновские линии. Далее поясним физические процессы и связанные с ними закономерности, свойственные различным видам рентгеновского излучения.

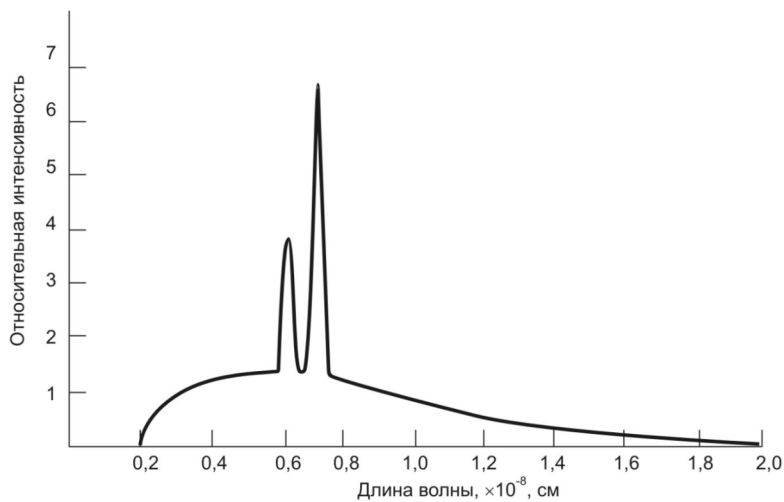
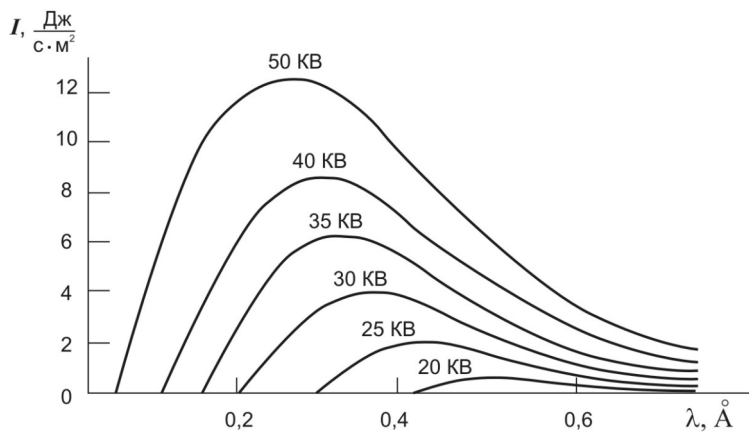


Рис. 2.4. Общий вид спектра рентгеновского излучения

Рис. 2.5. Распределение интенсивности I тормозного излучения по длинам волн λ при различных напряжениях между катодом и анодом

Что касается «белого» рентгеновского излучения, название его обязано, аналогии с белым (видимым) светом, спектр которого (как и спектр видимого диапазона частот электромагнитного излучения) непрерывен. Опытным путем было показано, что торможение электрона в веществе порождает электромагнитные волны невидимого диапазона высоких частот (более высоких, чем частоты ультрафиолетового излучения), а интенсивность возникающего тормозного излучения, имеющего сплошной спектр, зависит от разности потенциалов между электродами, помещенными в вакуумированную колбу: между катодом, испускающим электроны, и анодом, принимающим электроны. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от длины волны и приложенного между катодом и анодом напряжения, иллюстрируют графические кривые, изображенные на рис. 2.5.

В процессе ускорения-торможения лишь около 1 % кинетической энергии электронов идет на рентгеновское излучение, 99 % энергии превращается в тепло, выделяемое излучателем, это предъявляет специальные технические требования к излучающим устройствам такого рода.

Верхняя граница частоты непрерывного рентгеновского спектра (или минимальная длина волны) соответствует энергии наиболее быстрых электронов, которая пропорциональна ускоряющему напряжению между электродами. Таким образом, со стороны малых длин волн спектр белого рентгеновского излучения ограничен некоторым значением $\lambda_{\min} = c/\nu_{\max}$.

Исследование белого рентгеновского излучения имеет большое прикладное и фундаментальное значение. Известно, что $E_{\max} = h \cdot \nu_{\max}$ и что $E_{\max} = e \cdot \varphi$, где e – элементарный заряд, а φ – разность потенциалов, за счет которой электрон приобретает кинетическую энергию, двигаясь от катода к аноду. Тогда из очевидного уравнения:

$$h \cdot \nu_{\max} = e \cdot \varphi \quad (2.1)$$

можно эмпирически, по результатам измерений, определить постоянную Планка h , выразив ее через измеряемые величины:

$$h = \frac{e \cdot \varphi}{\nu_{\max}}, \quad (2.2)$$

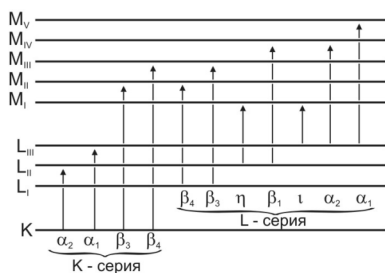
или

$$h = \frac{e \cdot \varphi \cdot \lambda_{\min}}{c}. \quad (2.3)$$

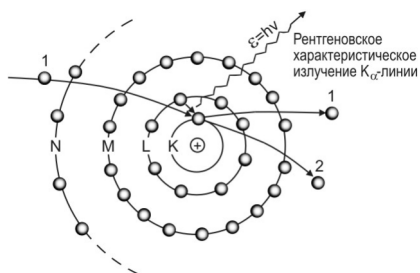
Важно отметить, что значение h , полученное на основе исследования белого рентгеновского излучения, является одним из наиболее точных и достоверных.

Рентгеновское излучение, имеющее линейчатый спектр, получило свое название (характеристическое) постольку, поскольку частоты линий спектра этого излучения являются характерными для каждого вещества, в котором тормозятся быстрые электроны. Характеристическое рентгеновское излучение обнаружил (1906 г.) и дал ему именно такое название Чарльз Баркла. В качестве анодных веществ (мишеней), которые могут дать характеристические рентгеновские излучения определенных длин волн, обычно используются металлы *Fe, Cu, Ag, Cr, Co, Mo, W, Zr, Ni* и др. Когда Нильс Бор предложил квантовую модель атомов веществ, характеристическое рентгеновское излучение стали объяснять квантовыми переходами электронов с внешних оболочек атомов на внутренние.

Прибегнем и мы к такому объяснению, немного углубившись в физику рентгеновских излучений. Под действием «катодных лучей», испускаемых катодом (потоков быстрых электронов) в анодном материале выбиваются электроны из внутренних электронных оболочек атомов (например, из



(а)



(б)

Рис. 2.6. Квантовые переходы атома, вызывающие рентгеновское излучение: схема *K*-, *L*-, *M*-уровней атома и основные спектральные линии *K*- и *L*-серий рентгеновских фотонов (а), умозрительная модель процесса испускания рентгеновского фотона (б)

К-оболочек), а вакантные места занимаются другими электронами атома с более отдаленных орбит (например, из L -оболочек), которые теряют при снижении орбиты часть своей энергии. Именно при таких переходах и испускаются рентгеновские фотоны в характерном для материала анода энергетическом спектре.

Так как энергии E_1 начального и E_2 конечного состояний атома квантованы (что отражено в постулатах Бора), можно определить частоту возникающего излучения $\nu = (E_1 - E_2)/h$. Всевозможные квантовые переходы атома из одного энергетического состояния в другое образуют различные серии рентгеновских фотонов: и наиболее жесткую (коротковолновую) K -серию, и L -, M -, N -серии, как это схематично показано на рис. 2.6.

Таким образом, характеристические линии образуют K -, L - и M -серии, в зависимости от того, с какой оболочки (K , L или M) был удален электрон.

Значительный вклад в эту область исследований внесли французский физик Морис де Бройль (старший брат Луи де Бройля) и английский физик Генри Мозли. Мозли показал, что характеристическое рентгеновское излучение создается внутренними электронами (находящимися вблизи ядра) атома и дает такую же информацию о внутренних электронах атома, как обычный (видимый) свет — о внешних электронах.

Когда Ч. Баркла обнаружил, что при воздействии рентгеновского излучения высокой энергии на вещество возникает вторичное флуоресцентное рентгеновское излучение, специфическое для исследуемого элемента, Г. Мозли в серии своих экспериментов измерил длины волн первичного характеристического рентгеновского излучения, полученного электронной бомбардировкой различных элементов, и вывел соотношение между длиной волны и атомным номером. Было установлено, что длина волны характеристического рентгеновского излучения, испускаемого химическими элементами, однозначно зависит от атомного номера элемента — чем больше атомный номер элемента, тем меньше длина волны излучения, отвечающего характеристической линии (рис. 2.7).

Эта зависимость стала известна под названием "закон Мозли" (1913 г.), в соответствии с которым наблюдается линейная зависимость квадратного корня из частоты характеристического рентгеновского излучения от числа протонов в ядре атома мишени-излучателя. Применение закона Мозли рассмотрено подробно в рамках задачи по определению длины волны рентгеновского излучения в одном из дидактических примеров решения расчетных

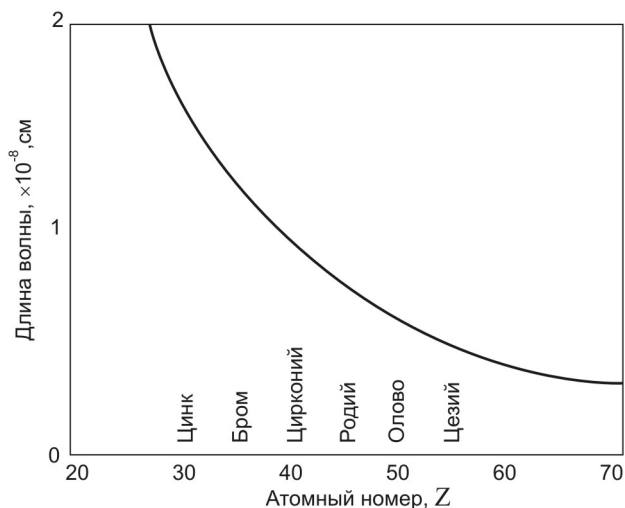


Рис. 2.7. Диаграмма, иллюстрирующая зависимость длины волны рентгеновского излучения от атомного номера химического элемента (закон Мозли)

задач (см. Приложение 9, задача №19). Многим исследовательским замыслам Г. Мозли не суждено было осуществиться — этому молодому исследователю было всего 26 лет, когда он опубликовал свою работу, посвященную рентгеновскому излучению, после чего вскоре был призван в армию, и два года спустя погиб в составе английского десанта при высадке в проливе Дарданеллы. Однако, незавершенная работа Мозли была продолжена шведским физиком-экспериментатором Карлом Манне Георгом Сигбаном — он разработал новые методы получения детальных рентгеновских спектров и исследовал рентгеновские спектры почти всех известных ему химических элементов. Это позволило получить исчерпывающие данные о структуре электронных оболочек атомов. За обширные и детальные исследования в области рентгеновской спектроскопии в 1924 г. Карл Сигбан был удостоен Нобелевской премии по физике (не следует путать с другим Нобелевским лауреатом — Каем Сигбаном, сыном Карла Сигбана, которому такая же высокая награда была вручена Нобелевским комитетом 57 лет спустя, за разработку рентгеновского электронного спектрометра).

Описанные физические процессы используются в рентгеновских

трубках — специализированных вакуумных колбовых устройствах различной конструкции, однако источниками рентгеновского излучения могут быть не только рентгеновские трубки, но также ускорители заряженных частиц (синхротроны, бетатроны, фазотроны и синхрофазотроны), особенности устройств для получения рентгеновского излучения будут рассмотрены в главе 6. Здесь же только в качестве уместного примера поясним физический генезис синхротронного излучения. В синхротронах, при отклонении пучка заряженных частиц в магнитном поле, частицы испытывают ускорение (под действием силы Лоренца) в направлении, перпендикулярном их скорости, что, естественно, приводит к электромагнитному излучению (иногда называемому магнитотормозным излучением) и при соответствующим образом выбранных параметрах установки в составе синхротронного излучения можно получить, в том числе, и рентгеновские лучи. Обратим внимание на то, что по интенсивности рентгеновское излучение синхротронов может превосходить излучение рентгеновской трубки на 2-3 порядка. Необходимо пояснить, что интенсивность синхротронного излучения пропорциональна квадрату ускорения заряженной частицы. И так как приобретаемое ускорение каждого электрона обратно пропорционально массе частицы, то в одном и том же электростатическом поле тормозное излучение, вызванное движением легкой заряженной частицы (скажем, электрона) будет во много раз интенсивнее излучения, вызванного движением тяжелой заряженной частицы (скажем, протона). Этот пример свидетельствует о том, что механизмы генезиса ультрафиолетового и рентгеновского излучений могут быть весьма схожи, и будет полезен для понимания принципа действия рентгеновского лазера.

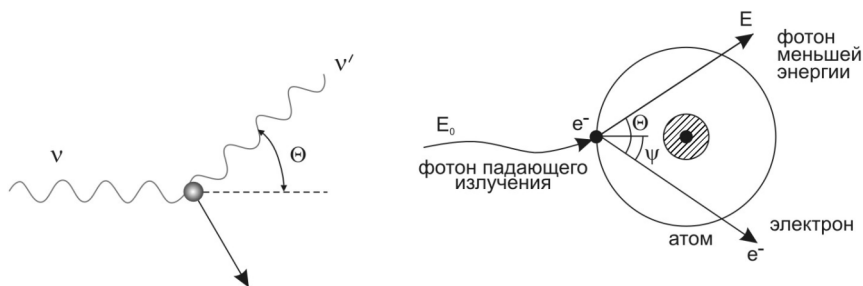


Рис. 2.8. Схематическая иллюстрация процессов эффекта Комптона

Обратим внимание еще на один важный физический эффект генерации высокочастотных электромагнитных излучений — *эффект Комптона* (комpton-эффект). Это явление заключается в изменении длины волны электромагнитного излучения вследствие рассеяния электронами околоядерных орбит фотонов падающего на атом электромагнитного излучения (см. иллюстрацию на рис. 2.8). Такое явление было обнаружено американским физиком Артуром Комптоном в 1923 году для рентгеновского излучения — за это открытие в 1927 г. Комптон получил Нобелевскую премию по физике.

При комптон-эффекте, вследствие упругого рассеяния, энергия фотона частично идет на увеличение кинетической энергии орбитального электрона, а частично — уносится новым фотоном, обладающим пониженными энергетическими характеристиками. При рассеянии фотона на электроны частоты волн ν и ν' (до и после рассеяния, соответственно) связаны соотношением:

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta)}, \quad (2.4)$$

где Θ — угол рассеяния (угол между направлениями распространения фотона до и после рассеяния), а остальные обозначения имеют прежний смысл. Перейдя к длинам волн, получим:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_k (1 - \cos \Theta), \quad (2.5)$$

где можно осуществить замену:

$$\lambda_k = \frac{h}{m_e c}, \quad (2.6)$$

учитывая, что λ_k есть комптоновская длина волны. Для электрона $\lambda_k = 2,4263 \cdot 10^{-12}$ м. Уменьшение энергии фотона после комптоновского рассеяния принято называть *комптоновским сдвигом* (заметим, что в классической электродинамике рассеяние электромагнитной волны на заряженной частице, то есть «томсоновское рассеяние» не сопровождается уменьшением частоты излучения).

Попытки объяснения эффекта Комптона в рамках классической электродинамики тщетны, ведь с точки зрения классической физики электромагнитная волна является непрерывным материальным объектом и в результате рассеяния на свободных электронах изменять свою длину не должна. Таким образом, эффект Комптона является прямым доказательством квантования электромагнитной волны и правомерности положений квантовой электродинамики, другими словами — этот эффект подтверждает существование фотонов как квантов электромагнитного излучения и является еще одним доказательством справедливости корпускулярно-волнового дуализма микрочастиц. Эффект Комптона может служить физической основой для получения и рентгеновского, и более жесткого излучений.

Эффектом, обратным эффекту Комптона, является увеличение частоты света, претерпевающего рассеяние на релятивистских (то есть движущихся с околосветовыми скоростями) электронах, имеющих энергию выше, чем энергия фотонов — в процессе такого взаимодействия происходит передача энергии от электрона фотону. При этом энергия рассеянных фотонов определяется выражением:

$$\varepsilon_1 = \frac{4}{3} \varepsilon_0 \frac{K}{m_e c^2}, \quad (2.7)$$

где ε_1 и ε_0 — энергия рассеянного и падающего фотонов, соответственно, K — кинетическая энергия электрона.

Именно обратный эффект Комптона ответственен за рентгеновское излучение галактических источников, рентгеновскую составляющую реликтового фонового излучения (эффект Сюняева-Зельдовича) и трансформацию плазменных волн в высокочастотные электромагнитные волны.

Обратим внимание и на другой эффект, также не связанный с нарушением целостности атомного ядра и сопровождающийся при этом рентгеновским излучением. Под воздействием γ -фотона (который может быть испущен ядром, но не распространяется за пределы атома), одним из атомных электронов может быть приобретена избыточная для него энергия — это процесс так называемой внутренней конверсии. Если, обладая избытком энергии, электрон покидает атом, то на его место приходит электрон с другой околоядерной оболочки, и этот переход электрона будет сопровождаться испусканием фотона рентгеновского излучения.

Интересна физика лазерных источников неядерного рентгеновского излучения, к которым относятся рентгеновские лазеры — иначе говоря, XFEL-устройства (от англ. «X-Ray Free Electron Laser»), работающие, как и ультрафиолетовые лазеры, на синхротронном эффекте движения свободных электронов. Для создания лазерного рентгеновского излучения необходим пучок электронов, разогнанный в синхротроне до скорости, близкой к скорости света. Полученный пучок направляется в вигглер, после прохождения которого рождаются фотоны рентгеновского излучения.

Кратко поясним физический принцип работы вигглера, применяемого в XFEL-устройстве. Вигглер представляет собой последовательность коротких дипольных магнитов, полярность каждого следующего из которых противоположна предыдущему. Эти магниты создают сильное поперечное (как правило, вертикальное) знакопеременное магнитное поле. Вигглер устанавливается в прямолинейный промежуток электронного синхротрона, и пучок электронов проходит в нем по извилистой траектории, близкой к синусоиде, излучая (в результате колебательных ускорений) фотоны в узкий конус вдоль оси пучка. Современные разработки рентгеновских лазеров требуют использования ускорителей электронов со встроенной защитой, поскольку ускоренные (быстрые) электроны физически представляют значительную опасность).

Кроме техногенных источников неядерного рентгеновского излучения известны и природные источники. Так, рентгеновское излучение космического генезиса среднестатистически наблюдается в диапазоне энергий фотонов от 100 эВ до 10 КэВ. Интенсивным излучателем электромагнитных волн в рентгеновском диапазоне частот является, например, солнечная корона. Первый рентгеновский источник, находящийся за пределами Солнечной системы (в созвездии Скорпиона), был открыт с помощью счетчика фотонов, установленного на борту околоземного спутника (1963 г.). После этого было обнаружено рентгеновское излучение, исходящее из области Крабовидной туманности (являющейся остатком вспышки сверхновой звезды), также известны сотни других галактических и внегалактических космических источников рентгеновского излучения.

Свойства рентгеновского излучения в плане физики его воздействия на вещество будут рассмотрены отдельно (глава 9, § 9.2).

Говоря об ионизирующих электромагнитных излучениях, далее следует отметить, что при больших кинетических энергиях заряженных частиц,

провоцирующих эмиссию электромагнитных волн, нет четкой физической границы, отделяющей рентгеновское излучение от γ -излучения. В спектре электромагнитных волн γ -излучение вплотную граничит с рентгеновским излучением, занимая диапазон более высоких частот и энергий. Другими словами, γ -квантами электромагнитного поля являются фотоны с более высокой энергией (соответствующей частоте излучения), обычно считается, что энергия отдельного кванта γ -излучения превышает 10^5 эВ, хотя резкая граница между γ - и рентгеновским излучением, повторим, не определена.

Совершенно очевидно, что физически кванты электромагнитного излучения различного происхождения при одинаковой энергии не отличаются. Именно поэтому мы упоминаем в этом параграфе γ -лучи, как излучение, которое можно в соответствующем энергетическом диапазоне отнести к ионизирующему излучению неядерного происхождения. Кроме того, формирование γ -фотонов неядерного происхождения — квантов электромагнитного излучения с чрезвычайно малой длиной волны (менее $5 \cdot 10^{-3}$ нм и, вследствие этого, с ярко выраженными корпускулярными и весьма слабо выраженными волновыми свойствами) — известно как результат аннигиляции вне атомного ядра электрон-позитронной пары. Кроме того, нестабильные внеатомные нейтральные π^0 -мезоны (уменьшение числа которых вдвое в результате распада характеризуется временем $8,4 \cdot 10^{-17}$ с) также могут стать с вероятностью 98,798 %, источниками γ -фотонов:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (2.8)$$

Заметим, что распад нейтрального пиона обусловлен электромагнитным взаимодействием (тогда как заряженные пионы распадаются посредством слабого взаимодействия).

В области 1...100 КэВ γ -излучение и рентгеновское излучение условно (!) различаются только по источнику: если фотон излучается в ядерном переходе, то его принято относить к γ -излучению, если при взаимодействиях электронов или при переходах в атомной электронной оболочке — к рентгеновскому излучению. Исторической подоплекой такого разделения является то, что γ -излучение было открыто именно как феномен ядерного излучения (П.Виллард, 1900 г.). К этому виду электромагнитного излучения мы еще неоднократно будем обращаться на страницах книги.

§ 2.4. | КОРПУСКУЛЯРНЫЕ НЕЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пришел, наконец, черед сказать о том, что не только электромагнитные излучения, но также потоки электронов и позитронов (β -частиц) и потоки полностью ионизированных атомов гелия (α -частиц) могут иметь неядерное происхождение. Так, например, и это ясно из уже вышеизложенного, свободные электроны могут испускаться нагреваемыми металлами — в виде катодных лучей, а несвободные могут высвобождаться, скажем, в процессе автоионизации атома. Рассмотрим этот процесс (физический эффект) подробнее.

Энергия, высвобождающаяся при переходе электрона на пониженную боровскую орбиту атома, может быть передана не только фотону характеристического рентгеновского излучения (как уже было подробно разъяснено), но и орбитальному электрону, который в этом случае вынужденно покидает атом (рис. 2.9).

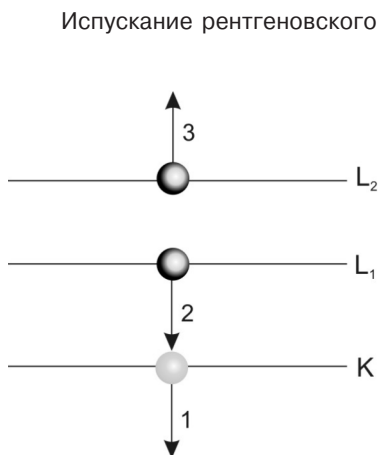


Рис. 2.9. Схема испускания электронов Оже: вакансию в K -оболочке занимает электрон из L -оболочки, а высвобождающаяся при этом энергия передается электрону, который покидает атом

Испускание рентгеновского фотона более вероятно при энергии связи электрона, превышающей 1 КэВ, а испускание электрона — вероятнее для легких атомов с энергией связи электрона, не превышающей 1 КэВ. Этот процесс испускания электрона, обнаруженный и исследованный Идой Ноддак в 1923 г., известен под названием «эффект Оже» — по имени ученого Пьера Оже, опубликовавшего отчет о проведении исследований этого физического феномена (1925 г.). Высвобождающиеся из атомов электроны, которым был передан избыток энергии, получили название *Оже-электроны*. Интересно, что энергия Оже-электрона не зависит от энергии исходного возбуждающего излучения, а определяется структурой энергетических уровней атома.

При наличии в веществе внеатомных электронов (электронов проводимости) или атомных электронов (на удаленных от ядра орбиталях) они могут покидать среду, становясь свободными. Это явление уже в 1839 г. наблюдал А.Э. Беккерель (сын Анри Сезара Беккереля), в 1873 г. — Г.Р.Герц, а потом — и многие другие исследователи (Уиллоуби Смит, А.Г. Столетов и др.). Было обнаружено, что электроны проводимости металлов могут интенсивно излучаться в результате поглощения металлами квантов электромагнитного излучения. При этом баланс энергии имеет вид:

$$E_{\gamma} = E_e + E_k, \quad (2.9)$$

где E_{γ} — энергия первичного фотона, E_e — энергия связи электрона в веществе, E_k — кинетическая энергия вылетающего электрона.

При этом кинетическая энергия E_k , а значит и скорость вылета электронов, в соответствии с уравнением внешнего фотоэффекта А. Эйнштейна, будет определяться частотой ν волн падающего электромагнитного излучения:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + E, \quad (2.10)$$

где h — постоянная Планка, $A_{\text{вых}}$ — работа выхода (работа по высвобождению электронов из излучающей их среды, равная энергии связи электрона в веществе).

После вылета фотоэлектрона (см. рис. 2.10) его место может занять другой электрон, покинувший одну из атомных оболочек, что рассматривается как внутренний фотоэффект — тогда в атомной оболочке образуется вакансия. При высоких частотах иницирующих электромагнитных излучений скорость высвобождаемых электронов может быть весьма значительной, что будет определять их значительные пробеги за пределами излучателя и высокую ионизирующую способность.

Электроны (вместе с позитронами) могут также порождаться γ -фотоном в некоторой среде (вне ядер атомов, но вблизи от них) в виде электрон-позитронной пары (см. рис. 2.11).

Рождение в вакууме реальной электрон-позитронной пары запрещено законом сохранения импульса, поскольку единичный фотон в любой системе отсчета несет конечный импульс, а электрон-позитронная пара в своей системе центра масс обладает нулевым импульсом. Рождение электрон-позитронных пар при взаимодействии γ -фотона с полем атомного ядра яв-

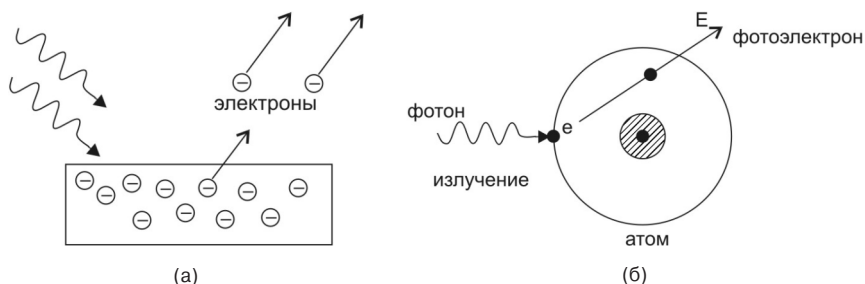


Рис. 2.10. Схема высвобождения электронов в результате фотоэффекта: (а) — внешний эффект, (б) — внутренний эффект

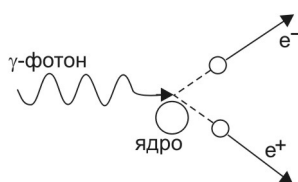


Рис. 2.11. Схема преобразования γ -фотона в электрон-позитронную пару

ляется преобладающим процессом потери энергии γ -фотоном в веществе при энергиях выше 3 МэВ. Вероятность рождения пары в таком процессе пропорциональна квадрату зарядового числа ядра. При более низких энергиях действуют в основном комптоновское рассеяние и фотоэффект, при энергиях ниже $E_p = 1,022$ МэВ рождение электронов (и позитронов) не наблюдается. Рождение электрон-позитронных пар γ -фотонами (в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле для разделения треков электрона и позитрона) впервые наблюдали Ирен и Фредерик Жолио-Кюри в 1933 г., а также Патрик Блэккетт, получивший за это и некоторые другие научные заслуги Нобелевскую премию по физике (1948 г.).

Ядра гелия (полностью ионизированные атомы) — *гелионы*, как и ядра водорода, могут существовать в виде потоков плазмы, в космическом пространстве (и атмосфере Земли), также могут наблюдаться длительно существующие потоки других заряженных частиц и т.д. и т.п.

Впрочем, ядерное происхождение α -, β - и γ -излучений (которые часто, хотя не вполне обоснованно, так и называются — «ядерные излучения») является, безусловно, доминирующим физическим явлением (по крайней мере — в планетарном масштабе), поэтому радиационные поля, образуемые этими излучениями будут более обстоятельно рассмотрены отдельно в следующей главе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 2

1. На какие три основные категории можно разделить физические процессы, приводящие к ионизирующим излучениям, учтено ли в числе этих категорий излучение неядерного происхождения?
2. Что значит выражение «неядерный генезис ионизирующих излучений»?
3. Что означают понятия естественные и искусственные источники ионизирующих излучений?
4. Какие ионизирующие излучения относятся к неядерным излучениям?
5. Охарактеризуйте классы неядерных ионизирующих излучений.
6. Какие корпускулярные ионизирующие излучения могут быть неядерными?
7. Какие электромагнитные излучения известны?
8. Чем определяется энергия электромагнитного излучения?
9. Какие электромагнитные излучения относятся к ионизирующим?
10. Какие электромагнитные излучения не являются ионизирующими?
11. Что такое энергетический спектр излучения?
12. Какие источники ионизирующего излучения относятся к техногенным?
13. Какие источники ионизирующего излучения относятся к природным?
14. Объясните физический генезис излучения Черенкова-Вавилова.
15. Дайте определение напряженности электрического поля.
16. Поясните единицы размерности величины напряженности электрического поля.
17. Дайте определение величины индукции магнитного поля.
18. Поясните единицы размерности величины индукции магнитного поля.
19. Каков физический смысл единицы «тесла»?
20. Дайте определение величины потока магнитной индукции.
21. Поясните единицы размерности величины потока магнитной индукции.
22. Каков физический смысл единицы «вебер»?
23. При каких частотах колебаний векторов напряженности электрического поля и индукции магнитного поля электромагнитные излучения приобретают ионизирующую способность?

24. Какие электромагнитные излучения относятся к ультрафиолетовым?
25. Каковы природные источники ультрафиолетового излучения?
26. Каковы искусственные источники ультрафиолетового излучения?
27. Почему лампы ультрафиолетового излучения называются (и являются) кварцевыми?
28. Что такое лазер ультрафиолетового излучения, каковы исторические предпосылки его создания?
29. Что такое по физической сути рентгеновское излучение?
30. Чем белое рентгеновское излучение отличается от характеристического?
31. Как можно использовать рентгеновское излучение для определения постоянной Планка?
32. Какая закономерность называется законом Мозли?
33. В чем состоит закон Мозли?
34. Каков физический генезис синхротронного излучения?
35. Можно ли использовать синхротронный эффект для получения ультрафиолетового и рентгеновского излучений?
36. Какова физическая суть эффекта Комптона?
37. Какова физическая суть эффекта Сюняева-Зельдовича?
38. Объясните физический феномен эффекта Оже.
39. Какие исследования привели к открытию рентгеновского излучения?
40. Что такое рентгеновские трубки?
41. Что такое рентгеновские лазеры?
42. Чем отличаются световые лазеры от ультрафиолетовых?
43. Чем отличаются ультрафиолетовые лазеры от рентгеновских?
44. Что такое лазерный вигглер и каково его назначение?
45. Каковы физические принципы работы вигглера?
46. Каковы естественные источники рентгеновского излучения?
47. Могут ли γ -излучения иметь неядерное происхождение?
48. Приведите примеры генерации неядерного γ -излучения.
49. Могут ли α - и β -излучения иметь неядерное происхождение?
50. Приведите примеры корпускулярных излучений неядерного характера.

ГЛАВА 3

ФИЗИКА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ
ПРИ СПОНТАННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ ЯДЕР

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Физический генезис ядерных излучений, которые являются ионизирующими по своим свойствам, связан с ядерными превращениями. Как известно, *ядерные превращения* — это процессы, связанные с изменением состава нуклидов (с изменением зарядового и массового чисел) или изменением энергетического состояния нуклидов (без изменения зарядового и массового чисел). Такие ядерные превращения, при которых высвобождается определенная энергия, сопровождаются электромагнитными или корпускулярными излучениями. Эти ядерные превращения заслуживают большого внимания, поскольку они причинно связаны с феноменом радиоактивности изотопов и возникающих вокруг них радиационных полей.

Принято выделять два рода ядерных превращений: спонтанные и вынужденные. Превращения первого рода происходят под действием внутриядерных процессов — тогда говорят о самопроизвольном ядерном распаде (либо о самопроизвольном ядерном делении). Эти ядерные превращения, которые имеют стохастический (вероятностно-статистический, детерминировано-непредсказуемый) характер, — и потому называются *спонтанными ядерными превращениями* — относятся к предмету данной главы. Превращения второго рода рассматриваются в следующих главах.

Коротко поясняя явление распада ядер, важно отметить, что распад и радиоактивность (излучательная активность) — это две стороны одного и того же физического явления (можно сказать, что способные к распаду нуклиды радиоактивны и радиоактивные нуклиды склонны к распаду).

Виртуальную мнемоническую модель распада атомных ядер можно представить себе как следствие нарушения неустойчивого равновесия ядер под действием труднонаблюдаемых низкоэнергетических (виртуальных) частиц внешнего изотропного поля, вероятность (число) попадания которых в нестабильные нуклиды (и число последующих распадов) в единицу времени, зависит от числа еще нераспавшихся ядер. Чем больше имеется нестабильных нуклидов данного изотопа, тем больше число распадов в единицу времени (скорость распада), и чем меньше остается способных к распаду нераспавшихся нуклидов, тем меньше скорость распада. При этом зависимость убыли числа радионуклидов от времени, в которой скорость изменения функции определяется значением самой функции, имеет экспоненциальный характер.

Нарушение неустойчивого равновесия может порождать в приповерхностном ядерном слое волны, предусматриваемые так называемой коллективной моделью атомного ядра и моделью сверхтекучего ядра О.Бора, Б.Моттельсона и Дж.Рейнуотера (физика ядра на основе этих моделей рассматривается в следующей главе, поскольку они больше имеют отношение к вынужденным превращениям ядер). Именно эти волны, как результат потери устойчивости нуклида под действием весьма слабых внешних (или условно внешних) факторов, могут стать источником ядерной радиоактивности.

Процессы электронного захвата и спонтанного ядерного деления, свойственные тяжелым нуклидам, в современной науке принято рассматривать как своеобразный *распад ядер*. Такое рассмотрение дает дополнительные основания для правомерности приведенной выше виртуальной модели. В качестве кратких вводных замечаний сразу поясним эти явления. *Электронный захват* — поглощение ядром электрона с ближайшей орбитали — обычно сопровождается излучениями неядерного характера (поэтому сразу сделаем оговорку о том, что описание этого спонтанного процесса в данной главе помещено, только исходя из общности рассматриваемых вопросов). *Спонтанное деление* без видимых внешних причин приводит к превращению ядра в дочерние ядра-осколки, массы которых соразмерны, и также сопровождается испусканием высвобождающихся элементарных частиц (скажем, спонтанное деление нуклидов ^{235}U сопровождается вылетом нейтронов) — этот процесс также может быть объяснен на основе рассматриваемых в последующих главах физических моделей атомного ядра.

Распады ядер — статистический феномен, и чтобы излучение, которым сопровождается ядерный распад, было длительным по времени процессом, в котором проявляются определенные закономерности, число радионуклидов должно быть весьма значительным. Значительное число нуклидов делает их распады и выброс за пределы ядер определенных ядерных излучений равновероятными.

Поскольку источниками генерации спонтанных *ядерных ионизирующих излучений* являются процессы распадов ядер, далее необходимо рассмотреть, прежде всего, классификацию этого вида ядерных превращений, которые свойственны радиоактивным нуклидам.

§ 3.1. | КЛАССИФИКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ СПОНТАННЫХ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Исходя из возможных вариантов физического генезиса спонтанных ионизирующих излучений ядерного происхождения, рассмотрим классификацию процессов, берущих свое начало в атомных ядрах.

Как известно, спонтанные ионизирующие излучения, наблюдавшиеся А. Ньепсом де Сент-Виктором (1857-61 гг.) и известные А.Э. Беккерелю, впоследствии были снова обнаружены А.А.Беккерелем (1896 г.), исследованы М. Складовской и П.Кюри и увязаны с *процессами ядерного распада*. К этой же категории самопроизвольных процессов была отнесена и отдельная разновидность феномена ядерного деления — так называемое *спонтанное деление ядер*, открытое Г.Н. Флёровым и К.А. Петржаком (1940 г.).

Было установлено, что ядерный распад может быть сильным источником не только корпускулярного, но и жесткого (высокоэнергетического) электромагнитного излучения. Продуктами распада могут быть стабильные изотопы, которые не излучают, но чаще — это радионуклиды, выступающие в роли «воспроизводимых» (создаваемых) источников излучения.

Источники ядерных излучений, как группу собранных вместе однотипных радионуклидов, можно классифицировать по виду испускаемых в процессе ядерного распада частиц, формирующих радиационное поле вокруг источника. Обычно выделяют в числе радиоактивных источников: α -излучатели, β -излучатели и γ -излучатели. Эта классификация условна и, как правило, указывает на вид доминирующего излучения, если оно не является единственным (при радиоактивном распаде γ -излучение обычно сопровождает испускание α - и β -частиц — при изомерном ядерном переходе дочернего нуклида «самого в себя», то есть без изменения состава ядра, но с изменением энергетического состояния в результате перегруппировки нуклонов). К названным классам излучателей можно добавить также: нуклонные (протонные и нейтронные) излучатели, кластерные излучатели (излучатели крупных ядерных фрагментов) и излучатели осколков ядер (от спонтанного ядерного деления).

Можно проанализировать источники ионизирующих излучений не только с точки зрения физического генезиса, но и на основе феноменологических описаний. Так, источники спонтанных ионизирующих излучений можно классифицировать по виду их *пространственных характеристик*: выделяют

точечные, линейные, поверхностные и объемные источники. Источники излучения могут быть охарактеризованы не только формой, но и размерами (форму и размеры излучателя иногда объединяют в понятие «геометрия источника»). В зависимости от *характера распространения излучений* источниками (от пространственных характеристик радиационных полей источников) их делят на *изотропные* и *анизотропные*. Изотропные радиационные поля характеризуются одинаковыми свойствами ионизирующих излучений источников по всем пространственным направлениям. В анизотропных радиационных полях по различным пространственным направлениям свойства различны. В свою очередь анизотропные источники излучений, то есть формирующие анизотропные радиационные поля, подразделяют на коллимированные (с формированием узконаправленного пучка при помощи коллиматора) и неколлимированные, кроме того — для характеристики анизотропных источников пользуются понятием *углового распределения* излучения, выделяют источники с «геометрией широкого пучка» и «геометрией узкого пучка». Учет пространственной ориентации радиационных полей источников играет важную роль при работе с источниками ионизирующих излучений.

Источники ядерных излучений можно классифицировать также по их защищенности: различают *открытые* и *закрытые* источники. Закрытый радиоактивный источник — это источник излучения, защитное устройство которого исключает поступление содержащихся в нем радионуклидов в окружающую среду — при тех условиях, на которые защитное устройство рассчитано. Открытый источник допускает физическую возможность поступления в окружающее пространство радионуклидов, содержащихся в его составе.

Источники ионизирующих излучений могут быть классифицированы *по мощности* создаваемого ими радиационного поля (по энергии излучения в единицу времени), могут быть классифицированы *по активности* (по количеству испускаемых частиц, формирующих радиационное поле, в единицу времени), *по интенсивности* излучения (по мощности, приходящейся на единицу площади облучаемой нормальной поверхности), *по флюенсу* испускаемых частиц (по количеству частиц, приходящихся на единицу площади облучаемой нормальной поверхности), *по плотности потока частиц* (по количеству частиц, приходящихся на единицу площади облучаемой нормальной поверхности в единицу времени, то есть по плотности радиационного поля) и по другим физическим характеристикам.

Источники излучений могут классифицироваться *по энергетическому*

спектру радиационного поля (распределение интенсивности излучения или плотности потока в зависимости от энергии излучения): можно выделить в отдельные классы, например, излучатели моноэнергетические и мультэнергетические. Излучение моноэнергетических источников характеризуется одним определенным значением энергии, а излучение мультэнергетических источников характеризуется более, чем одним значением энергии испускаемых частиц. Мультэнергетические источники могут обладать дискретным энергетическим спектром или непрерывным (понятно, что моноэнергетические источники характеризуются дискретным спектром).

Наконец, источники ионизирующих излучений можно классифицировать, исходя из их утилитарных характеристик (назначение, изготовление и т.п., но подробнее речь пойдет об этом отдельно, в главе 6). Завершая этот параграф, приведем ряд общепринятых классификационных определений, на которые будем опираться в дальнейшем.

Техногенный источник ионизирующего излучения — источник ионизирующего излучения, специально созданный искусственно для соответствующего утилитарного применения или являющийся побочным продуктом технической деятельности.

Природный источник ионизирующего излучения — радиоактивный источник естественного происхождения, на который (в случае его доступности) могут быть направлены те или иные действия человека.

Образцовый источник ионизирующего излучения — радиоактивный источник излучения, предназначенный для сверки с ним других источников и (или) поверки измерительных приборов и аттестованный в качестве такового в установленном порядке.

Контрольный источник ионизирующего излучения — радиоактивный источник излучения, служащий для проверки работоспособности (и исправности) соответствующих измерительных приборов.

Промышленный источник ионизирующего излучения — радиоактивный источник, используемый в установках промышленного назначения — таких, как медицинские установки для лучевой терапии, установки для промышленной дефектоскопии, установки для генной модификации продуктов, установки для стерилизации, дезинфицирования, дезинсекции т.д. и т.п.

Очевидно, не составит труда предложить сколь угодно большое множество признаков, по которым можно было бы составить классификацию источников ионизирующих излучений во всем их многообразии (в том числе —

по значениям периода полураспада, распространенности в природе, биологической активности, применению в технике, рыночной стоимости и т.д. и т.п.). Однако, представляется, что рассмотренная выше классификация уже сформировала у читателя системные, в первую очередь, разумеется, — физические представления, достаточные для понимания излагаемого далее материала.

В заключение параграфа подчеркнем, что формирование излучения конкретного источника (радиационное поле) определяется определенными, свойственными этому источнику, процессами.

§ 3.2. | РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД АТОМНЫХ ЯДЕР КАК ФИЗИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ

Рассмотрим радиоактивный распад атомных ядер (то есть распад, сопровождающийся ядерными излучениями) — как физическое явление. Считается, что ядерный распад — это спонтанный акт такого ядерного превращения, который никаких особых внешних условий не требует. Это феномен изменения состава и(или) структуры атомных ядер вещества путем испускания корпускулярного и(или) фотонного излучения, который может происходить без наблюдаемой внешней инициации процесса и определяется внутренними свойствами ядер. Иначе говоря, радиоактивный распад представляет собой явление, при котором атомные ядра случайным образом, без видимых причин, статистически закономерно изменяют хотя бы одну из своих характеристик: барионный заряд (для нуклидов совпадающий с массовым числом A), электрический заряд Z , уровень энергетического состояния.

Подчеркнем, что расширенная трактовка понятия «ядерный распад» не требует от ядра изменения его состава, но требует изменения его структуры (это относится к так называемым «изомерным переходам», когда число протонов и нейтронов в ядре не меняется, но имеет место их определенная, сопровождающаяся высвобождением энергии, перегруппировка).

Следуя определению ядерного распада, можно причислить к этому процессу и захват ядром орбитального электрона атома (о чем уже говорилось в преамбуле главы и о чем еще, более подробно, пойдет речь в одном из последующих параграфов).

Радиоактивный распад нуклидов — стохастический марковский процесс, это означает, что вероятность распада ядра данного атома за малый промежуток времени не зависит от течения процесса в предшествующий период времени (то есть не зависит от предыстории процесса). Как процесс случайного характера, имеющий определенные статистические закономерности, радиоактивный распад описывается вероятностными показателями. Величина, которая характеризует вероятность ядерного распада данного радиоизотопного вещества за одну секунду, приходящуюся на один атом (ядро), называется *постоянной распада* (λ_p) нуклидов этого вещества. Обратим внимание на то, что единица размерности этой величины обратно пропорциональна единице времени (с^{-1}).

С учетом данного определения, если в образце в момент времени t имеется N радиоактивных ядер, среднее количество ядер dN , распавшихся за время dt , пропорционально $N(t)$:

$$dN(t) = -\lambda_p \cdot N(t) \cdot dt. \quad (3.1)$$

Если же выразить *скорость убыли распадающихся нуклидов* (математически — это производная числа нуклидов по времени), получим:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda_p \cdot N(t). \quad (3.2)$$

Это означает, что число распадов в единичное время пропорционально количеству нераспавшихся (оставшихся) ядер на данный момент времени t .

Физический смысл величины этой производной мы еще обсудим отдельно. Отметим, что знак « $-$ » в выражении (3.2) указывает на то, что производная dN/dt , будучи отрицательной, отражает экспоненциально убывающую зависимость от времени числа еще не распавшихся нуклидов. Действительно, проинтегрировав полученное выше уравнение, можно записать *закон радиоактивного распада*, в котором экспоненциальная зависимость имеет выраженный характер:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda_p \cdot t). \quad (3.3)$$

Чтобы получить другую математическую запись этого закона, покажем связь двух величин — постоянной распада λ_p и периода полураспада $T_{1/2}$. Для этого

сначала выразим отношение $N(t)$ количества нуклидов, оставшихся к моменту времени t , к начальному числу нуклидов N_0 :

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-\lambda_p \cdot t). \quad (3.4)$$

Затем, исходя из определения периода полураспада, приравняем левую часть уравнения к $1/2$, а в правой части осуществим замену $t = T_{1/2}$. Тогда получим показательное уравнение:

$$1/2 = \exp(-\lambda_p \cdot T_{1/2}). \quad (3.5)$$

После логарифмирования (3.5), с учетом основного логарифмического тождества, имеем:

$$\ln(1/2) = -\lambda_p \cdot T_{1/2}. \quad (3.6)$$

Из уравнения (3.6) уже легко получить искомое соотношение величин:

$$\lambda_p = -\ln(1/2) \cdot T_{1/2}, \quad (3.7)$$

или

$$\lambda_p = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (3.8)$$

Теперь, осуществив в (3.3) подстановку вместо λ_p найденного выражения (3.8), получим:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}\right). \quad (3.9)$$

Ясно, что согласно определению натурального логарифма и основному логарифмическому тождеству $\exp(\ln 2) = 2$, поэтому окончательно получаем:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{\frac{t}{T_{1/2}}}. \quad (3.10)$$

Математическая запись (3.10) закона радиоактивного распада равносильна записи (3.3).

Обычно в практических расчетах вместо точного выражения (3.8) пользуются приближенным равенством:

$$\lambda_p = \frac{0,693}{T_{1/2}}, \quad (3.11)$$

соответственно:

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda_p}. \quad (3.12)$$

Величина, обратная λ_p , имеющая размерность времени, называется *средним временем жизни радионуклидов*:

$$\tau = \frac{1}{\lambda_p}. \quad (3.13)$$

Очевидно, что среднее время жизни радионуклидов связано с периодом полураспада радиоизотопа:

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 \quad (\text{точно}) \quad (3.14)$$

и

$$T_{1/2} = \tau \cdot 0,693 \quad (\text{приближенно}). \quad (3.15)$$

Выражение для среднего времени жизни радиоактивных ядер, не вводя его по определению (3.13), можно легко получить из закона радиоактивного распада (3.3). Действительно, число ядер, в момент времени t претерпевших распад в пределах интервала dt , равно $-\left(\frac{dN}{dt}\right)dt$, их суммарное время жизни равно $t\left(-\frac{dN}{dt}\right)dt$. Тогда среднее время жизни окажется равным:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \left(-\frac{dN}{dt}\right) dt = \lambda_p \int_0^{\infty} t e^{-\lambda_p t} dt = \frac{1}{\lambda_p}. \quad (3.16)$$

Легко заметить, что из вышеприведенных математических выкладок

следует понимание физического смысла понятия «среднее время жизни нуклидов» — это время, в течение которого число радиоактивных ядер (а также скорость их распада) уменьшается в e (примерно $e = 2,718281828$) число раз.

Абсолютное значение производной (3.2), равной скорости убыли распадающихся нуклидов, как физической величины, имеет специальное название — *активность процесса распада* (активность источника, содержащего радионуклиды):

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (3.17)$$

Эту физическую величину часто называют коротко одним словом — *активность*. Не следует при этом путать активность (физическую величину) с радиоактивностью (явлением).

Можно сказать, что активность A — это число dN распадов среди нуклидов, взятых в некотором начальном количестве, за промежуток времени dt . Арифметически эта величина, если ее выразить через постоянную распада и число имеющихся в наличии радионуклидов, согласно (3.2), равна:

$$A = \lambda_p \cdot N(t) \quad (3.18)$$

или

$$A = N(t) \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (3.19)$$

Закон радиоактивного распада был установлен Фредериком Содди и Эрнестом Резерфордом (1903 г.). Они обнаружили его экспериментальным путем и опубликовали свои наблюдения в работах («Сравнительное изучение радиоактивности радия и тория» и «Радиоактивное превращение»), в которых ими использовалось понятие «активность» препарата (источника).

Учитывая пропорциональность A числу нуклидов $N(t)$, согласно (3.18) и (3.19), а также принимая во внимание уравнения (3.3) и (3.10), закон радиоактивного распада можно представить также в следующих формах:

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda_p \cdot t) \quad (3.20)$$

и

$$A(t) = A_0 \cdot 2^{\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (3.21)$$

Очевидно, что активность радиоактивного источника изменяется со временем тем быстрее, чем меньше период полураспада источника и наоборот — активность изменяется тем медленнее, чем больше период полураспада.

Единицей активности в СИ является «распад в секунду», эта единица имеет специальное название — *беккерель* (в краткой записи Бк, Bq) и была названа так в честь обнаружившего явление радиоактивности Антуана Анри Беккереля (сына А.Э.Беккереля). Активность радионуклидного источника равна 1 Бк, если за 1 с происходит распад одного нуклида — любого из нуклидов данного источника. Используемая иногда внесистемная единица активности *кюри* (в краткой записи Ки, Ci) связана с вышеназванной системой единиц соотношением: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Заметим, что обе единицы (Ки и Бк) в плане исторической справедливости равноправны, так как Нобелевскую премию по физике за открытие и исследование радиоактивности (1903) г. А.А.Беккерель получил совместно с супругами Кюри (Пьером и Марией).

Происхождение единицы «кюри», объясняющее ее физический смысл, следующее. Если в закрытый сосуд поместить радий, как это делали супруги Кюри, то вначале количество радона ^{222}Rn (являющегося продуктом распада радия) будет возрастать. Так как сам радон распадается ($T_{1/2} = 3,82$ суток), то в конце-концов установится равновесие между вновь возникающим радоном и распадающимся. При этом число ежесекундно совершающихся актов распада будет оставаться практически постоянным (если не учитывать изменение массы самого радия, которое происходит весьма медленно, поскольку период полураспада радия значителен — около 1600 лет). Поэтому активность радия можно сравнить с активностью радона, находящегося в равновесии с некоторым количеством радия. Активность радона, находящегося в равновесии с 1 граммом радия и была принята исследователями за единичное значение — 1 Ки. Количество радона, соответствующее активности 1 Ки, имеет массу $6,51 \cdot 10^{-9} \text{ кг}$ и содержит $1,78 \cdot 10^{16}$ атомов. Добавим, что

единица «кюри» была введена в употребление на Интернациональном конгрессе по радиологии и электричеству в Брюсселе (1910 г.), и пока нет оснований ее выводить из употребления, хотя формально она к СИ не относится.

Другой внесистемной единицей активности, предложенной в 1946 г., является *резерфорд* (в краткой записи Рд, Rd) — в честь новозеландца шотландского происхождения, известного физика, лауреата Нобелевской премии по химии (1908 г.), Э.Резерфорда: $1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ Бк}$. Заметим, что эта единица не нашла широкого практического применения. Нетрудно подсчитать, что 1 Рд примерно равен $2,7 \cdot 10^{-5} \text{ Ки}$ и является промежуточной по величине единицей между единицами «кюри» и «беккерель».

Дадим несколько определений используемых на практике величин, связанных с понятием активности.

Удельная активность радионуклида (удельная активность источника, содержащего радионуклиды) — это физическая величина, равная отношению активности радионуклида (A) в образце к массе (m) образца:

$$A_m = \frac{A}{m}, \quad (3.22)$$

соответствующая единица размерности этой величины в СИ — Бк/кг.

Объемная активность радионуклидов (объемная активность источника, содержащего радионуклиды) — физическая величина, равная отношению активности (A) радионуклида, содержащегося в образце, к его объему (V):

$$A_v = \frac{A}{V}, \quad (3.23)$$

соответствующая единица размерности этой величины в СИ — Бк/м³.

Поверхностная активность радионуклидов (поверхностная активность источника, содержащего радионуклиды) — физическая величина, равная отношению активности (A) радионуклида, содержащегося на поверхности образца, к площади поверхности (S) этого образца:

$$A_s = \frac{A}{S}, \quad (3.24)$$

соответствующая единица размерности этой величины в СИ — Бк/м².

Линейная активность радионуклидов (линейная активность источника, содержащего радионуклиды) — физическая величина, равная отношению активности радионуклида, содержащегося на отрезке линейного образца, к длине L этого отрезка:

$$A_l = \frac{A}{L}, \quad (3.25)$$

соответствующая единица размерности этой величины в СИ — Бк/м.

Понятно, что большей активности источника соответствует большая ионизирующая радиация в окружающем его пространстве, величины характеризующие излучения, создаваемые радионуклидами, рассмотрены отдельно (в главе 8, § 8.4).

Как известно, различают следующие основные типы самопроизвольных превращений ядер атомов (и виды соответствующих ионизирующих излучений): распад с излучением α -частиц; распад с излучением β^- и β^+ -частиц, распад (превращение) с захватом электрона ядром и испусканием нейтрино; распад с испусканием спаренных β -частиц; изомерный переход с испусканием γ -фотонов; распад с испусканием нейтрона; распад с испусканием протона; распад, сопровождающийся кластерной радиоактивностью; спонтанное (самопроизвольное) деление нуклидов. Далее названные типы распадов будут рассмотрены в выше перечисленной очередности.

Мы не станем (и не советуем другим) использовать некорректные понятия « α -распад» и « β -распад», поскольку при радиоактивном распаде ядер одновременно (!) могут излучаться как α -, так и β -частицы, а вместе с ними — и γ -фотоны. Неточным является и термин «двойной β -распад» (так как дважды при этом физическом процессе ядро не распадается, а удваивается только количество испускаемых частиц). Некорректным представляется также термин γ -распад, который используют иногда как синоним понятия «ядерный изомерный переход». Однако, все разъясним по порядку, последовательно рассматривая физику α -, β - и γ -излучений, сопровождающих распады атомных ядер, а также физику протонных, нейтронных и «осколочных» излучений, тоже имеющих место при нуклидных распадах, как следует из вышесказанного.

§ 3.3. | АЛЬФА-РАДИОАКТИВНОСТЬ НУКЛИДОВ

Напомним, что α -частицами принято называть ядра изотопа гелия ${}^4\text{He}$. Как показывает опыт, распад с испусканием α -частиц характерен в основном для радиоактивных изотопов с большим атомным номером. За редким исключением этот распад практически не встречается среди легких и средних по массе ядер. Это связано с тем, что распад, сопровождающийся α -излучением, связан, прежде всего, с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер (как квадрат зарядового числа: Z^2) — возрастает быстрее, чем растут ядерные силы притяжения, которые изменяются линейно с ростом массового числа A .

В свое время, для выяснения природы α -частиц, обнаруженных и названных так Резерфордом, был поставлен эксперимент, в котором α -лучи радона проникали через очень тонкую стеклянную стенку в изолированный сосуд. В течение некоторого времени в сосуде накапливался газ в количестве, достаточном для его химического анализа спектроскопическим методом (анализ показал, что этим газом является гелий, известный с 1868 г. благодаря исследованиям Дж. Н. Локьера и П. Джансена). Кроме того, по величине отклонения α -частиц в электрическом и магнитном полях для них было вычислено отношение зарядового и атомного чисел (Z/A), которое оказалось равным половине величины аналогичного отношения для ядра водорода. Также было выяснено, что заряд α -частиц положителен, а их скорость в большинстве случаев составляет примерно $1/10$ скорости света. Все эти данные послужили доказательством того, что α -частицы представляют собой не что иное, как ядра одноатомного газа, характеризующиеся зарядовым числом $Z = 2$ и массовым числом $A = 4$. Именно таким образом было установлено, что по физической сути α -частица это ядро атома гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов.

Для тех, кого интересует более углубленное, выходящее за пределы этой книги, изучение природы α -излучения, для начала можно рекомендовать речь Э. Резерфорда «Биография α -частицы», произнесенную им в Королевском институте Великобритании (1923 г.) и опубликованную (1924 г.) в журнале «Nature» (основателем которого был упомянутый выше Дж. Н. Локьер).

Понятая теперь природа α -частицы, объясняет тот факт, что при распаде нуклидов, сопровождающемся α -излучением, зарядовое число каж-

дого из образующихся (дочерних) ядер уменьшается на две единицы, а массовое число уменьшается на 4 единицы. В этом проявляется *правило Рассела-Фаянса-Содди* («правило сдвига»), сформулированное А. Расселом, а также независимо от него — К.Фаянсом и Ф.Содди (1913 г.): элемент, образовавшийся из другого элемента при испускании α -лучей, по своим химическим свойствам занимает в периодической системе Менделеева место на две группы левее исходного элемента.

Это, сформулированное выше, правило сдвига (смещения) можно представить символической записью (X — материнское ядро, Y — дочернее ядро):

$${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^4_2\text{He}. \quad (3.26)$$

Приведем пример, соответствующий такой символической записи:

$${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\text{Th} + {}^4_2\text{He}. \quad (3.27)$$

Автором первой (1928 г.) количественной теории распада атомных ядер с испусканием α -частиц стал уроженец Одессы, студент сначала Одесского, а затем и Петроградского университетов (1921-1926 гг.) Георгий Антонович Гамов (позднее известный также под именем Джордж Гамов как американский физик-теоретик). В продолжение университетского образования Г.А.Гамов сначала стажировался под руководством Макса Борна (Берлин, Германия), потом под руководством Нильса Бора (Копенгаген, Дания).

В физической теории α -излучения предполагается, что внутри относительно тяжелых ядер, состоящих, как известно из протонов и нейтронов, могут образовываться устойчивые группировки, состоящие из двух протонов и двух нейтронов. При этом, отдельно взятое материнское (исходное) ядро, способное испустить α -частицу, является для нее «потенциальной ямой», выход из которой ограничен «потенциальным барьером». Энергия α -частицы, которой она обладает в ядре, может быть недостаточна для преодоления этого барьера. Вылет же α -частицы из ядра оказывается возможным благодаря квантово-механическому явлению, которое получило название «туннельный эффект», и это явление «туннелирования» имеет вероятностный характер. Другими словами, согласно квантовой механике, для конкретного нуклида существует ненулевая (но малая) вероятность

прохождения α -частицы под потенциальным барьером (как бы, фигурально выражаясь, через «туннель»).

Практически одновременно с Гамовым идею о роли туннельного эффекта в процессе испускания α -частиц высказали и дали качественное описание процесса Рональд Гёрни и Эдвард Кондон, однако именно Гамову удалось получить количественные результаты, позволившие оценить и размер ядер, и, что еще более важно — дать теоретический вывод эмпирического закона Гейгера-Неттолла (1911-1912 гг.), связывающего энергию E (МэВ) α -частиц с периодом полураспада $T_{1/2}$ (с) ядер:

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad C = \text{const}, D = \text{const}. \quad (3.28)$$

В знак признания научных заслуг Гамова, 28-летний ученый (1932 г.) был избран член-корреспондентом АН СССР (тогда советский физик Л.Д. Ландау, в письме П.Л. Капице охарактеризовал его так: «... необходимо избрать Джони Гамова академиком. Ведь он бесспорно лучший теоретик СССР»), причем, член-корр. Г.А. Гамов оставался в этом качестве даже после своей эмиграции из страны (еще на протяжении 5 лет). Надо сказать, что в то время он сыграл свою важную роль и в становлении теории капельной модели строения атомного ядра.

Так как вылетающая из ядра α -частица не имеет спина, правила отбора по моменту количества движения и четности, которые вытекают из соответствующих законов сохранения, оказываются простыми. Угловой момент L α -частицы может принимать значения в интервале $I_i - I_f \leq L \leq I_i + I_f$, где I_i и I_f — угловые моменты начального и конечного состояния ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только четные значения L (если четности обоих состояний совпадают) и нечетные (если четности не совпадают).

Согласно закону сохранения энергии, кинетическая энергия α -частицы, покинувшей ядро, определяется энергиями покоя (а значит, и массами) исходного и конечного ядер, а также энергией самой α -частицы. Энергия последней может несколько уменьшаться, если конечное ядро образуется в возбужденном состоянии и, напротив, несколько увеличиваться, если возбужденным было ядро, испускающее α -частицу (такие α -частицы с увеличенной энергией называются длиннопробежными). Однако во всех случаях энергия, высвобождающаяся при распаде нуклида, однозначно связана с разностью масс и уровнями энергетического возбуждения исходного и ко-

нечного ядер, а потому энергетический спектр испускаемых α -частиц всегда является не сплошным, а линейчатым.

Энергетическое условие возможности α -излучения при распаде нуклида заключается в том, чтобы энергия связи α -частицы относительно материнского ядра (энергия, которая требуется ядру, чтобы испустить α -частицу) была отрицательна.

Для изотопов химических элементов с $Z < 50$ энергия α -частиц оказывается положительной лишь при довольно сильном дефиците числа нейтронов в нуклиде, однако еще при меньших Z для этих ядер появляется возможность протонной или двупротонной радиоактивности, а потому α -радиоактивность у таких нуклидов, как правило, не наблюдается (в этой области изотопов единственное ядро, склонное к испусканию α -частиц из основного состояния — нуклид ${}^8\text{Be}$, время жизни которого всего $\tau = 10^{-15}$ сек). Среди изотопов же более тяжелых элементов имеется большое число таких, для которых энергия α -излучения, хотя и положительна, но столь мала, что испускание α -частиц фактически отсутствует.

Всего известно свыше 300 α -радиоактивных ядер, большинство из которых получено искусственно (в естественных условиях на Земле существует около 40 α -радиоактивных изотопов). Подавляющее большинство α -излучателей сосредоточено в области транссвинцовых ядер ($Z > 82$). Так, радиохимикам известно более 200 α -радиоактивных ядер, расположенных в основном в части Периодической системы химических элементов за свинцом, и только около 20 α -радиоактивных изотопов редкоземельных элементов (с массовыми числами $A = 140 \dots 160$). Примечательно, что в этом множестве радиоизотопов распад с испусканием α -частиц наиболее свойственен ядрам полония Po (с числом $Z = 84$). Имеется также небольшое количество α -радиоактивных ядер в области между редкоземельными и тяжелыми ядрами. Кроме того, синтезированы несколько α -излучающих нейтронно-дефицитных ядер с массовым числом около $A = 110$.

Наблюдаемые времена жизни α -радиоактивных ядер находятся в пределах от $\tau = 3 \cdot 10^{-7}$ с (для изотопа полония ${}^{212}\text{Po}$) до $\tau = 2 \cdot 10^{15} \dots 5 \cdot 10^{15}$ лет (для изотопов церия ${}^{142}\text{Ce}$, неодима ${}^{144}\text{Nd}$ и гафния ${}^{174}\text{Hf}$).

Напомним, что характерным свойством α -излучения является наличие определенной, и притом весьма сильной, зависимости между энергией испускаемых α -частиц и периодом полураспада α -радиоактивных ядер (3.28). Так, при небольшом изменении энергии α -частиц периоды полу-

распада меняются на многие порядки (например, у ^{232}Th энергия α -частиц $E_\alpha = 4,08$ МэВ при $T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ^{218}Th энергия α -частиц $E_\alpha = 9,85$ МэВ при $T_{1/2} = 10$ мкс, то есть изменению энергии в 2 раза соответствует изменение периода полураспада на 24 порядка). Для четно-четных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии α -распада, выраженная формулой (3.28) — например, для $Z = 84$, $C = -50,15$ и $D = 128,8$, для $Z = 86$, $C = -50,94$ и $D = 132,7$ — имеет экспоненциальный характер. Распространенность α -радиоактивности в значительной мере определяется сильной зависимостью времени жизни таких ядер от энергии их распада. Мало того, чтобы энергия была положительной, нужно чтобы период полураспада удовлетворял двойному неравенству $10^{-12} \text{ с} < T_{1/2} < 10^{16}$ лет, в котором нижний предел связан с самим определением радиоактивности, а верхний — с условием наблюдаемости распада (при $T_{1/2} = 10^{16}$ лет активность 1 г изотопа с массовым числом $A = 200$ составляет всего $1,8 \cdot 10^{-12}$ Ки).

Напомним о широком диапазоне характеристик α -излучателей: значения времени жизни α -радиоактивных ядер как было отмечено выше, находятся в пределах от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $(2 \dots 5) \cdot 10^{15}$ лет, а — с учетом разъясненной ранее связи физических параметров — энергия наблюдаемых излучений в основном лежит в пределах 4...9 МэВ для всех тяжелых ядер (за исключением длиннопробежных α -частиц) и 2...4,5 МэВ для редкоземельных элементов.

В качестве примера α -излучателей, нашедших практическое применение в различных технологиях, можно назвать изотопы полония ^{210}Po , радия ^{226}Ra , плутония ^{239}Pu , америция ^{241}Am и множество других. Как экстремальные случаи, можно отметить природный радионуклид ториевого семейства полоний ^{212}Po , который имеет максимальную энергию α -излучения (10,5 МэВ). К примерам ядерных излучений изотопов полония мы еще обратимся в конце этой главы.

Исследования показали, что радиоактивное вещество может испускать α -частицы с несколькими фиксированными значениями энергий. Другими словами — энергетический спектр α -частиц является дискретным. Это объясняется тем, что ядра атомов могут находиться, подобно атомным системам, в энергетически разных возбужденных состояниях. В одном из возбужденных состояний может оказаться при распаде и дочернее ядро, поэтому при последующем переходе этого ядра в основное состояние (при изомерном ядерном переходе) в таком случае испускается γ -фотон. По этой причине α -излучение при распаде ядер во многих случаях сопровождается

ся γ -излучением. Некоторые дополнительные примеры α -радиоактивных изотопов перечислены в табл. 3.5, к которой мы еще обратимся позже, и в Приложении 2 (табл. П.2.1).

§ 3.4. | БЕТА-РАДИОАКТИВНОСТЬ НУКЛИДОВ И ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ

Распад ядер, сопровождающийся β -излучением, характерен для большого числа радиоактивных изотопов. Как известно, общее название « β -частицы» относится к электронам (β^- -частицам) и позитронам (β^+ -частицам). Исторически первыми были выявлены физические закономерности именно данного типа распада и соответствующего ему вида излучения, связанные с испусканием ядрами электронов за пределы ядра. С переходом электрона границы ядра связано понятие и другого особого процесса, который условно (формально) причисляется к ядерным распадам, хотя по сути является скорее не «распадом» ядра, а «антираспадом» (восстановлением): в этом виде ядерного перехода электрон не испускается ядром, а, напротив, — захватывается с орбиты атома (и, естественно, за атомные пределы не испускается). Только на том основании, что и при β -радиоактивности (точнее, при позитронной радиоактивности), и при электронном захвате происходящие спонтанные процессы связаны с движением одинаковых частиц, а также учитывая, что электронный захват может приводить к испусканию Оже-электронов, эти ядерные переходы рассматриваются в одном параграфе. Изложим сущность этих явлений, обратившись сначала к анализу ранних физических экспериментов.

В результате первых опытов по изучению отклонения β -частиц в магнитном и электрическом полях было установлено (А.А.Беккерелем), что пучки отрицательно заряженных β -частиц являются потоками электронов, движущихся со скоростями от 0,1 до 0,99 скорости света.

Понятно, что внутри ядер электроны существовать не могут, однако они возникают в процессе ядерных распадов в результате превращения нейтронов в протоны (напомним, что подобный процесс трансформации нейтрона может происходить не только внутри ядра, но и в его свободном состоянии).

Первые исследования процесса испускания ядром электрона озадачи-

ли экспериментаторов тем, что наблюдалось кажущееся нарушение закона сохранения энергии: суммарная энергия протона и электрона, образующихся при распаде нейтрона, оказалась меньше энергии исходной частицы — нейтрона. На этом основании, в 1930-1931 гг. В.Паули высказал предположение, что при распаде нейтрона выделяется еще одна частица с нерегистрируемыми (нулевыми) значениями массы (массы покоя) и электрического заряда, которая уносит с собой часть энергии. Такого рода частица получила название *нейтрино* (что в переводе с итальянского — этот термин обязан своим названием Э.Ферми — означает «маленький нейтрон»).

Теория распада ядер, сопровождающегося испусканием β -частиц, была разработана в 1933 г. Э. Ферми, который использовал гипотезу В. Паули о рождении новых по тогдашним представлениям частиц — нейтрино (и антинейтрино). Именно Ферми установил, что β -распад обусловлен новым, еще непонятным для того времени, типом взаимодействия частиц в природе — «слабым» взаимодействием — и связан с процессами превращения нейтрона в протон с испусканием из ядра электрона и антинейтрино, либо с превращением протона в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино. На кварковом уровне, как это трактует современная наука, при превращении нейтрона (с кварковой структурой udd) в протон происходит переход d -кварка в u -кварк. И если этот процесс:

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + \bar{\nu}_e, \quad (3.29)$$

может совершаться не обязательно во внутриядерном состоянии нейтрона, то обратный переход возможен только для протонов, находящихся в ядре.

После первых теоретических догадок и системных разработок Ферми прошли многие годы, пока Коуэну и Райнесу удалось зафиксировать в эксперименте электронное антинейтрино, — именно тогда теоретические разработки Ферми приобрели окончательную обоснованность и практическую значимость.

Теория, созданная Ферми, принимала во внимание, что взаимодействие, которое приводит к распаду ядра с испусканием β -частиц, мало по сравнению с взаимодействием, которое формирует состояние нуклида. Ферми рассмотрел и физическую возможность захвата протоном ядра внешнего по отношению к нему атомного электрона — так называемый

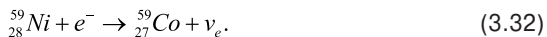
«электронный захват». Теперь хорошо известно, *электронный захват* — это процесс, связанный с радиоактивным превращением нуклида, при котором атомное ядро захватывает электрон с одной из внутренних оболочек атома (K , L , M и т. д.) — чаще всего с ближайшей к ядру K -оболочки (K -захват) — и, после превращения одного из протонов ядра в нейтрон, испускает нейтрино. Общая формула электронного захвата имеет вид:

$$p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e. \quad (3.30)$$

Примерами реализации этого процесса являются спонтанные ядерные переходы:



и



На примере этих записей можно видеть и принятые правила изображения ядерных переходов: исходное (материнское) ядро обозначается соответствующим символом слева от стрелки, стрелка указывает направление перехода, результат перехода указывается в виде символа дочернего ядра (ядер) и символа испускаемой частицы (частиц).

В результате электронного захвата в K -оболочке (или более отдаленной от ядра оболочке) атома образуется вакантное место, которое занимает один из внешних орбитальных электронов. Этот переход (как уже было разъяснено в главе о неядерных излучениях) обычно сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения дочерним атомом, который образуется в возбужденном состоянии (но может сопровождаться и испусканием Оже-электрона — что и позволяет экспериментально установить факт электронного захвата). В редких случаях при таких переходах возможно испускание γ -фотона. Интересным свойством электронного захвата является наличие некоторой (хотя и очень слабой) зависимости его скорости от химического состояния превращающихся атомов. Возникновение такой зависимости определяется тем, что в этом процессе ядро захватывает электрон с какой-либо из атомных оболочек, а вероятность подобного захва-

та определяется строением не только отдающей электрон внутренней оболочки ядра, но и (в меньшей степени) строением более отдаленных — в том числе и валентных — оболочек. Мгновенно происходящее изменение величины заряда ядра при распаде влечет за собой последующую перестройку (как выражаются радиохимики, «встряску») электронных атомных оболочек, сопровождающуюся возбуждением, ионизацией атомов и молекул, разрывом химических связей (что тоже является своеобразным «макроскопическим» индикатором).

К 1934 г. Э.Ферми не только создал теорию распада, сопровождающегося излучением β -частиц, но и заложил основы теории слабых взаимодействий. Понадобилось еще почти четверть века, чтобы к 1958 г. эта теория была обобщена в универсальную «четырёхфермионную» теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех *фермионов*, которыми, как известно, принято называть частицы с полужелыми спинами. В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в объединенной теории электрослабых взаимодействий, согласно которой, слабое взаимодействие осуществляется путем обмена промежуточными бозонами.

Из-за отсутствия у нейтрино и антинейтрино электрических зарядов и массы покоя эти частицы очень слабо взаимодействуют с атомами вещества, поэтому их чрезвычайно трудно было обнаружить в эксперименте (ионизирующая способность нейтрино и антинейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится приблизительно на 500 км пробега частиц). Испускание нейтрино было обнаружено лишь в 1953 г., а спустя некоторое время стало известно, что существует несколько разновидностей нейтрино и антинейтрино. Напомним, что по принадлежности к лептонам (с которыми нейтрино испускается в паре) различают: электронное нейтрино (ν_e), мюонное нейтрино (ν_μ), и таонное нейтрино (ν_τ). Каждый тип нейтрино имеет свое антинейтрино, отличающееся от нейтрино знаком соответствующего лептонного заряда и спиральностью (см. Приложение 1, табл. П.1.1). Если нейтрино имеют левую спиральность (спин противоположен вектору перемещения), то антинейтрино — правую (спин сонаправлен вектору перемещения). Согласно этим классификационным представлениям порождаемая в процессе распада нейтрона электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя есть *электронное антинейтрино*, как демонстрирует (3.29).

Распределение энергии между электроном, антинейтрино и дочерним ядром носит случайный характер. Именно этим и объясняется то, что β -частицы могут иметь различную кинетическую энергию и, соответственно, различные скорости в очень широком интервале скоростей. Вместе с тем, сумма энергий β -частицы и антинейтрино всегда равна постоянной величине, характерной для данного радиоактивного изотопа — эта энергия называется *максимальной энергией ядерного превращения*. Аналогичные свойства имеет распад с испусканием позитрона и нейтрино. Электронное излучение, подобно позитронному, имеет непрерывный энергетический спектр с характерной величиной максимальной энергии.

Наблюдаемые при β -радиоактивности пары частиц — электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино) — обладают собственным моментом количества движения, то есть *спином*, равным $1/2$ в единицах \hbar . Поэтому разность полных моментов количества движения (разность спинов) исходного и конечного ядер при таком распаде всегда целочисленна: $\Delta I = 0, (+/-)1, (+/-)2$ и т.д.

Из изложенного ясно (и это установленный факт), что β -излучение возникает при ядерном распаде нуклидов, которым свойственен относительный избыток нейтронов в ядре — это радионуклиды как естественного, так и искусственного происхождения. Интересно отметить, что распад ядер с испусканием β^+ -излучения наблюдается преимущественно у радиоактивных изотопов, полученных искусственным путем, причем этот вид распада (как и электронный захват) характерен для ядер, содержащих избыточное число протонов. Распады ядер с излучением позитронов всегда сопровождаются в качестве конкурирующих процессов электронными захватами. Однако, эти процессы несимметричны — многие нуклиды, для которых позитронный распад физическими законами запрещен, испытывают электронный захват.

Поскольку при β -излучении число нуклонов не меняется, массовое число ядра остается прежним (материнское и дочернее ядра являются *изобарами*). Правило сдвига Рассела-Фаянса-Содди для распада, сопровождающегося *испусканием электронов* (которое является аналогом правила, уже рассмотренного выше для α -радиоактивности) гласит: при испускании электрона зарядовое число Z нуклида, претерпевающего превращение, увеличивается на единицу, а массовое число A остается неизменным. То есть, дочерний нуклид становится ядром атома одного из изотопов химического элемента, порядковый номер которого в Периодической

таблице элементов на единицу превышает порядковый номер исходного (материнского) ядра.

В символическом виде это правило может быть представлено так (X — материнское ядро, Y — дочернее ядро):



Например, распад тритона с образованием гелиона и испусканием электрона может быть записан в виде формулы:



Это же ядерное превращение, в принципе, можно записать (с учетом обозначений, разъясненных в главе 1) также в сокращенном варианте: $t \rightarrow h + \beta^-$, который представляется, однако, ненаглядным и в подобных случаях неподходящим.

Аналогичное правило сдвига можно сформулировать и для распада, сопровождающегося *испусканием позитрона*: при испускании позитрона зарядовое число Z нуклида, претерпевающего превращение, уменьшается на единицу, а массовое число A остается неизменным. При *электронном захвате* заряд ядра уменьшается на единицу (как и при испускании позитрона), а массовое число ядра, как и во всех случаях распадов ядер (с испусканием электронов и позитронов) остается неизменным.

В процессе распада с испусканием β -частиц и электронного захвата выделяется энергия, которую можно определить аналитически, используя известную со времен А.Эйнштейна связь таких двух параметров, как масса и энергия ($E = mc^2$). При общепринятых обозначениях (через M_π обозначена масса ядра, а через m_e — масса электрона или позитрона), ниже приведем аналитические выражения для энергии излучений при β -распадах. Так, при испускании электронов, высвобождающаяся энергия, определяется выражением:

$$E_{(\beta^-)} = [M_\pi(A, Z) - M_\pi(A, Z+1) - m_e]c^2. \quad (3.35)$$

При испускании позитронов высвобождающаяся энергия равна:

$$E_{(\beta^+)} = [M_{\text{я}}(A, Z) - M_{\text{я}}(A, Z - 1) - m_e]c^2. \quad (3.36)$$

В результате электронного захвата (e -захвата, как его еще называют) избыток энергии ядра, отдаваемый путем излучения, равен:

$$E_{(e\text{-захват})} = [M_{\text{я}}(A, Z) + m_e - M_{\text{я}}(A, Z - 1)]c^2. \quad (3.37)$$

Но поскольку в физике обычно табулируются не массы нуклидов, а атомные массы $M_{\text{ат}}$, пренебрегая разностью энергий связи β -частиц в начальном и конечном атомах, можно также записать следующие уравнения:

$$E_{(\beta^-)} = [M_{\text{я}}(A, Z) - M_{\text{я}}(A, Z + 1)]c^2, \quad (3.38)$$

$$E_{(\beta^+)} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1)]c^2 - 2m_e c^2, \quad (3.39)$$

$$E_{(e\text{-захват})} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1)]c^2. \quad (3.40)$$

Поскольку кинетическая энергия при распаде в случае e -захвата делится между двумя частицами — электронным нейтрино и ядром отдачи — *нейтринное излучение* имеет моноэнергетический спектр. Импульсы дочернего ядра и нейтрино равны, однако ядро много более (бесконечно) массивнее, чем нейтрино, поэтому практически вся выделившаяся в распаде энергия уносится этими «безынерционными частичками». Характерная кинетическая энергия ядер отдачи составляет лишь несколько эВ (несколько десятков эВ — для легких ядер), характерная скорость — километры в секунду. Часть энергии, выделившейся в электронном захвате, передается электронной оболочке (эта энергия равна энергии связи захватываемого электрона) и выделяется в каскадных переходах электронов околоядерной оболочки.

В редких случаях электронный захват сопровождается возникновением γ -фотона внутреннего тормозного излучения. При этом энергия и импульс распределяются между тремя частицами: энергетические спектры нейтрино, тормозного фотона и ядра отдачи — непрерывны. Этот процесс следует отличать от электронного захвата с заселением одного из возбужденных уровней дочернего ядра, что во многих случаях даже более вероятно, чем заселение основного уровня.

Если энергетическая разница между родительским и дочерним атома-

ми превышает «доступную энергию распада» 1,022 МэВ (соответствующую удвоенной массе электрона), электронный захват всегда конкурирует с распадом, который сопровождается испусканием позитрона. Например, рубидий ^{83}Rb превращается в криптон ^{83}Kr только посредством электронного захвата (доступная энергия около 0,9 МэВ), тогда как натрий ^{22}Na распадается (превращается) в неон ^{22}Ne посредством как электронного захвата, так и позитронного распада (доступная энергия около 2,8 МэВ).

Если электронный захват происходит в атоме, находящемся в вакууме или разреженном газе, преобразовавшийся нуклид становится, как правило, многозарядным положительным ионом вследствие потери Оже-электронов (этот процесс был рассмотрен в предыдущем параграфе). Вероятность сохранения атомом нейтральности оказывается около одного процента или менее.

Ядрам, испытывающим распад с испусканием β -частиц, соответствуют символические места, расположенные по всей Периодической системе элементов. Исходя из полуэмпирической формулы Вайцзеккера, для энергии связи ядра можно записать соотношение:

$$E_c = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta, \quad (3.41)$$

где: $\delta = a_5 A^{-3/4}$.

При этом в формуле (3.41) величина δ принимается положительной для четно-четных ядер, для ядер с нечетным A величина δ обращается в нуль, а для нечетно-нечетных ядер величина δ назначается отрицательной.

Коэффициенты a_1 , a_2 , a_3 , a_4 , и a_5 получают с учетом статистической обработки экспериментальных данных (обычно в расчетах принимают: $a_1 = 15,75$ МэВ, $a_2 = 17,8$ МэВ, $a_3 = 0,71$ МэВ, $a_4 = 23,7$ МэВ, $a_5 = 34$ МэВ).

Учитывая, что от Z в основном зависят кулоновская энергия и энергия спаривания, можно получить равновесное число протонов в ядре $Z_{\text{равн}}$ (при фиксированном A), которое определяется максимумом энергии связи.

Прежде, чем далее указать на роль величины $Z_{\text{равн}}$ в процессе β -излучений, кратко поясним эффект спаривания — суть его во взаимодействии между двумя нуклонами одного типа (pp или nn), находящимися на одной оболочке и занимающими один энергетический уровень. Это взаимодействие приводит к увеличению энергии связи спариваемых частиц. Этот эффект относитель-

но невелик — чтобы разорвать такую дополнительную связь нужна энергия около 1...3 МэВ, то есть всего примерно 0,2% от энергии связи ядра — но именно проявление сил спаривания разбивает все ядра на три уже упоминавшиеся ранее группы: *четно-четные ядра* (все нуклоны которых в основном состоянии попарно связаны, и положительная добавка к энергии связи ядра за счет этого наибольшая); *нечетно-нечетные ядра* (в которых в основном состоянии не спаренными остаются по одному нуклону каждого типа, и добавка к энергии связи ядра наименьшая); промежуточные, или *четно-нечетные ядра* (в которых в основном состоянии не спарен один нуклон).

Равновесное число протонов в ядре $Z_{\text{равн}}$ определяет границу свойств β -излучения радионуклидов. При $Z < Z_{\text{равн}}$ ядро нестабильно по отношению к распаду с испусканием β^- -частиц (то есть склонно испускать электроны), а при $Z > Z_{\text{равн}}$ ядро нестабильно к распаду, в котором склонно испускать позитроны, и e -захвату. Заметим, что при любых массовых числах A , если нуклиды стабильны по отношению к испусканию β -частиц, ядра должны иметь число протонов, близкое к значениям $Z_{\text{равн}}$. С ростом A роль кулоновской энергии увеличивается и количество нейтронов в устойчивых ядрах начинает превышать количество протонов. Так, ядро теллура ^{125}Te характеризуется максимальной энергией связи и относится к стабильным нуклидам. Радионуклиды индия ^{125}In , олова ^{125}Sn , сурьмы ^{125}Sb подвержены распаду с испусканием электронов, а радионуклиды йода ^{125}I , ксенона ^{125}Xe , цезия ^{125}Cs , бария ^{125}Ba склонны к испусканию позитронов. Чем больше энергия, высвобождающаяся при распаде ядер, «уносимая» излучением, тем их состояние дальше от состояния стабильности.

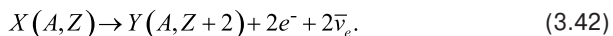
Некоторые нечетно-нечетные ядра (например, нуклиды изотопа йода ^{128}I) могут характеризоваться как испусканием β^- -частиц, так и испусканием β^+ -частиц. Стабильных четно-четных ядер значительно больше, чем стабильных ядер с нечетным A (почти 2/3 из примерно 300), стабильных же нечетно-нечетных нуклидов — всего четыре (нуклиды дейтерия ^2H , лития ^6Li , бора ^{10}B , азота ^{14}N). Такое положение является ярким проявлением сил спаривания.

При данном массовом числе A стабильных четно-четных ядер может быть несколько (например, ^{136}Xe , ^{136}Ba , ^{136}Ce). Элементы с нечетным Z редко имеют больше одного стабильного изотопа, в то время как для элементов с четным Z это далеко не редкость (например, изотопы олова ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn , ^{124}Sn).

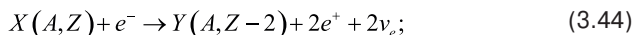
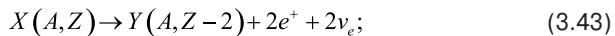
Распады ядер, сопровождающиеся испусканием β -частиц, условно разделяются на разрешенные и запрещенные. Последние различаются значениями вероятностей нейтрон-протонных и протон-нейтронных переходов (порядком запрета). К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент, «уносимый» электроном и нейтрино, равен нулю. Порядок запрета запрещенных переходов также определяется орбитальным моментом: если данная величина равна 1, то это запрещенный переход первого порядка, если равна 2 — второго порядка и т.д.

Значения периодов полураспада β -излучателей изменяются в широком диапазоне: от 10^{-3} с до 10^{16} лет. Примером малого периода полураспада β -радиоактивного распада является $T_{1/2} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ с (для изотопа азота ^{12}N), примером большого — $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{13}$ лет (для изотопа вольфрама ^{180}W). Наверно, будет не лишним еще раз напомнить, что большие времена жизни β -радиоактивных ядер объясняются именно тем, что β -распад происходит, как уже было выяснено, в результате слабого взаимодействия. Известно примерно 1500 β -радиоактивных изотопов химических элементов Периодической системы. Наиболее распространенными в промышленности β -радиоактивными изотопами являются: цезий ^{137}Cs , кобальт ^{60}Co , стронций ^{90}Sr , церий ^{144}Ce и некоторые другие. Примеры некоторых β -радиоактивных изотопов представлены в Приложении 3 (табл. П.3.1).

Рассмотрим в продолжение темы параграфа распад ядра, сопровождающийся эмиссией одновременно двух электронов — этот распад характеризуется увеличением зарядового числа ядра на две единицы и излучением двух электронов согласно символической схеме:



Если испускается пара позитронов, либо происходит электронный захват с испусканием позитрона, либо имеет место двойной электронный захват, то, соответственно, зарядовое число дочернего ядра по сравнению с зарядовым числом материнского ядра уменьшается на две единицы:



$$X(A, Z) + 2e^- \rightarrow Y(A, Z + 2) + 2\nu_e; \quad (3.45)$$

Анализ стабильности ядер показывает, что наиболее вероятными кандидатами в родительские и дочерние ядра рассматриваемых распадов являются пары четно-четных, в достаточной степени стабильных, изобар. На сегодняшний день известно свыше тридцати таких пар, они представлены в таблице 3.1. Заметим, что этот вид распада — самый редкий из всех процессов радиоактивного превращения ядер.

Все нуклиды, для которых этот процесс достоверно наблюдался, имеют период полураспада больше, чем $7 \cdot 10^{18}$ лет (в основном значения $T_{1/2}$ превышают 10^{19} лет), а у ^{128}Te период полураспада наибольший из известных — $(3,5 \pm 2,0) \cdot 10^{24}$ лет. На возможность существования такого распада указала Мария Гёпперт-Майер еще в 1935 г., но эта область науки остается и по сегодняшний день мало изученной. В этом плане, выдвижение новых теорий далеко от своего завершения. В качестве примера одного из гипотетических построений можно также привести схему ядерных превращений с испусканием пары электронов и гипотетической частицы — *майорон* (названной так, с некоторой лингвистической коррекцией, в честь выдающегося итальянского физика Этторе Майорана). Эта схема получила условное название «майоронный двойной бета-распад»:

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+2}^AX + 2e^- + M^0. \quad (3.46)$$

Как известно, понятие *майорона* (обозначаемого символом M^0), как определенного вида бозона с истинно нулевой массой, преимущественно взаимодействующего с нейтрино, было введено в теоретические построения в 1980 г. для того, чтобы можно было рассматривать нейтрино как частицы, обладающие массой — в этом случае нейтрино становятся «майорановскими» и появляется возможность дать объяснение многим взаимодействиям, изменяющим лептонный заряд (разность числа лептонов и антилептонов) на две единицы.

На уровне модели предполагается, что майорон испускается виртуальным нейтрино, рождающимся и поглощающимся в ядре. Аннигиляция нейтрино в майорон $\nu + \bar{\nu} \rightarrow M^0 + M^0$, при $\hbar \gtrsim 10^{-6}$ приводит к частичному или полному исчезновению массивных реликтовых нейтрино. Наряду с аннигиляцией процессы рассеяния $\nu + M^0 \rightarrow \nu + M^0$ и индуцированные $\bar{\nu}$ -распады

Таблица 3.1. | Наиболее вероятные ядерные превращения
с увеличением зарядового числа нуклидов на 2 единицы

№	Переход	Доля среди изотопов, %	Различия энергий связи, КэВ	№	Переход	Доля среди изотопов, %	Различия энергий связи, КэВ
1	$^{46}\text{Cu} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	0,0033	985±5	17	$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	5,98	2278±8
2	$^{48}\text{Cu} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	0,185	4271±5	18	$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	31,79	869±5
3	$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	0,62	1001±5	19	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	34,49	2533±6
4	$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	7,67	2038±1	20	$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	10,44	843±15
5	$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	49,82	135±15	21	$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	8,87	2481±10
6	$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	9,19	3005±15	22	$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	11,07	1414±11
7	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	17,37	1249±8	23	$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	5,71	1928±10
8	$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	2,80	1148±7	24	$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	5,60	3367±11
9	$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	17,40	3350±6	25	$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	22,61	1250±10
10	$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	23,75	110±8	26	$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	21,75	1731±11
11	$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	9,62	3032±9	27	$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	12,23	1077±12
12	$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	18,50	1301±9	28	$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	28,41	489±14
13	$^{100}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	12,70	2014±24	29	$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	7,23	1043±26
14	$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	28,86	540±7	30	$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	6,85	414±12
15	$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	7,58	2808±7	31	$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	99,275	1146±5
16	$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	4,71	358±8	32	$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	9,62	3032±9

в плотном веществе, $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + M^0$, могут существенно повлиять как на динамику гравитационного коллапса звезд, так и на формирование нейтринного импульса, его энергетiku и длительность.

Рассмотренные физические процессы с испусканием спаренных (но не связанных!) β -частиц вследствие обусловленных слабым взаимодействием спонтанных ядерных превращений в литературе иногда объединяют под названием « $\beta\beta$ -распад» или « 2β -распад» и, кроме того, несколько некорректно (как должно быть ясно из ранее изложенного) называют «двойным β -распадом».

Для осуществления такого распада необходимым условием является энергетическая выгодность процесса:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 2). \quad (3.47)$$

В таблице 3.2 представлены величины высвобождающейся энергии при разных случаях распада такого рода. Очевидно, что наибольшее значение высвобождающаяся энергия имеет при вылете двух электронов.

Принятые в таблице обозначения имеют следующий смысл: ΔM — разность масс родительского и дочернего ядер, m_e — масса электрона, ε — энергия связи орбитального электрона.

Таблица 3.2. | Сравнительная характеристика значений высвобождающейся энергии

Разновидность распада	Высвобождающаяся энергия
Вылет двух электронов	$E = \Delta M \cdot c^2$
Вылет двух позитронов	$E = \Delta M \cdot c^2 - 4m_e \cdot c^2$
Двукратный К-захват	$E = \Delta M \cdot c^2 - 2\varepsilon$
Вылет позитрона и К-захват	$E = \Delta M \cdot c^2 - 2m_e \cdot c^2 - \varepsilon$

Распады ядер, связанные с испусканием β -частиц, во многих случаях сопровождаются испусканием γ -фотонов — как правило, через процессы образования ядерных изомеров.

§ 3.5. ГАММА-РАДИОАКТИВНОСТЬ ЯДЕРНЫХ ИЗОМЕРОВ

Понятие изомерии атомных ядер возникло в 1921 году, когда немецкий физик О. Ган открыл новое для того времени радиоактивное вещество, названное им уран- Z (UZ), которое ни по химическим свойствам, ни по массовому числу не отличалось от уже известного радиоизотопа UX_2 , однако имело другой период полураспада. В современных обозначениях, UZ и UX_2 соответствуют основному и изомерному состояниям изотопа ^{234}Pa . В 1935 году Б. В. Курчатовым, И. В. Курчатовым, Л. В. Мысовским и Л. И. Русиновым был обнаружен возбужденный изотоп-двойник искусственного изотопа брома ^{80}Br , образующийся наряду с основным состоянием ядра при захвате нейтронов стабильным изотопом ^{79}Br . Понимая эти факты, Хилл и Уилер в 1953 г. обратили внимание на возможность возникновения «изомерии формы» у атомных ядер. Это создало основу систематического изучения данного явления.

Надо вспомнить о том, что ядерные превращения могут осуществляться не только с переходом в основное (стабильное) состояние дочернего нуклида, но и в возбужденные ядерные состояния. Именно поэтому радиоактивный распад многих нуклидов влечет за собой последующее испускание γ -излучения, уносящего избыточную энергию дочернего нуклида. Испускание одного или нескольких γ -фотонов происходит только тогда, когда вновь возникшее ядро является энергетически возбужденным, то есть обладает избытком энергии по сравнению со своим нормальным состоянием. Большинство возбужденных состояний ядер имеют очень малые времена жизни (менее наносекунды). Однако существуют и достаточно долговременные изомерные состояния (времена жизни возбужденных нуклидов измеряются микросекундами, сутками или годами). Оказалось, что почти все ядра имеют, кроме основного квантового состояния, дискретный набор возбужденных состояний с большей энергией (исключением являются ядра ^1H , ^2H , ^3H и ^3He — протоны, дейтроны, тритоны и гелионы). Невозбужденные атомные ядра могут совершить переход в возбужденные состояния, например, в результате их облучения высокоэнергетичными фотонами или бомбардировкой нейтронами (если нейтроны, взаимодействуя с ядрами, отдают им часть своей энергии).

Как известно, возбуждение ядра в дальнейшем может приводить к рас-

паду нуклида с испусканием α - или β -частиц, других видов излучения (которые еще будут рассмотрены). Среди прочих спонтанных ядерных переходов известны и такие физические процессы, которые связаны с переходом ядра из состояния повышенного возбужденного состояния в состояние с меньшим возбуждением путем удаления конверсионных электронов из атомной оболочки или, особо подчеркнем, — посредством γ -излучения. Изменения состояний атомных ядер, сопровождающиеся испусканием (или поглощением) γ -фотонов, называют γ -переходами. Примерные границы периодов полураспада для γ -переходов — от 10^{-19} с до 10^{10} лет. Значения энергии γ -переходов изменяются от нескольких килоэлектрон-вольт (КэВ) до нескольких мегаэлектрон-вольт (МэВ).

Длительность γ -переходов резко возрастает с уменьшением их энергии и с увеличением разности моментов исходного и конечного состояний ядра. Понятно, что в случае испускания γ -фотона ни зарядовое, ни массовое числа нуклида не изменяются (то есть сохраняется барионный заряд ядра), но происходит определенная перегруппировка нуклонов в ядре. Эти физические переходы называются *ядерными изомерными переходами*. Нуклоны с одинаковыми атомными номерами и массовыми числами (и, разумеется, с одинаковым барионным зарядом, но находящиеся в разных энергетических состояниях) называются *ядерными изомерами*.

Название — изомеры — заимствовано из химии, где изомером называется молекула с тем же составом атомов, но другим их геометрическим порядком (химические изомеры не следует путать с ядерными изомерами). Хотя ядерные изомеры состоят из одинакового числа протонов и одинакового числа нейтронов, тем не менее, они различаются своими радиоактивными свойствами (прежде всего значениями периодов полураспада). Возбужденное ядро-изомер, которое находится на более высоком энергетическом уровне, принято называть *метастабильным ядром* и обозначать индексом «m» после массового числа — слева от традиционного (химического) буквенного обозначения нуклида — или звездочкой «*», например: $^{80*}\text{Br}$ или ^{80m}Br . Если нуклид имеет более одного метастабильного возбужденного состояния, они обозначаются в порядке роста энергии индексами m , n , p , q и далее по алфавиту, либо буквой m с добавлением порядкового числа: m_1 , m_2 и т. д. Таким образом, изомерный переход по своей физической сути есть переход ядра из метастабильного состояния в основное (невозбужденное) состояние за счет испускания конверсионного электрона или одного-двух γ -фотонов.

Так, например, у изотопа протактиния ^{234}Pa — два ядерных изомера. Более возбужденное ядро одного из них имеет период полураспада 1,18 минуты, а менее возбужденное ядро другого — 6,7 часа. Более возбужденные ядра этого изотопа переходят в менее возбужденное состояние, испуская γ -лучи, в 0,12 % случаев (в остальных случаях происходит испускание электрона и превращение ядра протактиния в ядро урана).

Спектр испускаемого γ -излучения является дискретным и, в большинстве случаев, состоит из определенного набора спектральных линий. Каждая линия характеризуется энергией, а также квантовым выходом фотона (вероятность испускания фотона, в расчете на один акт распада материнского радионуклида).

Характеризуя спектральные параметры γ -излучения, можно выделить: мягкие γ -лучи (квантовая энергия от 10^5 эВ, частота от $2 \cdot 10^{19}$ Гц, длина волны до 10^{-11} м); жесткие γ -лучи (квантовая энергия от 10^7 эВ, частота от $2 \cdot 10^{21}$ Гц, длина волны до 10^{-13} м); сверхжесткие γ -лучи (квантовая энергия от 10^{11} эВ, частота от $2 \cdot 10^{25}$ Гц, длина волны до 10^{-17} м); ультра-жесткие γ -лучи (квантовая энергия от 10^{14} эВ, частота от $2 \cdot 10^{28}$ Гц, длина волны до 10^{-20} м).

Излучение γ -фотона является основным процессом порционного (квантового) освобождения ядра от избыточной энергии, при условии, что эта энергия не превосходит энергию связи нуклона в ядре. Напомним, что по своей физической природе γ -фотон — это квант электромагнитного поля. Переход нуклида из одного энергетического состояния в другое, сопровождающийся γ -излучением, может быть однократным (если ядро сразу переходит в основное энергетическое состояние) или каскадным (если имеет место испускание нескольких γ -фотонов в результате ряда последовательных радиационных переходов). Понятно, что всякий раз высвобождаемый квант энергии определяется разностью энергий состояний, между которыми происходит ядерный изомерный переход.

Образование γ -фотонов происходит под действием электромагнитных сил и обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем, создаваемым движением всех нуклонов ядра. Поэтому ядерное γ -излучение, в отличие от β -распада, явление *внутринуклидное*, но не *внутринуклонное* (испускание или поглощение γ -фотонов отдельным нуклоном запрещено совместным действием законов сохранения энергии и импульса).

Собственный механический момент γ -фотона равен единице. Это об-

условлено тем, что электромагнитные колебания происходят в плоскости, перпендикулярной вектору перемещения волны (поперечные колебания) и поэтому не может быть сферической симметрии, которая в квантовой механике характеризуется нулевым механическим моментом. В этой связи γ -фотоны, испускаемые ядрами, должны «уносить» из ядра момент импульса не меньше единицы. Для фотона вообще, имеющего нулевую массу покоя, в отличие от других микрочастиц, не существует понятия орбитального момента, и у фотона нет s -, p -, d - и других состояний с определенными значениями орбитального момента. Фотон может обладать только полным моментом $L = 1, 2, 3 \dots$. Состояние свободно распространяющегося электромагнитного поля с определенным *полным моментом* и четностью называется *мультиполем*. Излучение, уносящее момент $L = 1$, называется дипольным, уносящее момент $L = 2$ — квадрупольным, уносящее момент $L = 3$ — октупольным и т.д.

В соответствии с законом сохранения спина, существует следующее соотношение между спином I_H начального и спином I_K конечного ядра и моментом L , уносимым γ фотоном:

$$|I_H - I_K| \leq L \leq I_H + I_K. \quad (3.48)$$

Это соотношение называется *правилом отбора по спину*, оно подобно соотношениям, свойственным многим другим частицам. Согласно неравенству (3.48), дипольные γ -фотоны ($L = 1$) могут быть испущены при переходах между состояниями с $\Delta I = 0, \pm 1$, кроме (0-0)-переходов; квадрупольные γ -фотоны ($L = 2$) — при переходах с $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$, кроме (0-0)-, (0-1)- и (1-0)-переходов; октупольные γ -фотоны ($L = 3$) — при переходах с $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$, кроме (0-0)-, (0-2)- и (2-0)-переходов и т.д.

Испускаемый ядром γ -фотон уносит не всю энергию возбуждения E , так как часть этой энергии $T_{яд}$ идет на отдачу испускающего ядра:

$$(E_\gamma)_{исп} = (E - T_{яд}) < E. \quad (3.49)$$

В соответствии с законами сохранения энергии и импульса, имеем систему уравнений:

$$\begin{cases} E = E_\gamma + T_{яд}, \\ O = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{яд}, \end{cases} \quad (3.50)$$

где $T_{я\delta}$ и $P_{я\delta}$ – кинетическая энергия и импульс ядра отдачи соответственно, P_γ – импульс γ -фотона. Из системы уравнений (3.50) получаем:

$$T_{я\delta} = \frac{E^2}{2M_{я\delta}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{я\delta}c^2}. \quad (3.51)$$

Таким образом, $T_{я\delta} = (10^{-6} \dots 10^{-5})E$. Это означает, что γ -фотон уносит большую часть энергии возбуждения ядра.

Явление ядерной изомерии особенно распространено в области значений Z и N , приближающихся к «магическим» числам. Вспомним: магическими ядрами называют атомные ядра, содержащие 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 протонов или нейтронов, и отличающиеся от соседних ядер повышенной устойчивостью, большей распространенностью в природе и некоторыми другими особенностями, о которых уже шла речь.

При переходе через магическое число (2, 8, 20, ...) энергия отрыва нуклона от ядра резко изменяется. Например, у ядер, содержащих 124...128 нейтронов, энергия отрыва 82-го протона примерно равна 8,5 МэВ, тогда как энергия отрыва 83-го протона около 4,5 МэВ (вспомним: ядра, подобные ^{208}Pb , в которых и массовое, и зарядовое числа магические, называются «дважды магическими»). Обычно изомеры — ядра с количеством нуклонов от 30 до 49, от 69 до 81 и от 111 до 125 (только для нейтронов) — с количеством протонов и нейтронов, меньше магических чисел 50, 82, 126.

После распада нестабильных нуклидов с испусканием α -частиц в процессе последующего изомерного перехода обычно испускаются γ -лучи с энергией фотонов не выше 0,5 МэВ, а кванты энергии, высвобождаемой в процессе ядерного изомерного перехода после β -распада, может достигать 2...2,5 МэВ.

В некоторых областях значений массовых чисел существуют так называемые «острова изомерии» — в этих областях ядерные изомеры встречаются особенно часто. Это явление объяснимо в рамках оболочечной модели ядра, которая предсказывает существование в нечетных ядрах энергетически близких ядерных уровней с большим различием спинов, когда число протонов или нейтронов близко к магическим числам. Иногда появление ядерных изомеров связано с существенным различием формы ядра в разных энергетических состояниях (это, например, отмечается у изо-

топа ^{180}Hf). Наибольший интерес представляют относительно стабильные изомеры с периодами полураспада от 10^{-6} с до многих лет.

Чтобы пояснить рассматриваемое физическое явление, приведем некоторые примеры ядерной изомерии и ядерных изомерных переходов. Так, в природных радиоактивных рядах урана ^{238}U , урана ^{235}U и тория ^{232}Th существует несколько радиогенных изомерных состояний висмута, например $^{210\text{m}}\text{Bi}$ (его период полураспада $3,04 \cdot 10^6$ лет). У ядра изотопа ^{235}U обнаружен малоотличимый метастабильный изомер $^{235\text{m}}\text{U}$ (его период полураспада 26 минут), причем в последнем случае разность энергий возбужденного нуклида по сравнению с основным энергетическим состоянием составляет лишь 76,5(4) эВ. Другой, весьма интересный ядерный изомер — $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ (его период полураспада 31 год). Этот изомер имеет наибольшую энергию возбуждения среди ядерных изомеров с периодом полураспада больше года. Энергия, высвобождающаяся при его переходе в основное стабильное состояние — около 2,4 МэВ, а 1 г гафния $^{178\text{m}}\text{Hf}$ таким образом «аккумулирует» энергию около $1,3 \cdot 10^9$ Дж. Это немалая энергия (энергосодержание на два порядка уступает энергосодержанию делящихся материалов, но на три порядка превышает теплотворную способность углеводородного топлива!), и вся эта энергия может быть высвобождена в виде каскадных γ -фотонов и конверсионных электронов с энергией по 2446 КэВ на ядро. У разных изотопов гафния обнаружено множество возбужденных состояний — соответствующие примеры приведены и в таблице 3.3.

В настоящее время известны сотни изомерных переходов различных ядер. Физика этих изомерных переходов, сопровождающихся γ -излучением, еще послужит предметом внимательного рассмотрения

Таблица 3.3. | Нижние энергетические уровни изомеров
изотопа ^{179}Hf

Энергия уровня (КэВ)	122,79	214,34	268,2	375,03
$T_{1/2}$	37 пс	1,86 нс	21 пс	18,67 с
Энергия уровня (КэВ)	518,32	614,12	720,61	1105,63
$T_{1/2}$	0,2 нс	0,50 нс	0,3 нс	25,1 дня

данного феномена — с точки зрения разработки и реализации некоторых технологий — в главе 6.

§ 3.6. | ПРОТОННАЯ И НЕЙТРОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ НУКЛИДОВ

Отдельно следует рассмотреть такие физические феномены ядерных распадов, которые сопровождаются протонной и нейтронной радиоактивностью. По мере изменения числа нейтронов N в ядре с данным числом протонов Z , а также в связи с ядерной изомерией, энергия связи нуклонов в ядре и его устойчивость по отношению к различным типам распада меняются. При этом избыточная энергия нестабильного ядра (которое может быть получено разными путями) может несколько превышать энергию связи отдельного нуклона, и даже превосходить ее в несколько раз. В результате это может приводить к испусканию ядрами протонов или нейтронов.

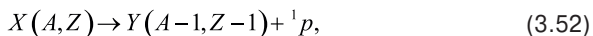
Надо сказать, что существование *протонной радиоактивности* у нуклидов химических элементов предполагалось еще Резерфордом. Много позднее перспективы обнаружения этого типа радиоактивности и основные его характеристики теоретически изучались Б. С. Желеповым (1951 г., Россия) и многими другими физиками-ядерщиками. В эксперименте отдельный акт радиоактивного распада с испусканием протонов из ядер, находившихся в изомерном состоянии впервые наблюдали Дж. Черны с сотрудниками (1970 г., США). Явление спонтанного испускания нейтронов было исследовано гораздо раньше. Существование двупротонной радиоактивности предсказал В. И. Гольданский (1960 г., Россия), а позднее он и Л. К. Пекер (Россия, 1971 г.) указали на возможность также двунейтронного (иначе говоря, динейтронного) излучения при радиоактивном распаде ядер (только из изомерного состояния).

Для того чтобы ядро могло самопроизвольно испускать отдельный протон или нейтрон, необходимо, чтобы энергия отделения протона или нейтрона от ядра была положительной. Таких ядер в естественных условиях Земли не существует, но они были созданы искусственно: протонную радиоактивность демонстрировали физики Центра исследований тяжелых ионов (GSI, Германия, 1982 г.), использовавшие самый мощный в мире (на то время) ионный ускоритель. Испускание протонов из ядер, находящихся в

основном состоянии, впервые наблюдалось для нуклидов изотопа тулия ^{147}Tm и лютеция ^{151}Lu . Предсказанный теоретически процесс одновременного излучения двух протонов — как свойство ядра изотопа железа ^{45}Fe — был обнаружен в эксперименте относительно недавно (GSI и GANIL, Германия-Франция, 2002 г.). Позже (2005 г.) было экспериментально обнаружено, что и ядро изотопа цинка ^{54}Zn тоже испытывает подобный распад.

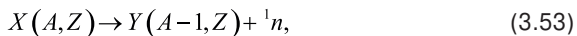
Обычно испускание протонов происходит из ядер, находящихся, как правило, в очень возбужденных состояниях, вслед за распадом, сопровождающимся β -излучением (в этом случае процесс иногда называют « β -задержанным протонным распадом»). Чтобы ядро в результате распада могло испустить протон, находясь в основном энергетическом состоянии, оно должно быть достаточно тяжелым — в таком случае процесс феноменологически очень похож на распад с и спусканием α -частиц).

Испускание протонов из основного состояния ядра обнаружено для многих ядер, расположенных достаточно близко к границе протонной стабильности нуклидов. Так, излучателями протонов из основного состояния являются ядра не только вышеуказанных изотопов тулия ^{147}Tm ($T_{1/2} = 0,58$ с) и лютеция ^{151}Lu ($T_{1/2} = 85$ мс), но и изотопа цезия ^{113}Cs ($T_{1/2} = 958$ мс), а также многих других. В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер, которые являются предшественниками *запаздывающих протонов*. Отметим, что протонную эмиссию из ядра, происходящую по схеме:



некорректно называть «протонным распадом» — это вуалирует физическую суть процесса (и может привести к путанице этого процесса с совершенно другим процессом — процессом распада протона в ядре). Понятно, что распад с испусканием протона приводит к уменьшению как зарядового, так и массового чисел материнского нуклида — на одну единицу: и того, и другого.

Нейтронная радиоактивность, то есть испускание нейтрона из ядра, происходящее по схеме:



может наблюдаться, когда энергия возбуждения ядра превышает энергию связи нейтрона. Очевидно, что при испускании нейтрона массовое число

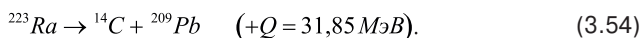
материнского ядра уменьшается на единицу при неизменном зарядовом числе. Так, например, при этом распаде нестабильный изотоп лития ${}^9\text{Li}$ превращается в изотоп лития ${}^8\text{Li}$, а нестабильный изотоп гелия ${}^5\text{He}$ — в изотоп гелия ${}^4\text{He}$. Обычно нейтроны, испускаемые при распаде возбужденных нуклидов, являются запаздывающими, поскольку процесс определяется некоторым временем жизни возбужденного материнского ядра (период полураспада подобных нуклидов при этом находится в пределах от долей секунды до нескольких десятков секунд). К образованию ядер в возбужденных состояниях, энергия которых достаточна для выделения из нуклида нейтрона, может приводить распад с испусканием β -частиц. В качестве примера испускания запаздывающих нейтронов можно привести спонтанный ядерный переход возбужденного нуклида изотопа кислорода ${}^{17}\text{O}$ в нуклид изотопа кислорода ${}^{16}\text{O}$ (после образования ядер ${}^{17}\text{O}$ в результате распада ядра азота ${}^{17}\text{N}$ с испусканием электронов): ${}^{17}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^1_0\text{n}$. К процессам, связанным с испусканием запаздывающих нейтронов мы еще обратимся на страницах этой книги, но сразу отметим — эти процессы играют важную роль в некоторых технологических процессах: например, в процессах управления мощностью ядерных энергетических реакторов.

Другим примером нейтронного излучения спонтанного характера является испускание нейтрона (или нескольких нейтронов) ядром изотопа ${}^{11}\text{Be}$ — после его образования из ядра изотопа лития ${}^{11}\text{Li}$ (путем распада с испусканием электронов). В настоящее время известно свыше 150 нуклидов, дающих излучение *запаздывающих нейтронов* (например, ${}^{13}\text{B}$, ${}^{27}\text{Na}$, ${}^{28}\text{Na}$, ${}^{29}\text{Na}$, ${}^{30}\text{Na}$, ${}^{31}\text{Na}$, ${}^{32}\text{Na}$, ${}^{141}\text{Cs}$, ${}^{142}\text{Cs}$, ${}^{143}\text{Cs}$, ${}^{145}\text{Cs}$, ${}^{146}\text{Cs}$, ${}^{147}\text{Cs}$ и др). Область характеристик нуклидов, в которой могут располагаться излучатели запаздывающих нейтронов, оценивается на основе масс атомных ядер — она простирается от самых легких ядер до весьма тяжелых.

Заметим: если протонное излучение обычно конкурирует (на вероятностной основе) с позитронным излучением и процессами, возникающими в ходе электронного захвата, то нейтронное излучение обычно конкурирует с испусканием γ -фотонов.

§ 3.7. | КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ НУКЛИДОВ И СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ

Теперь остановимся на понятии *кластерной радиоактивности* — явлении самопроизвольного испускания нуклидами ядерных фрагментов, представляющих собой группы нуклонов, называемых нуклонными кластерами (от англ. *cluster* — скопление). К кластерам обычно относят более массивные образования, чем α -частица. Впервые (1984 г.) явление кластерной радиоактивности наблюдалось двумя работающими независимо друг от друга научными коллективами — в Англии (под руководством Н.Дж.Розе и Г.А.Джонса) и в СССР (под руководством Д.В.Александрова). В эксперименте был обнаружен радиоактивный распад нуклидов изотопа радия ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C :



При этом вероятность испускания ядер ^{14}C оказалась почти на 10 порядков меньше, чем вероятность испускания других частиц. Спонтанное испускание кластеров (подобно нуклидам ^{14}C) было вскоре обнаружено и для иных ядер: ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra и др. Наряду с испусканием кластера ^{14}C также наблюдалось испускание тяжелыми ядрами таких среднемассовых нуклидов, как: ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si и др. При кластерной радиоактивности в процессе распада тяжелого ядра образуется, как можно понять, достаточно легкий и относительно тяжелый нуклиды — неравновесные осколки.

Самопроизвольное образование осколков примерно одинаковых масс принято называть *спонтанным делением* атомных ядер. Это явление, в процессе которого некоторые достаточно тяжелые ядра распадаются на два (иногда три-четыре) ядра-осколка, относящиеся к изотопам средней части Периодической системы, было открыто, как уже упоминалось нами, в 1940 г. Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком при исследовании природного урана. Позже было определено, что период полураспада при спонтанном делении урана ^{238}U оказался равным $8 \cdot 10^{15}$ лет и было установлено, что ядра могут делиться различным образом, давая, как правило, два осколка (например, 56-й элемент ^{150}Ba и 36-й элемент криптон ^{85}Kr или 54-й элемент ^{145}Xe и 38-й элемент ^{90}Sr и т.п.). Заметим, что это довольно нередкий процесс — в 1 г естественного урана (в смеси изотопов) происходит в среднем одно

спонтанное деление в минуту (в то же время, это в два миллиона раз более редкое явление, чем испускание изотопами урана α -частиц).

Спонтанное деление становится энергетически выгодным для нуклидов, начиная уже с зарядового числа примерно $Z = 50$, однако практически оно наблюдается лишь для самых тяжелых элементов ($Z \geq 90$). Известен ряд изотопов, для которых спонтанное деление – это главный, а иногда и единственный из наблюдавшихся до сих пор канал (мода) распада: таковы, например, распады нуклидов изотопа фермия ^{256}Fm ($T_{1/2} = 160$ мин.) и нуклидов изотопа калифорния ^{254}Cf ($T_{1/2} = 60,5$ суток).

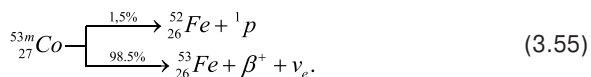
В отличие от рассмотренных ранее видов радиоактивности, разнообразие вариантов осколочных пар при кластерном распаде и при спонтанном делении нуклидов не позволяет сформулировать определенные однозначные правила смещения по Периодической системе. Известно лишь, что с наибольшей вероятностью реализуется несколько «несимметричное» деление на относительно тяжелый и относительно легкий осколки, заряды и массы которых составляют примерно 60 % и 40 % от заряда и массы делящегося ядра. Поскольку отношение N/Z для изотопов тяжелых элементов выше, чем для устойчивых изотопов середины Периодической системы, спонтанное деление сопровождается испусканием нейтронов (в среднем от 2 до 4 для разных ядер). При этом осколки деления оказываются энергетически возбужденными и испытывают последовательный ряд различных распадов. Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

В заключение параграфа отметим интересную особенность спонтанного деления ядер: при спонтанном делении число испускаемых нейтронов статистически несколько меньше, чем при вынужденном делении того же ядра. Так, при спонтанном делении нуклидов изотопа ^{240}Pu в среднем образуется 2,19 нейтрона на один акт, а при вынужденном (под действием захвата ядром тепловых нейтронов) — это число составляет 2,882. Также следует отметить, что многие нуклиды с большими массовыми числами, отнюдь не склонные к спонтанному делению, могут быть подвержены вынужденному делению, физика которого будет рассмотрена отдельно в главе 5.

§ 3.8. | МУЛЬТИВАРИАНТНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ НУКЛИДОВ

Из уже рассмотренного материала понятно, что распад атомных ядер сопровождается самыми различными ионизирующими излучениями, и что процессы распада имеют вероятностно-статистический характер. Далеко не во всех случаях можно точно предсказать по какому именно варианту из числа возможных будет происходить распад конкретного радионуклида. Скажем, один и тот же нуклид может выступить либо в роли α -излучателя, либо в роли β -излучателя. Например, изотоп висмута ^{212}Bi распадается с вероятностью 64 %, превращаясь в изотоп таллия ^{208}Tl (посредством α -радиоактивности), и с вероятностью 36 % — превращаясь в изотоп полония ^{212}Po (посредством β -радиоактивности). Кроме того, распад с испусканием α - или β -частиц может сопровождаться почти одновременным испусканием γ -фотонов, поскольку дочернее ядро, образовавшееся в процессе корпускулярного излучения, обычно находится в состоянии возбуждения и сразу же выступает в роли γ -излучателя. Известно возникновение и таких возбужденных дочерних ядер, для которых в подобных процессах преобладает снова высвобождение α - или β -частиц, а не γ -излучение. Так, возбужденное ядро лютеция ^{176m}Lu , как и ядро основного изотопа ^{176}Lu , в процессе распада испускает электроны, а возбужденное ядро изотопа полония ^{212m}Po , как и ядро основного изотопа ^{212}Po , в процессе распада испускает α -частицы. Другим примером является возбужденный нуклид изотопа америция ^{242m}Am , от которого можно было бы ожидать ядерный изомерный переход в основное состояние в сопровождении γ -излучения — а он, вопреки ожиданиям, испытывает спонтанное деление.

Для того или иного радионуклида вероятность конкретного варианта распада определяется внутренней структурой ядра и множеством присущих ему энергетических состояний (а также множеством энергетических состояний нуклида, образующегося в числе продуктов распада). Учитывая конкурентный характер протонного и позитронного излучений, как пример мультिवариантного процесса, можно привести схему следующего распада:



Многие радионуклиды могут распадаться более, чем по двум вариантам. В результате множественности вариантов путей распада возникают разветвления радиоактивных превращений и, соответственно — мультивариантный характер излучений. Для природных радиоактивных изотопов характерны разветвления, связанные с испусканием α - и β -частиц.

Для искусственно полученных изотопов трансурановых элементов наиболее распространены разветвления, связанные с конкурентным излучением α -частиц (реже β -частиц) и осколков от спонтанного деления. У нейтронно-дефицитных ядер мультивариантность исходов спонтанных ядерных переходов связана с конкуренцией позитронного излучения и электронного захвата. Для многих изотопов с нечетным числом протонов и нечетным числом нейтронов оказываются энергетически возможными два противоположных варианта β -излучения: электронный или позитронный варианты.

К мультивариантным процессам испускания ядром γ -фотона можно отнести и такие альтернативные исходы, один из которых приводит к выходу γ -фотона за пределы атома, а другой — к поглощению кванта энергии γ -фотона орбитальным электроном и выходу за пределы атома электрона (энергия такого испущенного электрона равна разности энергии конвертированного ядерного перехода и энергии связи орбитального электрона). Подробно явление внешней по отношению к ядру конверсии, приводящей к β -излучению, было рассмотрено ранее.

При энергиях ядерных переходов, превышающих удвоенную энергию покоя электрона: $E_0 > 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ, может происходить внутриядерная (внутренняя) конверсия с образованием из γ -фотона электронно-позитронных пар, иначе говоря — *парная конверсия*, вероятность которой растет с ростом энергии перехода. Спектры электронов и позитронов парной конверсии непрерывные, причем суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона равна $E_0 = 2m_e c^2$. Частным случаем парной конверсии является внутренняя конверсия с испусканием моноэнергетических позитронов. Она может возникнуть, когда электрон из образовавшейся пары встраивается на какую-либо оболочку того же атома, освободившуюся в результате предшествующего перехода.

В качестве наглядного примера мультивариантных преобразований по схемам «ветвящихся деревьев» можно предложить анализ схемы альтернативы распада радионуклида цезия ^{137}Cs . Так, в одном (достаточно маловеро-

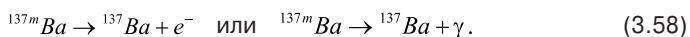
ятном) случае — по первой ветви — ядро изотопа цезия ^{137}Cs претерпевает распад с испусканием электронов ($T_{1/2} = 30,17$ лет, суммарная энергия, высвобождающаяся при распаде одного ядра, составляет $1175,63 \pm 0,17$ КэВ), в результате которого образуется стабильный изотоп бария ^{137}Ba :



В другом, гораздо более вероятном случае (примерная вероятность 94,4 %) — по второй ветви — распад ^{137}Cs происходит с промежуточным образованием ядерного изомера бария ^{137m}Ba (его период полураспада составляет 2,55 мин):



Этот возбужденный нуклид ^{137m}Ba , в свою очередь, — по первому варианту дальнейшего ветвления процесса — может перейти в основное состояние, испуская γ -фотон (энергией 661,7 КэВ), а может — по второму варианту дальнейшего ветвления процесса — испустить конверсионный электрон (с энергией, меньше 661,7 КэВ на величину энергии связи электрона в атоме):



Другим примером альтернативной вариативности распада может служить распад нуклида изотопа ^{134}Cs :



В данном случае вероятность распада ^{134}Cs по первому каналу — с испусканием электрона — очень велика (99,9997 %), а по второму каналу — путем электронного захвата — очень мала (примерно 0,0003 %).

В качестве примера множественной вариантности распада нуклидов с испусканием тяжелых частиц можно привести следующую мультивариантную совокупность схем распада нейтронно-избыточного нуклида изотопа лития ^{11}Li :

$$\text{либо} \quad {}^{11}\text{Li}_{(\beta\text{-излучение})} \rightarrow {}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + {}^1_0\text{n}, \quad (3.61)$$

$$\text{либо} \quad {}^{11}\text{Li}_{(\beta\text{-излучение})} \rightarrow {}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + 2 \cdot {}^1_0\text{n}, \quad (3.62)$$

$$\text{либо} \quad {}^{11}\text{Li}_{(\beta\text{-излучение})} \rightarrow {}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 3 \cdot {}^1_0\text{n}, \quad (3.63)$$

$$\text{либо} \quad {}^{11}\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Li} + 3 \cdot T. \quad (3.64)$$

Причем, только этими схемами мультивариативность данного распада не исчерпывается. Дело в том, что поскольку для нуклидов изотопа ${}^{11}\text{Li}$ значение пороговой энергии распада составляет 20,7 МэВ, энергетически разрешенными являются не только такие распады, исходом которых являются излучения нейтрона, динейтрона и тринейтрона (то есть от 1 до 3 нейтронов) или тритона (${}^3\text{T}$), но и α -частиц, а также более тяжелых ядерных фрагментов (кластеров). В развитие рассматриваемого иллюстративного примера проанализируем последнюю из приведенных вариативных схем распада (3.64). Заметим, что испускание β -запаздывающего тритона в данном случае требует 15,72 МэВ для реализации этого процесса, а дальнейшее ветвление процесса этого варианта случайным образом зависит от величины энергии, высвобождаемой нуклидом изотопа ${}^8\text{Li}$:

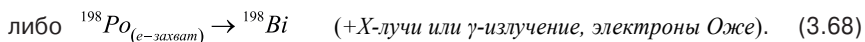
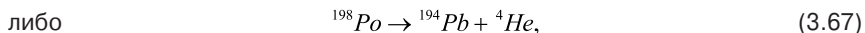
$$\text{либо} \quad {}^8\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{T} + {}^1_0\text{n}, \quad (3.65)$$

$$\text{либо} \quad {}^8\text{Li} \rightarrow {}^5\text{He} + {}^3\text{T}. \quad (3.66)$$

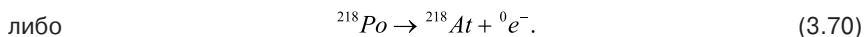
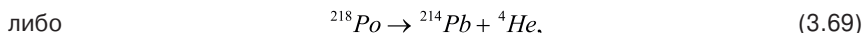
Для двух указанных выше вариантов распада пороговые значения энергии соответственно равны 4,50 и 5,39 МэВ.

В контексте этого параграфа, по-видимому, не лишним будет в заключение обратить внимание и на то, что разные радиоизотопы одного и того же химического элемента могут обладать различными ядерно-физическими свойствами и испускать различные ионизирующие излучения. В качестве примера этого положения рассмотрим изотопы полония Po. Так, известно 35 изотопов этого химического элемента (включая восемь ядерных изомеров) с массовыми числами от 192 до 218 — все они радиоактивны с периодами полураспада от $3 \cdot 10^{-7}$ секунды (для ${}^{212}\text{Po}$) до примерно 10^2 лет (для ${}^{209}\text{Po}$), причем семь из них (с массовыми числами от 210 до 218) встре-

чаются в природе в малых количествах как члены радиоактивных рядов тория, урана-радия и урана-актиния (см. Приложение 3). Все остальные изотопы полония могут быть получены искусственным путем. Легкие изотопы полония — безальтернативные α -излучатели, при их распаде испускаются α -частицы, с энергией от 6 до 7 МэВ. Начиная с ^{198}Po к распаду нуклидов, сопровождающемуся α -излучением добавляется электронный захват. Например, изотоп ^{198}Po на 57 % (57 нуклидов из 100) распадается с испусканием α -частиц, а на 43 % (43 нуклида из 100) — путем электронного захвата:



Начиная с нуклида ^{199}Po , распад сопровождается γ -излучением, энергия которого вариативно может составлять от 0,17 до 2,6 МэВ, причем данный нуклид способен испускать γ -фотоны разной энергии одновременно. Два тяжелых изотопа полония ^{215}Po и ^{218}Po в небольшой степени обладают также β -радиоактивностью. Причем, более 99 % процессов распада ядер самого тяжелого из изотопов ^{218}Po идут по пути распада с испусканием α -частиц и только 0,018 % — по пути распада с испусканием электронов:



В таблице 3.4 в качестве примеров, демонстрирующих множественность возможных процессов распадов ядер, представлены характеристики некоторых распространенных изотопов полония, рассматриваемых как альтернативные излучатели.

Как пример вариативности распада нуклидов сверхтяжелых химических элементов с альтернативными модами излучений можно привести изотоп хассия ^{264}Hs , 108-го элемента Периодической системы: первый канал распада среднестатистического нуклида связан с его превращением в нуклид изотопа сиборгия ^{260}Sg и испусканием α -частицы, а второй — связан со спонтанным делением:

Таблица 3.4. | Примеры множественности излучений
распространенных радиоизотопов полония (Po)

Атомная масса	Период полураспада	Моды излучений (вероятность процесса)
190	2,53 мс	α (99,9 %) или e -захват (0,1 %)
191	22 мс	α (100 %)
192	33,2 мс	α (99,5 %) или e -захват (0,5 %)
194	0,392 с	α (100 %)
195	4,64 с	α (75 %) или e -захват (25 %)
196	5,8 с	α (98 %) или e -захват (2 %)
197	1,4 мин.	α (44 %) или e -захват (56 %)
198	1,87 мин.	α (57 %) или e -захват (43 %)
199	4,58 мин.	α (7,5 %) или e -захват (92,5 %)
200	10,9 мин.	α (11,1 %) или e -захват (88,9 %)
201	15,3 мин.	α (1,6 %) или e -захват (98,4 %)
202	44,7 мин.	α (0,92 %) или e -захват (99,08 %)
203	36,7 мин.	α (0,11 %) или e -захват (99,89 %)
204	3,53 часов	α (0,66 %) или e -захват (99,34 %)
205	1,66 часов	α (0,04 %) или e -захват (99,96 %)
206	8,8 дней	α (5,45 %) или e -захват (94,55 %)
207	5,80 часов	α (0,02 %) или e -захват (99,98 %)
209	102 года	α (99,52 %) или e -захват (0,48 %)
210	138,376 дней	α (100 %)
211	0,516 с	α (100 %)
212	0,299 мкс	α (100 %)
213	3,65 мкс	α (100 %)
214	164,3 мкс	α (100 %)
215	1,781 мс	α (99,99977 %) или β^- (0,00023 %)
216	0,145 с	α (100 %)
217	1,47 с	α (>95 %) или β^- (<5 %)
218	3,10 м	α (99,98 %) или β^- (0,02 %)

либо
$${}^{264}\text{Hs} \rightarrow {}^{260}\text{Sg} + {}^4\text{He}, \quad (3.71)$$

либо
$${}^{264}\text{Hs} \rightarrow X_1 + X_2 + (1\dots 3) \cdot {}^1_0\text{n}. \quad (3.72)$$

Другим примером подобного толка является распад изотопов дубния ${}^{263}\text{Db}$, 105-го элемента Периодической системы (до 1997г. известного как нильсборий Ns — до тех пор, пока нильсборием не стали называть 107-й элемент). По первому из ниже представленных каналов среднестатистический нуклид ${}^{263}\text{Db}$ превращается в изотоп лоуренсия ${}^{259}\text{Lr}$, 103-го элемента Периодической системы (актиноида) с испусканием α -частицы, по второму каналу — в изотоп резерфордия, 104-го элемента Периодической системы (до 1997 г. известного как курчатовий) с испусканием β -частиц (а именно,

Таблица 3.5. | Примеры множественности излучений
малораспространенных радиоизотопов дубния (Db)

A	$T_{1/2}$	Моды излучений (вероятность процесса)
255	1,6(+0,6;-0,4) с	α (80 %) или спонтанное деление (20 %)
256	1,6(+0,5;-0,3) с	α (64 %) или β (36 %) или спонтанное деление (0,02 %)
257	1,50(+0,19;-0,15) с	α (100 %)
258	4,0 \pm 1,0 с	α (67 %) или β (33 %)
259	0,51 \pm 0,16 с	α (100 %)
260	1,52 \pm 0,13 с	α (100 %)
261	1,8 \pm 0,4 с	α (100 %)
262	35 \pm 5 с	α (67 %) или спонтанное деление (33 %)
263	27(+10;-7) с	α (41 %) или β (3 %) или спонтанное деление (55 %)
268	32(+11;-7) часа	спонтанное деление(100 %)

позитронов), по третьему каналу — претерпевает спонтанное деление.

Каналы описанных процессов можно представить формулами:

либо
$$^{263}\text{Db} \rightarrow ^{259}\text{Lr} + ^4\text{He}, \quad (3.73)$$

либо
$$^{263}\text{Db} \rightarrow ^{263}\text{Rf} + ^0e^+, \quad (3.74)$$

либо
$$^{263}\text{Db} \rightarrow X_1 + X_2 + (1...3) \cdot ^1n. \quad (3.75)$$

В таблице 3.5 представлены ядерно-физические и вероятностные характеристики некоторых малораспространенных изотопов дубния *Db*.

Эти примеры демонстрируют альтернативные возможности возникновения излучений и соответствующие значения вероятности процессов для изотопов сверхтяжелых химических элементов.

В заключение параграфа и главы нужно заметить следующее. Понимая многообразие мира элементарных частиц и факт внутренней нестабильности ядер многих изотопов, можно ожидать, что в обозримом будущем, не исключено, будут обнаружены и другие, не известные ранее самопроизвольные превращения ядер, ибо действительно — атомное ядро, похоже, «неисчерпаемо».

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 3

1. Что такое ядерные превращения, почему они могут сопровождаться излучениями?
2. Какие два рода ядерных превращений можно выделить?
3. Какие источники ионизирующих излучений относятся к ядерным источникам?
4. Под действием какого рода факторов происходят ядерные превращения в виде ядерного распада?
5. Почему ядерный распад можно назвать самопроизвольным физическим процессом?
6. Почему ядерный распад относится к марковским случайным процессам?
7. Может ли деление ядер быть спонтанным физическим процессом?
8. Под действием какого рода факторов происходят ядерные превращения в виде ядерных реакций?
9. Что такое ядерные реакции, чем они отличаются от ядерных распадов, какие три типа ядерных реакций известны?
10. Поясните понятия — естественные и искусственные ядерные реакции.
11. Что такое цепные ядерные реакции?
12. Могут ли быть управляемыми ядерные реакции в отличие от ядерного распада?
13. Что является продуктами ядерных реакций?
14. Какими излучениями сопровождаются ядерные реакции?
15. Что такое радиационное поле ?
16. Какими могут быть пространственные характеристики радиационных полей?
17. Что такое изотропные и анизотропные радиационные поля?
18. Что означают термины — коллимированные и неколлимированные излучения?
19. Какой источник ионизирующего излучения является техногенным?
20. Какой источник ионизирующего излучения является природным?
21. Какой источник ионизирующего излучения считается образцовым?

22. Какой источник ионизирующего излучения считается контрольным?
23. Какие источники ионизирующих излучений относятся к промышленным?
24. Что такое постоянная радиоактивного распада данного источника и что она характеризует?
25. Запишите в виде математической формулы закон радиоактивного распада, используя величину постоянной распада.
26. Как называется величина, обратная постоянной распада?
27. Что такое среднее время жизни нуклидов?
28. Можно ли вывести величину среднего времени жизни нуклидов из закона радиоактивного распада?
29. Как связана постоянная распада с периодом полураспада изотопа?
30. Запишите в виде математической формулы закон радиоактивного распада, используя величину периода полураспада.
31. Дайте определение физической величине «активность» распада, в каких единицах эта величина измеряется?
32. Покажите соотношение единиц «беккерель», «кюри» и «резерфорд».
33. Что такое объемная активность источника, каковы единицы размерности этой величины?
34. Что такое поверхностная активность источника, каковы единицы размерности этой величины?
35. Что такое линейная активность источника, каковы единицы размерности этой величины?
36. Перечислите известные типы распадов, какими излучениями они сопровождаются?
37. Поясните физический генезис α -частиц.
38. Поясните физический генезис β -частиц.
39. Сформулируйте правило сдвига Рассела-Фаянса-Содди для распадов с испусканием α - и β -частиц.
40. Почему корпускулярные излучения могут сопровождаться испусканием γ -фотонов?
41. Что такое электронный захват?
42. Дайте физическое пояснение понятий «электронное антинейтрино» и «позитронное нейтрино».

43. Каким спином обладают пары лептонных дуплетов при β -радиоактивности?
44. Какое корпускулярное излучение свойственно радионуклидам с избытком нейтронов?
45. Какое корпускулярное излучение свойственно радионуклидам с избытком протонов (дефицита нейтронов)?
46. Приведите примеры изотопных источников нейтронов и протонов, испускаемых в результате ядерных распадов.
47. Расскажите о кластерной радиоактивности и спонтанном делении ядер.
48. Приведите примеры мультивариантных исходов распада нуклидов с испусканием легких частиц.
49. Приведите примеры мультивариантных исходов распада нуклидов с испусканием тяжелых частиц (ядерных фрагментов).
50. Приведите примеры мультивариантных исходов распада нуклидов с испусканием фотонного излучения.

ГЛАВА 4

ФИЗИКА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ
ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ ЯДЕР
БЕЗ ДЕЛЕНИЯ НУКЛИДОВ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Вопросы, изложенные в данной главе, важны для понимания материала многих последующих глав книги. Напомним, что ядерные превращения принято подразделять на *спонтанные* и *вынужденные*. Спонтанные превращения ядер и возникновение в связи с этими процессами ионизирующих излучений — были рассмотрены в предыдущей главе, рассмотрение вынужденных превращений ядер — начинается в этой главе и будет продолжено в следующих главах. Вынужденные превращения ядер — суть *ядерные реакции*, то есть реакции ядер на внешние по отношению к ним воздействия.

Причиной ядерной реакции может стать воздействие на атомное ядро элементарной частицы или другого ядра (это может быть естественным процессом или искусственным). Продуктами ядерной реакции могут быть: одно ядро (или больше одного) и одна частица (или больше одной). Ядерные реакции, как и спонтанные превращения, могут давать равновесные и неравновесные продукты — в смысле несоразмерности или соразмерности между собой значений массы продуктов ядерного превращения.

Во многих случаях продуктами ядерной реакции является одно ядро и одна частица, то есть относительно крупный и относительно мелкий ядерные фрагменты — эти реакции являются «неравновесными» — именно они относятся к предмету данной главы. Варианты протекания таких *неравновесных ядерных реакций* весьма многочисленны. Первая ядерная реакция, наблюдавшаяся в лабораторных условиях (Э.Резерфорд, 1919 г.) — в результате воздействия α -частицы на ядро изотопа азота ^{14}N с образованием ядра изотопа кислорода ^{17}O и свободного протона — характерный пример таких реакций.

Вынужденные превращения иного типа (равновесные реакции, реакции деления атомных ядер), в результате которых из одного ядра рождается два квазиравномассовых нуклида, совсем немного затронуты в самом конце этой главы, но главным образом рассматриваются отдельно — в следующей главе.

§ 4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ И ВЫНУЖДЕННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ БЕЗ ДЕЛЕНИЯ НУКЛИДОВ

Материал данного параграфа служит основанием для понимания вопросов, изложенных не только в данной главе, но и вопросов, освещенных в других главах книги — в частности, он важен для глубокого понимания того, что изложено в главах 9 и 10.

Понимая, что вынужденные ядерные превращения это процесс образования новых атомных ядер или частиц, причиной которого является взаимодействие исходных ядер или частиц, — распространим понятие «новые ядра» не только на ядра с новым количественным и качественным составом нуклидов, но и на ядра, находящиеся в новых энергетических состояниях при прежнем составе нуклидов (на ядерные изомеры). Также не забудем и то, что γ -фотоны также рассматриваются в качестве частиц. Сразу же еще раз подчеркнем, что рассматриваемые здесь процессы не являются самопроизвольными, требуют определенных внешних условий, которые вынуждают (инициируют) ядерные превращения и относятся к феноменам, порождающим *вынужденные* (инициированные, индуцированные) *ионизирующие излучения*.

По современным воззрениям, вынужденные превращения ядер (ядерные реакции) делятся на две большие группы. Одну группу ядерных реакций образуют *прямые* (одностадийные) реакции, другую группу ядерных реакций образуют *непрямые* (двухстадийные) реакции.

Протекание прямых ядерных реакций укладывается в промежуток времени, называемый *характерным ядерным временем*, или просто — *ядерным временем*. В ходе прямых реакций налетающая на нуклид частица успевает в течение ядерного времени пересечь ядро (такой механизм проявляется, главным образом, при очень больших энергиях частиц, бомбардирующих ядра). Протекание прямых реакций связывают с глубоким проникновением попавшей в ядро частицы и ее взаимодействием с одним из нуклонов ядра. Определенный промежуток времени требуется в ряде случаев и для того, чтобы — при взаимодействии ядер — нуклиды успели слиться, проникая друг в друга. Однако заметим, что в реакциях слияния ядер такого глубокого проникновения обычно не требуется.

Непрямые (двухстадийные) реакции протекают с предварительным образованием (на первой стадии) промежуточного *компаунд-ядра* (иначе говоря, *составного ядра*), которое находится в возбужденном состоянии в течение некоторого времени (большого по сравнению с характерным ядерным временем), а затем уже реагирует. В таких реакциях высвобождение из нуклида одного или нескольких нуклонов, образующих малый фрагмент (малые фрагменты) или фотона (фотонов) происходит только после процесса формирования компаунд-ядра (на второй стадии). После выделения из ядра фрагмента (субъядерной частицы) или высвобождения фотона формируются уже невозбужденное (или менее возбужденное) ядро.

Наглядное представление об атомном ядре как о своеобразной сферической капле, частицы которой тесно связаны между собой, введенное Г.А.Гамовым (1928 г.), стало выдающейся ключевой идеей, которая была развернута в теорию Яковом Ильичем Френкелем (1936 г.), указавшим на возможность устойчивой каплевой формы ядра не только сферической конфигурации, но и эллипсоидальной (хотя поначалу Я.И.Френкель при моделировании ядра проводил аналогию с твердым, а не жидким телом). Более подробные и детализированные аналогии при рассмотрении каплевой модели ядра несколькими месяцами позже, после ознакомления с теорией Я.И.Френкеля, были изложены и количественно развиты при помощи соответствующего математического аппарата под руководством Нильса Хендрика Дэвида Бора, после чего эти разработки получили общепринятое название — теория каплевой модели ядра. Поскольку ядра, образующиеся в ходе реакции, в общем случае имеют различное число протонов и нейтронов, — согласно теории каплевой модели ядра — сильное и электромагнитное взаимодействия внутри ядра (неизотропно накладываясь) могут приводить к центрально-несимметричным, но вполне устойчивым формам нуклидов. Поэтому некоторые ядра имеют удлинненную, несколько неравновесную форму, могут оказаться нестабильными, — и поэтому-то из них и высвобождается частица (частицы). Обратим внимание на то, что в те годы, когда создавалась теория каплевой модели атомного ядра, были известны только ядерные реакции, не связанные с делением ядер.

В развитие теории каплевой модели ядра, для более тонкого объяснения внутриядерных процессов, была разработана также «оболочечная» теория ядра (еще в 30-х годах XX века: в первом варианте — А.А. Бартлеттом, а в конце 40-х, как «ремейк» — М.Гёпперт-Майер и Й.Йенсенем). Эта модель,

пришедшая на смену капельной модели Гамова-Френкеля-Бора, ставила поведение протонов и нейтронов в ядре в более жесткие рамки, накладывая ограничения на их переходы по радиальному направлению внутри ядра. Но уже в 1952 г. датские физики Бенджамин Моттельсон и Оге Бор (сын Нильса Бора) разработали так называемую «коллективную» модель ядра, в которую вошли и прежние разработки, и новая идея, высказанная в 1950 г. Джеймсом Рейнуотером. Согласно новой идее и коллективной модели, в ядре (как того требует оболочечная модель), постепенно заполняются оболочки, из которых оно состоит — при переходе к каждому следующему химическому элементу Периодической системы. На поверхности ядра эта строгая упорядоченность, однако, нарушается — расстояния между нуклонами увеличиваются, и создаются условия для колебательной внутриядерной неустойчивости. Именно в приповерхностной области ядра, согласно предложенной теоретической модернизации, возникают деформации и своего рода волны (с которыми, предположительно, связаны и спонтанные превращения ядер, включая радиоактивность продуктов ядерных реакций). Дальнейшему приближению коллективной модели ядра к реальности способствовало сотрудничество О.Борна и Б. Моттельсона с Дэвидом Пайнсом — результатом этого сотрудничества стало построение модели «сверхтекучего ядра» (1958 г.). Эта новая, более адекватная интерпретация физики внутриядерных процессов позволила О.Борну, Б.Моттельсону и Дж.Рейнуотеру (1975 г.) получить Нобелевскую премию по физике.

Общий физический анализ внутриядерных процессов, конечно, базируется не только на рассмотрении теоретических моделей, он основан и на фактических данных о структуре ядра, полученных путем бомбардировки нуклидов субатомными частицами, ускоренными до очень высоких энергий. Такой подход позволяет сформировать представление о реальном распределении протонов и нейтронов внутри ядра, исходя из информации о различных по глубине структурах нуклида. Такую информацию дает рентгеновское излучение, возникающее в глубинах атома в результате попадания и проникновения внутрь нуклида мюона — его масса в 207 раз больше массы электрона (что позволяет феноменологически воспринимать эту довольно неустойчивую элементарную частицу с отрицательным электрическим зарядом как подобие чрезвычайно тяжелого электрона). Значительная масса мюона делает его взаимодействие с ядром достаточно эффективным. Таким образом, при помощи мюонных излучений было, например, установле-

но, что ядра имеют «стратосферу» — область вблизи поверхности, в которой расстояния между нуклонами в 20 раз больше, чем в центре.

С ядрами могут взаимодействовать другие ядра или элементарные частицы. Важно отметить, что особым случаем взаимодействия частиц и ядер являются процессы, в которых после столкновения реагентов (ядер и частиц) сохраняются исходные ядра и частицы — и не рождаются нуклиды с измененным числом протонов и (или) нейтронов. Поскольку понятие ядерной реакции предполагает превращения ядер (образования новых ядер), то эти процессы некорректно называть ядерными реакциями. В этом случае взаимодействие свободных частиц и ядер проявляется как процесс упругого рассеяния, который сопровождается только перераспределением кинетической энергии и импульса частицы — с одной стороны, а также ядра-мишени — с другой. При столкновении частиц с ядрами преимущественно наблюдается именно такой процесс в поле ядерных сил. Из всех частиц, которые могут взаимодействовать с ядрами, наиболее благоприятные возможности у нейтронов — в силу отсутствия у них электрического заряда (мешающего сближению с ядром) и вследствие присущей им относительно большой массы (о взаимодействии нейтронов со структурными единицами вещества — см. также § 9.3). При неупругом рассеянии, в отличие от упругого, часть энергии нейтрона — если с ядром взаимодействует нейтрон — затрачивается на возбуждение ядра. Как правило, упругое рассеяние частиц характерно для легких ядер, а неупругое — для массивных нуклидов.

В ходе взаимодействий, естественно, выполняются все законы сохранения классической физики (законы сохранения массы, энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда и барионного числа) — и эти законы, разумеется, накладывают ограничения на возможность осуществления того или иного взаимодействия. Даже энергетически выгодный по теоретическим представлениям физический процесс останется нереализованным, если он должен сопровождаться нарушением хотя бы одного из законов сохранения. В то же время, все ядерные взаимодействия подчиняются законам квантовой механики. Поэтому можно рассматривать лишь вероятностные характеристики наступления тех или иных событий микромира. Вероятность взаимодействия частицы с ядром принято характеризовать *эффективным микроскопическим сечением σ* .

Величину σ можно интерпретировать как площадь поперечного сечения сферы вокруг ядра, при попадании в которую бомбардирующей частицы со

100 % вероятностью возникает ядерное взаимодействие. Различают полные и парциальные эффективные микроскопические сечения. Полное сечение, обозначаемое σ_t (или σ_{tot}) является мерой вероятности ядерного взаимодействия безотносительно к тому, что произойдет после столкновения бомбардирующей частицы с ядром — рассеяние или ядерная реакция.

Поскольку существует несколько возможных исходов взаимодействия частицы с ядром — упругое рассеяние, неупругое рассеяние, различные варианты захвата (являющиеся ядерными реакциями) — вероятность каждого исхода взаимодействия определяется своим сечением. Так как различные исходы взаимодействия являются несовместными событиями, то полное сечение σ_t является суммой парциальных сечений по отдельным видам взаимодействия.

Различные сечения, характерные для известных веществ в широких диапазонах энергий частиц по площади сравнимы с величиной 10^{-28} м², которая в данном случае принята за единицу размерности: эту единицу площади называют *барн* (от англ. *barn*, сокращенное обозначение — «б» или «b»).

Происхождение названия этой единицы весьма занятно. У американцев существует легенда, согласно которой в иносказательном смысле, не понятном посторонним, атомное ядро физики уподобляли большому амбару (от англ. *barn* — амбар, конюшня, овчарня и т.п.), а маленьких овец — частицам. Отдельная овца могла быть загнана в амбар, пробежать мимо, сначала забежать — а потом выбежать и т.д. Эти процессы ассоциировались с взаимодействием частицы с ядром. Позже применение этого термина закрепилось — сначала в устной форме, а затем и в литературной, и это слово приобрело новый научно-технический смысл.

В зарубежной литературе, посвященной физике атомного ядра и элементарных частиц, кроме того используются, хотя много реже, производные единицы: микробарн ($1 \mu b = 10^{-34}$ м², специальное наименование — «outhouse», в буквальном переводе — «надворная постройка») и йоктобарн ($1 yb = 10^{-52}$ м², специальное наименование — «shed», в буквальном переводе — «сарайчик»). При таких малых значениях сечения ядра «загнать овечку в сарайчик» весьма непросто. Заметим, что значения эффективных сечений ядерных реакций не совпадают с максимальными по площади фактическими геометрическими сечениями ядер.

Микроскопическое сечение, умноженное на концентрацию ядер в некотором объеме пространства (имеющее размерность обратной длины),

называется *макроскопическим сечением*. Макроскопическое сечение, по определению, характеризует также среднюю длину свободного пробега частицы до взаимодействия с ядром.

§ 4.2. | ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ БЕЗ ДЕЛЕНИЯ НУКЛИДОВ

Из всех возможных взаимодействий ядер и частиц особый практический интерес представляют ядерные реакции. Значения большинства микроскопических сечений ядерных реакций обычно лежат в диапазоне порядков от 10^{-30} м² до 10^{-26} м² (то есть в области долей единиц, единиц, десятков и сотен барн).

По результатам того или иного взаимодействия, в котором участвует нуклид, ему может быть передана или отнята от него энергия. Реакции с выделением энергии называют *экзоэнергетическими ядерными реакциями*, реакции с поглощением энергии — *эндоэнергетическими ядерными реакциями*. Если переданная энергия будет равна работе по разделению ядра на составляющие его нуклоны, то эта энергия будет определяться как *энергия связи ядра*. Энергия связи равна, таким образом, разности между энергией совокупности частиц (нуклонов) в свободном состоянии — когда частицы разделены и бесконечно удалены друг от друга — и энергией связанной системы тех же частиц (в составе нуклида). Отношение энергии связи ядра к его массовому числу называется *удельной энергией связи ядра* — эта величина точнее характеризует устойчивость ядер по сравнению с абсолютным значением энергии связи: чем больше удельная энергия связи, тем ядро устойчивей по отношению к внешним воздействиям и труднее нарушить его целостность. Удельная энергия связи зависит от массового числа — с увеличением A возрастает, достигая максимума при $A \approx 60$, а затем медленно уменьшается. Зависимость удельной энергии связи $\delta E_{св}$ множества известных ядер представлена графически на рис. 4.1.

Например, ядра железа, кобальта, никеля обладают наибольшей $\delta E_{св}$ — и поэтому наиболее устойчивы, а, например, ядра водорода, лития, урана имеют меньшую $\delta E_{св}$ — эти ядра менее устойчивы.

Понимание зависимости $\delta E_{св}$ от массовых чисел нуклидов при изложении дальнейшего материала поможет наглядно воспринимать причины

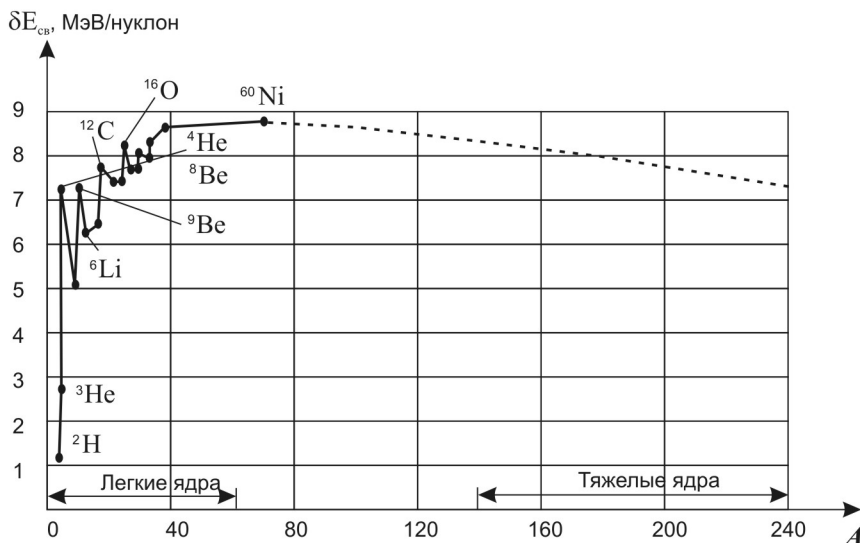


Рис. 4.1. Зависимость удельной энергии связи ядер изотопов от их массовых чисел (для легких нуклидов)

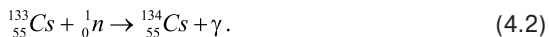
энергетической выгодности протекания определенных ядерных реакций. Энергетическая выгодность любой ядерной реакции определяется разностью значений энергии связи дочернего и материнского нуклидов. Если в ходе ядерных реакций происходит образование ядер с большей удельной энергией связи, чем она была — ядерные реакции будут экзоэнергетическими, они имеют большое научное и прикладное значение: при искусственном получении новых сверхтяжелых нуклидов, а также в военном деле и в атомной энергетике (к этим реакциям мы еще обратимся отдельно — в § 4.3, а также в главах 5 и 6).

Теперь, для тех, кто в этом нуждается, напомним способы записи ядерных реакций и приведем ряд общих пояснительно-иллюстративных примеров. Ядерные реакции, исходя из нашего уровня их понимания, могут отражаться записями в виде специальных формул, в которых используются обозначения атомных ядер и элементарных частиц. Первый способ условной (формульной) записи ядерных реакций аналогичен записи формул уравнений химических реакций: слева записывается сумма исходных реагентов,

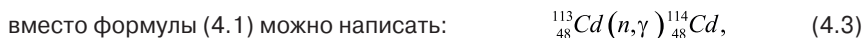
справа — сумма продуктов реакции, а левая и правая части уравнения соединяются стрелкой, указывающей направление протекания ядерной реакции согласно причинно-следственной связи. Так, например, реакция радиационного захвата нейтрона (приводящая к γ -излучению — как к результату захвата) ядром изотопа кадмия ^{113}Cd может быть записана в виде:



а, скажем, реакция взаимодействия ядра изотопа цезия ^{133}Cs с нейтроном при таком же способе записи имеет вид:



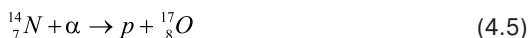
Из этих формульных примеров ясно, что число протонов и нейтронов в левой части уравнения равно числу протонов и нейтронов в правой части уравнения (барионное число, или барионный заряд, сохраняется). Это же относится к электрическим зарядам, лептонным числам и другим величинам, сохранения которых требуют соответствующие физические законы. Второй способ записи, более компактный, имеет вид $^{A1}X(a, bcd\dots)^{A2}Y$, где ^{A1}X — обозначение (согласно Периодической системе) исходного (материнского) ядра с массовым числом $A1$; ^{A2}Y — аналогичное обозначение результирующего (дочернего ядра) с массовым числом $A2$; вместо литеры «a» — пишется обозначение вступающей в реакцию частицы (или, в частном случае — ядра), вместо литер «b», «c», «d», ... — пишутся обозначения основных испускаемых в результате реакции частиц (или, реже — ядер). При этом в скобках записываются обозначения более легких реагентов и продуктов реакции (обозначения частиц), а вне скобок — обозначения более тяжелых продуктов (обозначения ядер). Часто эту запись сокращают до вида $^{A1}X(a, b)^{A2}Y$, имея в виду указание в скобках обозначений только пары частиц: налетающей на ядро частицы и испускаемой в результате частицы. Так, вышеприведенные реакции захвата ядром нейтрона могут быть записаны также в другом, более кратком, виде —



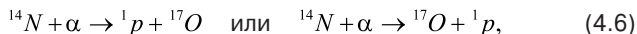
Заметим, что написание нижних индексов в формулах (4.1)-(4.4) можно считать каллиграфически избыточной операцией, а в содержательном смысле — тавтологией, не несущей никаких дополнительных сведений: ведь наличие или отсутствие в записи этих индексов нисколько не добавляет и ничуть не сокращает информацию об участвующих в реакциях ядрах, ибо порядковый номер в Периодической системе (или зарядовое число, или число протонов в ядре) нуклида однозначно определяется его буквенным обозначением. В дальнейшем, исключительно в зависимости от требуемой степени выразительности, будем равноправно пользоваться различными по степени краткости формами записи ядерных реакций.

Ядерным реакциям часто дают и названия в соответствии с их краткими формами записи — так, например, формулы (4.3) и (4.4) идентифицируют названием: (n,γ)-реакции (фонетический вариант «эн-гамма реакции»). Также отметим, что в правых частях развернутых форм записи, как (4.1) или (4.2), слагаемые в принципе можно менять местами, но принято, что на первом месте указывают обычно более тяжелый продукт реакции.

В качестве примера, уже с учетом вышеизложенных пояснений, теперь приведем запись первой осуществленной в лабораторных условиях и описанной в науке ядерной реакции, которую наблюдал Резерфорд (1919 г.), когда сотрудники его лаборатории, облучая ядра атомов азота α -частицами, получали ядра атомов кислорода и протоны. Эту (α,p)-реакцию можно записать в виде полномерной формулы:



либо в упрощенном виде:



либо в сокращенном варианте:



либо — в совсем краткой записи:



Смыслом проведения ядерных реакций в одних случаях может быть получение нужного изотопа (превращение одного химического элемента в другой), в других случаях — получение требуемого излучения, а в третьих случаях — высвобождение энергии. Возможны и комбинированные случаи.

Примером реакции, проводимой для *получения нужного изотопа*, является (p,n) -реакция:



в ходе которой образуется изотоп полония ^{209}Po (практически интересный тем, что является самым долгоживущим из всех изотопов полония, см. гл. 3, табл. 3.4). Обратим внимание: в данном случае в правой части (4.9) первым слагаемым записано « ^{209}Po », учитывая именно смысловую нагрузку ядерной реакции. Другим примером реакции, проводимой для получения нужного изотопа, может служить (α,n) -реакция:

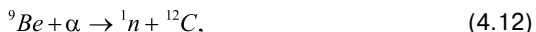


используемая для получения изотопа фосфора ^{30}P (который практически интересен тем, что с периодом полураспада около 2,5 минут испытывает спонтанное превращение в изотоп кремния ^{30}Si с испусканием позитрона). Вообще примечательно то, что с помощью подобных реакций типа (α,n) можно получать различные искусственные радиоактивные ядра — впервые это заметили Ирен и Фредерик Жолио-Кюри (1934 г.), такими экспериментами интенсивно занимался Э.Ферми и многие другие исследователи в стремлении получить неизвестные ранее изотопы.

Еще одним примером реакции, проводимой для получения нужного изотопа, является (n,γ) -реакция, ходе которой образуется изотоп висмута ^{210}Bi (практически интересный тем, что, имея период полураспада примерно 5 дней и распадаясь с испусканием электронов, превращается в α -излучатель ^{210}Po , который может в сплавах с бериллием применяться для изготовления очень мощных компактных источников нейтронов):



Примером реакции, проводимой для *получения требуемого излучения*, является (α,n) -реакция:



в ходе которой превращение изотопа бериллия ${}^9\text{Be}$ в изотоп углерода ${}^{12}\text{C}$, сопровождается испусканием нейтронов. Такие реакции могут использоваться как преобразователи излучений (в данном случае α -излучатель преобразуется в n -излучатель, причем — в такой излучатель, который практически не создает γ -излучения). Источники нейтронов подобного типа имеют сплошной энергетический спектр в диапазоне приблизительно 1...10 МэВ из-за ионизационного торможения первоначально моноэнергетических α -частиц. Для получения моноэнергетических нейтронов могут использоваться эндоэнергетические ядерные реакции, например:



или



Нетрудно показать, что реакции типа (p, n) всегда энергетически невыгодны и идут с потерей энергии — по грубым оценкам, не меньше, чем на величину 0,8 МэВ. Действительно, энергия реакции определяется выражением:

$$Q = [m_x + M_X - m_y - M_Y] \cdot c^2 = [(M_X - M_Y) + (m_x - m_y)] \cdot c^2, \quad (4.15)$$

где индекс « x » относится к реагентам, а « y » — к продуктам реакции (масса ядра — M , масса частицы — m). Исходя из пояснений, данных еще в главе 1, разность значений массы нейтрона и протона дает численное значение разности энергий (примерно):

$$[m_x - m_y] \cdot c^2 = [m_p - m_n] \cdot c^2 = -1,3 \text{ МэВ}. \quad (4.16)$$

С учетом этого численного значения, а также условия:

$$[M_X - M_Y] \cdot c^2 \leq 0,511 \text{ МэВ}, \quad (4.17)$$

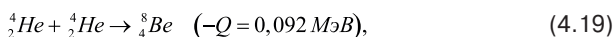
невыполнение которого обусловило бы спонтанное превращение ядра X в

ядро Y с испусканием β -частиц, после подстановки (4.17) и (4.16) в (4.15), получим огрубленную оценку энергетического ограничения:

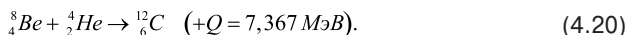
$$Q \leq -0,8 \text{ МэВ}. \quad (4.18)$$

Это означает, что реакция (4.14) требует минимальных затрат энергии — по сравнению с другими эндонергетическими ядерными реакциями — и поэтому выгоднее, чем реакция (4.13).

Эндонергетические и экзонергетические ядерные реакции могут протекать, образуя связанный процесс. Примером может служить так называемый тройной α -процесс: реакция синтеза нестабильного ядра бериллия ${}^8\text{Be}$ (период полураспада которого 10^{-16} с):



и последующее образование возбужденного ядра углерода ${}^{12}\text{C}$:



Этот комплексный процесс, протекающий в естественных условиях в недрах звезд, представлен иллюстративно на рис. 4.2.

Заметим, что основными видами реакций, идущих под действием α -частиц,

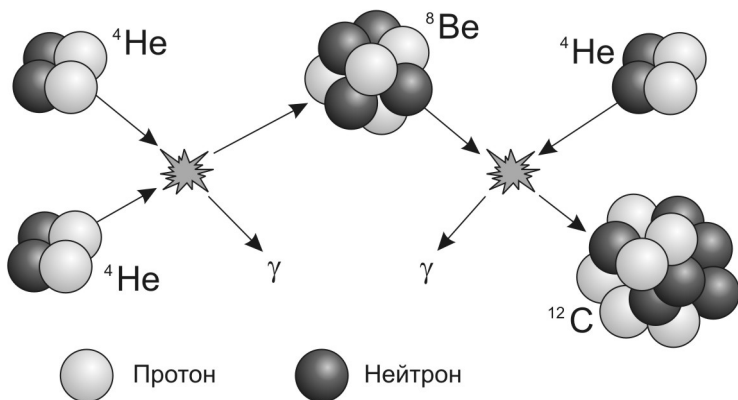
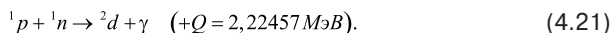


Рис. 4.2. Иллюстрация совокупности ядерных реакций (тройной α -процесс)

являются реакции типа (α, p) и (α, n) . При этом (α, p) -реакции — как, например, (4.5) — дают обычно стабильные нуклиды, а (α, n) -реакции — как, например, (4.10) — могут приводить к образованию радиоактивных изотопов.

При облучении ядер протонами или нейтронами могут идти реакции типа (p, α) , (p, n) , (p, γ) , (n, α) , (n, γ) и другие. В качестве примеров можно перечислить характерные для нуклидов «средних массовых чисел» вынужденные превращения различных изотопов германия, инициируемые искусственным путем: $^{70}\text{Ge}(p, \alpha)^{67}\text{Ga}$, $^{70}\text{Ge}(p, \gamma)^{71}\text{As}$, $^{72}\text{Ge}(p, n)^{72}\text{As}$, $^{73}\text{Ge}(p, \gamma)^{74}\text{As}$, $^{74}\text{Ge}(p, n)^{74}\text{As}$, $^{76}\text{Ge}(p, n)^{76}\text{As}$, в этот ряд также можно добавить и многие другие реакции, причем не обязательно искусственные. К числу этого типа реакций относятся и естественные ядерные реакции в природных водородсодержащих средах, в которых при захвате тепловых нейтронов свободными протонами образуются дейтроны и возникает γ -излучение:



Обратим внимание на то, что поскольку в результате (p, n) -реакции ядро-продукт приобретает добавочный протон, оно вслед за этим, как правило, испытывает электронный захват или распад с испусканием позитрона. Однако дейтрон стабилен и не имеет возбужденных состояний, хотя и является очень слабосвязанным образованием: подчеркнем — его энергия связи примерно равна, как показывает (4.21), лишь 2,22 МэВ. Поэтому применение такого типа реакций может быть использовано для получения источников позитронного излучения.

Рядом особенностей обладают ядерные реакции, протекающие под действием дейтронов. Дейтрон может взаимодействовать с ядрами не только с образованием составного ядра, но и путем прямого взаимодействия. Это обусловлено тем, что, как видно из изложенного, энергия связи дейтрона, по огрубленным оценкам составляющая $\varepsilon_d \approx 2,2$ МэВ, дает величину удельной энергии связи нуклонов в дейтроне — лишь немногим более 1 МэВ/нуклон, что много меньше осредненной энергии связи среднестатистического нуклона в большинстве ядер (8 МэВ/нуклон). Кроме того, среднее расстояние между протоном и нейтроном в дейтроне относительно велико и составляет примерно $4 \cdot 10^{-15}$ м (сравните: среднее расстояние между нуклонами в большинстве ядер не превышает $2 \cdot 10^{-15}$ м).

Если дейтрон образует с ядром-мишенью составное ядро, то его энер-

гия возбуждения оказывается примерно равной 14 МэВ из-за большого различия в величинах удельной энергии связи для дейтрона и для большинства ядер. Действительно, разность масс, определяющая энергию связи дейтрона в составном ядре равна:

$$\Delta m_d = m_d + M(A-2, Z-1) - M(A, Z). \quad (4.22)$$

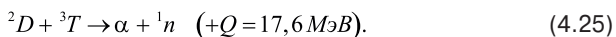
Учитывая известное соотношение Δm_d и энергии связи дейтрона ε_d , получим:

$$\varepsilon_d = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z-1) - \Delta W({}_1^2H). \quad (4.23)$$

Поскольку для большинства ядер $\Delta W(A, Z) \approx 8 \cdot A$ МэВ, получаем:

$$\varepsilon_d \approx 8 \cdot A - 8 \cdot (A-2) - 2,2 \approx 14 \text{ МэВ}. \quad (4.24)$$

Таким образом, энергия возбуждения составного ядра, образующегося при захвате дейтрона будет значительно превышать не только среднее значение связи нуклона в ядре, но и энергию связи α -частицы. Поэтому все реакции (d, p) , (d, n) , (d, α) , если они идут через составное ядро, являются экзотергическими и протекают с относительно большими вероятностями. Наибольшим выходом при относительно небольшой энергии дейтрона обладает ядерная реакция слияния дейтрона и ядра трития с образованием ядра гелия и нейтрона ${}^3T(d, n){}^4He$, которую для большей ясности представим в развернутой записи:



Заметим, что написание верхних индексов в обозначениях реагентов в данном случае, как уже было разъяснено, избыточно и необязательно, но вполне допустимо (здесь это сделано в дидактических целях). Эта же реакция может быть приведена и в иной форме записи — предоставляем читателю возможность сделать это в учебных целях самостоятельно.

Столь большая, как в (4.25), величина выхода энергии объясняется большой удельной энергией связи образующегося ядра атома гелия — изотопа 4He , то есть α -частицы. Эта реакция уникальна тем, что имеет наименьшую величину кулоновского барьера, препятствующего сближению положительно заряженных реагентов и один из наибольших энергетических

выходов из числа известных ядерных реакций. Эта ядерная реакция относится к реакциям слияния (синтеза) ядер, она дает наглядное представление об использовании ядерных реакций без деления нуклидов в целях *получения энергии*. Процессы синтеза ядер и процессы фотоядерных реакций, а также свойственные этим реакциям (формируемые ими) радиационные поля, будут рассмотрены отдельно (в § 4.3 и § 4.4).

В заключение этого параграфа рассмотрим некоторые общие аспекты для названных выше (и других) реакций, относящиеся к вопросам классификации. Ядерные реакции синтеза легких ядер и фотоядерные реакции (ядерный фотоэффект) могут быть искусственными и естественными. Искусственные реакции могут быть вызваны в лабораторном эксперименте, хотя это не просто — ведь они требуют определенных условий, которые необходимо создать. Такие ядерные реакции наблюдаются также в качестве природного явления — они протекают естественным образом, например, в звездной материи и являются источником космических излучений.

Ядерные реакции обычно классифицируются также по следующим признакам: по *роду частиц и энергиям частиц*, вызывающих реакции; по *массовым числам ядер*, являющихся реагентами. В качестве частиц, вызывающих ядерные реакции, могут выступать фотоны, лептоны, дейтроны, тритоны и адроны во всем их разнообразии.

Энергетический спектр частиц, вступающих в реакции, весьма широк. Различают ядерные реакции, происходящие при малых, средних и высоких энергиях частиц. Реакции синтеза ядер и фотоядерные реакции, происходящие при малых энергиях частиц — весьма редкое (если вообще возможное) явление. Реакции, происходящие при средних значениях энергии частиц (до нескольких МэВ), как правило инициируются тяжелыми заряженными частицами (протонами, дейтронами, α -частицами, многозарядными ионами тяжелых химических элементов) и γ -фотонами. Реакции, происходящие при высоких значениях энергии частиц, облучающих ядра (более нескольких МэВ), приводят к фрагментации (разложению) ядер на составляющие их нуклоны (нуклонные кластеры) и к рождению многих субъядерных частиц (лептонов, мезонов, гиперонов и др.): более легких и более тяжелых по сравнению с обычными барионами (нуклонами). Облучение ядер высокоэнергетическими частицами обычно используются в методах исследования физики условно-элементарных и истинно элементарных частиц.

В зависимости от массовых чисел взаимодействующих нуклидов, реак-

ции ядерного синтеза могут проходить: на легких ядрах (массовые числа которых меньше 40...50) и на средних ядрах (массовые числа которых больше 40...50). Возможно, в перспективе, для синтеза сверхтяжелых ядер (в случае физической возможности их образования), будут использованы и тяжелые нуклиды. В настоящее время этот подход реализуется для получения «ядер-супертяжеловесов» путем бомбардировки массивных нуклидов тяжелыми ионами (наиболее продуктивным принято считать использование в качестве бомбардирующих частиц нуклидов ^{48}Ca).

В заключение параграфа еще раз подчеркнем, что реакции синтеза могут быть энергетически выгодными (к таким относятся реакции на легких ядрах) или энергетически затратными (протекающие на ядрах, не относящихся к легким). Отметим: фотоядерные реакции могут проходить на легких ядрах (массовые числа которых меньше 40...50), на средних ядрах (массовые числа которых больше 40...50) и на тяжелых ядрах (массовые числа которых больше 100).

Ядерные реакции без деления нуклидов, как понятно из изложенного, весьма разнообразны, сопровождаются самыми различными ионизирующими излучениями и интересны не только с теоретической, но и с практической точки зрения.

§ 4.3. | РЕАКЦИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА И ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Реакция синтеза атомного ядра (или реакция ядерного синтеза) — это процесс взаимодействия и слияния легких нуклидов в единое ядро. Как ясно из материала предыдущего параграфа, для легких ядер — вплоть до ядер с массовым числом около 60 — общая масса продуктов реакции синтеза будет меньше массы исходных реагентов, ведь удельная энергия связи нуклонов растет с увеличением A (см. рис. 4.1). Поэтому, теоретически, синтез любого ядра с $A < 60$ путем слияния легких ядер должен сопровождаться выделением энергии. Именно поэтому утилитарный интерес человечества лежит, прежде всего, в области реакций синтеза, протекающих на легких ядрах.

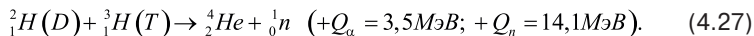
При относительно небольших температурах среды кинетическая энергия ядер легких атомов слишком мала для того, чтобы, преодолев

электростатическое отталкивание, они могли сблизиться и вступить в ядерную реакцию. Но отталкивание нуклидов можно преодолеть, сталкивая ядра, обладающие достаточно высокой относительной скоростью. Увеличения скорости сближения ядер можно добиться разными путями (повышением температуры, увеличением давления, использованием ускоряющих электрических полей и др.). Исторически первыми провели реакцию ядерного синтеза Дж.Кокрофт и Э.Уолтон — они в своих экспериментах, проводившихся на оборудовании Кавендишской лаборатории в Кембридже (Великобритания, 1932 г.), облучали литиевую мишень ускоренными в электрическом поле ядрами протия ${}^1_1\text{H}$ (протонами) и наблюдали их взаимодействие с ядрами изотопа лития ${}^7\text{Li}$:



С тех пор изучено большое число подобных реакций.

Одним из распространенных способов обеспечения достаточной скорости нуклидов, которые должны вступить в реакцию синтеза с образованием более тяжелого ядра, чем они сами, является повышение температуры до весьма значительных порядков ($10^7 \dots 10^9$ К), при которых кинетическая энергия исходных ядер становится достаточной для их сближения против кулоновских сил отталкивания — на этом основании такой ядерный синтез получил название *термоядерного синтеза*. При такой высокой температуре вещество находится в полностью ионизированном состоянии (нуклиды — отдельно, электроны — отдельно), называемом *плазмой*. Подобное агрегатное состояние вещества можно рассматривать как условие активации слияния ядер. Примером реакции термоядерного синтеза может служить уже приводимая выше — правда, в не совсем полной форме записи — реакция (4.25) Эта экзотермическая (экзотермическая) реакция с участием в качестве исходных реагентов легких ядер изотопов водорода — дейтерия ${}^2\text{H}$ (или D) и трития ${}^3\text{H}$ (или T), иначе говоря: дейтрона d и тритона t — сопровождающаяся высвобождением суммарной энергии 17,6 МэВ, может быть описана и более подробно:



Другим примером реакции синтеза является слияние двух ядер дейтерия D , которое может происходить по двум альтернативным каналам протекания

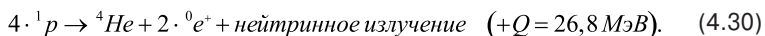
реакции примерно с одинаковой вероятностью. В реакции первого канала образуются ядро трития T (тритон t), и ядро протия (протон p), что сопровождается высвобождением энергии 4 МэВ:



В реакции второго канала образуется гелион — ядро изотопа гелия 3He (или Γ) и нейтрон 1n , что сопровождается высвобождением энергии 3,25 МэВ:



Нетрудно понять, что в расчете на один нуклон в реакциях синтеза ядер высвобождение энергии может превышать высвобождение энергии, которое происходит в результате реакции деления ядер. Так в реакции (4.27) энерговыделение, приходящееся на 1 нуклон (из 5 нуклонов) составляет (17,6:5) МэВ, что равно 3,52 МэВ (скажем для сравнения, что в реакциях деления энергия на один нуклон составляет около 1 МэВ). При синтезе ядра гелия из четырех протонов с образованием двух позитронов (и двух нейтрино) выделяется еще большая энергия — равная 6,7 МэВ в расчете на один нуклон (суммарная энергия, приходящаяся на четыре нуклона, равна 26,8 МэВ):



Заметим, что сечение ядерной реакции синтеза типа « $D+T$ » (или, кратко, DT) значительно выше, чем сечение ядерной реакции синтеза типа « $D+D$ » (или, кратко, DD). Скорость протекания DT -реакции тоже существенно превосходит скорость протекания DD -реакции, поэтому для первой из двух названных реакций значительно легче достичь условий, когда выделившаяся энергия превзойдет энергетические затраты на организацию процессов слияния ядер.

Хотя различных ядерных реакций синтеза, приводящих к выделению значительной энергии, довольно много, для практических целей использования ядерной энергии интерес представляют в основном реакции, которые приведены в табл. 4.1. Понятно, что все реакции, приведенные в таблице, экзотермичны — благодаря кинетической энергии продуктов реакций с диссипацией последней в тепловые эффекты. Соответствующее повышение

Таблица 4.1. | Технологически перспективные
ядерные реакции ядерного синтеза

№	Реакция слияния ядер	Энерговыведение (МэВ)
1	${}^2D + {}^3T = {}^4He + {}^1n$	17,6
2	${}^2D + {}^2D = {}^3He + {}^1n$	3,27
3	${}^2D + {}^2D = {}^3T + {}^1p$	4,03
4	${}^2D + {}^3He = {}^4He + {}^1p$	18,4
5	${}^{11}B + {}^1p = 3 \cdot {}^4He$	8,7
6	${}^6Li + {}^1n = {}^4He + {}^3T$	4,8

термодинамической температуры определяется уравнением связи температуры и энергии:

$$E = \frac{3}{2} kT, \quad (4.31)$$

где k — постоянная Больцмана ($1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Важно отметить, что все ядерные реакции синтеза сопровождаются теми или иными ионизирующими излучениями (протонное, нейтронное, фотонное и др.).

С точки зрения радиохимических технологий, некоторые реакции играют особую роль — они могут использоваться для производства трития, которого не существовало в природе (напомним, что тритий является β -радиоактивным изотопом, который с периодом полураспада примерно 12,3 лет превращается в изотоп 3He , излучая низкоэнергетичный электрон). Примеры микроскопических сечений σ реакций из числа приведенных в табл. 4.1 (как функциональные зависимости от энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс) показаны на рис. 4.3.

Из-за наличия кулоновского отталкивания между ядрами, сечения реакций при низкой энергии частиц ничтожно малы, и поэтому при обычной температуре находящиеся в смеси ядра изотопов водорода и других легких атомов, практически не реагируют. Для того, чтобы любая из этих реакций характеризовалась заметным сечением, сталкивающимся нуклидам нужно иметь большую кинетическую энергию. Например, максимальное сечение для реакции взаимодействия ядер дейтерия и трития достигается при энер-

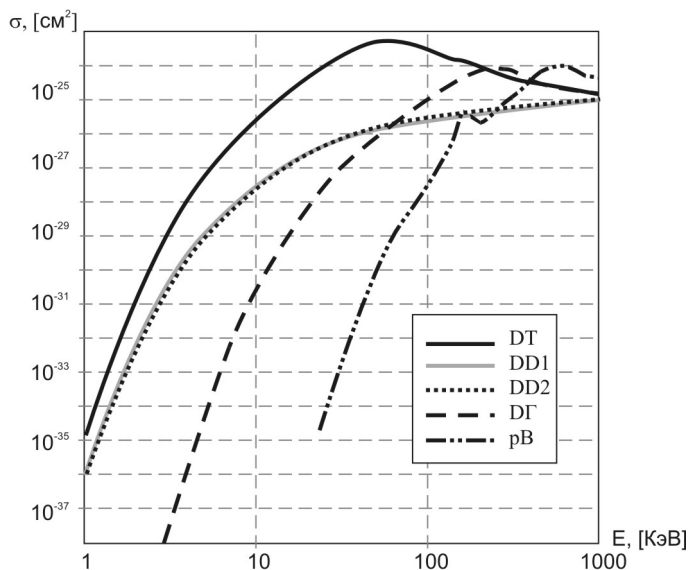


Рис. 4.3. Сечения некоторых термоядерных реакций как функции энергии частиц в системе центра масс: DT — взаимодействие дейтронов и тритонов, $DD1$ и $DD2$ — взаимодействие дейтронов, $D\Gamma$ — взаимодействие дейтронов и гелионов, pB — взаимодействие протонов и ядер бора (боронов).

гии частиц около 80 КэВ, а для того, чтобы дейтерий-тритиевая (дейтронно-тритонная) смесь смогла иметь большую скорость реакций, ее температура должна быть порядка ста миллионов кельвинов ($T = 10^7 \dots 10^9$ К).

Для увеличения сечения σ ядерной реакции, можно подогреть бомбардируемые ядра-мишени (трития) — тогда быстрые ионы (дейтерия) будут тормозиться в меньшей степени и σ будет расти. Однако, положительный выход энергии достигается только при очень высокой температуре мишени (при энергии ядер мишени порядка нескольких КэВ). При такой температуре инжекция быстрых ионов в зону реакции уже не будет значимой, ибо в смеси существует достаточное количество тепловых ионов (высокоподвижных при высоких температурах), которые сами вступают в реакции (в смеси будут устойчиво происходить термоядерные реакции синтеза).

Поскольку при высокой температуре, характерной для реагирующей

смеси, вещество (плазма) состоит из свободных электронов и положительно заряженных ионов, заряженные частицы активно взаимодействуют друг с другом за счет коллективных электромагнитных полей. Самосогласованные с движением частиц электромагнитные поля определяют динамику плазмы и поддерживают ее квазинейтральность. Значения плотности зарядов ионов и плотности зарядов электронов в плазме с очень большой точностью можно считать равными между собой: $n_e = Z n_z$, где Z — заряд иона (для всех изотопов водорода $Z = 1$). Ионная и электронная компоненты плазмы обмениваются энергией за счет кулоновских столкновений и при параметрах плазмы, типичных для термоядерных реакций, их температуры примерно равны.

Кроме высокой температуры смеси, для положительного энергетического выхода реакций синтеза нужно, чтобы горячая смесь просуществовала достаточно долго и процессы слияния ядер успели произойти. Важно учесть и то, что в любой термоядерной системе с конечными размерами существуют — дополнительные по отношению к тормозному излучению (см. гл.9, § 9.1 и § 9.2) — каналы потери энергии (утечки энергии из плазмы) — например, за счет теплопроводности, линейчатого (по спектру) излучения примесей и др., мощность которых не должна превышать мощности термоядерного энерговыделения.

Термоядерные реакции, протекающие естественно, происходят в Солнце (и в других звездах), являясь источником энергии, который обеспечивает их ионизирующее и неионизирующее излучения. В таких физических системах с большим гравитационным сжатием создаются соответствующие температурные условия. Так, для центральной части Солнца характерна температура порядка десяти миллионов кельвинов. Спектральный анализ солнечного излучения позволил установить, что в плазме светила имеется до 80 % ядер водорода и около 20% ядер гелия. Углерод, азот и кислород составляют не более 1 % массы Солнца, равно как и других звезд Вселенной. При огромной массе Солнца (примерно $2 \cdot 10^{27}$ кг) количество этих исходных реагентов, вступающих в ядерные реакции, по Земным меркам чрезвычайно велико. Ежесекундно в таком гигантском термоядерном реакторе как Солнце высвобождается энергия $3,8 \cdot 10^{26}$ Дж, что соответствует уменьшению его массы (за одну секунду!) на 4,3 млн. тонн. Согласно теории, разработанной под руководством Вальтера Боте (1938 г.), одним из путей протекания солнечных термоядерных реакций — сопровождающихся выделением значительной энергии — является «углеродно-азотный цикл», в котором соеди-

нение ядер водорода в ядро гелия облегчается в присутствии ядер изотопа углерода ^{12}C . Ниже дадим краткие пояснения этого интересного — и экологически важного не только в планетарном, но и в космическом масштабе — физического процесса.

В начале термоядерного цикла быстрый протон проникает в ядро изотопа ^{12}C и образует неустойчивое радиоактивное ядро изотопа азота ^{13}N с высвобождением кванта энергии путем испускания γ -фотона:



С периодом полураспада 14 минут в ядрах радиоизотопа ^{13}N происходит превращение протона в нейтрон с испусканием лептонного дуплета «позитрон-нейтрино» и образованием ядра изотопа углерода ^{13}C :



Приблизительно через каждые 2,7 млн. лет среднестатистическое ядро изотопа углерода ^{13}C , захватив протон, образует ядро стабильного изотопа азота ^{14}N с высвобождением кванта энергии путем испускания γ -фотона:



Спустя, в среднем, 32 млн. лет ядро изотопа азота ^{14}N захватывает протон и превращается в ядро изотопа кислорода ^{15}O с высвобождением кванта энергии путем испускания γ -фотона:



Радионуклид ^{15}O с периодом полураспада 2 минуты испускает позитрон и нейтрино и превращается в ядро изотопа азота ^{15}N :



Приблизительно через 100 тыс. лет после этого цикл завершается реакцией поглощения ядром изотопа ^{15}N протона с расщеплением материнского ядра на ядро изотопа углерода ^{12}C и ядро изотопа гелия ^4He (то есть с образованием α -частицы):



Следующий цикл начинается вновь с поглощения через 13 млн. лет ядром изотопа ^{12}C протона согласно (4.32). Отдельные реакции (фазы) описанного цикла отдалены во времени промежутками, которые являются по человеческим масштабам времени непомерно большими, однако цикл является замкнутым и осуществляется непрерывно — поэтому разные реакции цикла происходят одновременно, начавшись в разные моменты времени.

В результате одного цикла (4.32) – (4.37) четыре протона сливаются в ядро гелия с появлением двух позитронов (и нейтрино) и излучением γ -фотонов, как предусматривает реакция 4.30). К этому добавляется излучение, возникающее при слиянии позитронов с электронами плазмы.

Осуществление искусственных термоядерных реакций в земных условиях могло бы создать огромные возможности для выработки энергии. Например, при использовании в реакции термоядерного синтеза дейтерия, содержащегося в литре обыкновенной природной воды (природная вода содержит ${}^2\text{D}$ всего около 0,017 % по массе!) выделится столько же энергии, сколько выделяется при сгорании 350 л бензина.

Условия, близкие к тем, которые реализуются в недрах Солнца, были осуществлены в так называемой «водородной» бомбе (названной так, поскольку для реакции ядерного синтеза в этом случае используются изотопы водорода — дейтерия и трития), в таком своеобразном неуправляемом термоядерном реакторе достижение требуемых высоких температур осуществляется путем предварительного вспомогательного высокотемпературного взрыва (технические подробности см. в гл.6, § 6.3). Ионизация пространства, где протекают неуправляемые процессы, свойственные взрыву водородной бомбы, достигает больших масштабов — и этим опасна.

Анализ реакций, происходящих в высокотемпературной плазме, является теоретической основой технологий не обязательно военного назначения, но и фундаментальной базой для осуществления искусственных управляемых термоядерных реакций. Основной трудностью технического проведения такого управляемого процесса является обеспечение условий, необходимых для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Для подобной реакции необходимо, чтобы скорость высвобождения энергии в устройстве, где происходит реакция, была бы не меньше, чем скорость отвода энергии от системы. При температурах порядка 10^8 К тер-

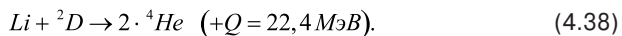
моядерные реакции обладают заметной интенсивностью и большой удельной мощностью (3 кВт/м³), а потери энергии в высокотемпературной плазме связаны, главным образом, с уходом тепла через стенки термоядерного реактора. Поэтому среда, где протекает реакция термоядерного синтеза, должна быть теплоизолирована от внутренних стенок устройства. С этой целью применяется магнитная термоизоляция плазмы (так называемые магнитные ловушки — сильные электромагнитные поля, удерживающие плазму в нужных пространственных пределах). Если, например, через столб плазмы в направлении его оси пропустить большой электрический ток, то в магнитном поле этого тока возникают силы, которые сжимают плазму в «плазменный шнур», оторванный от стенок. Удержание плазменного шнура в отрыве от стенок и борьба с различными неустойчивостями плазмы являются сложными физико-техническими задачами.

Известны разработки, предусматривающие использование лазерных способов разогрева плазмы и осуществление ядерной реакции синтеза путем организации в смеси ядер дейтерия и трития микровзрывов. Продолжаются также исследования, связанные с попытками осуществления «холодного» ядерного синтеза на основе сближения нуклидов легких ядер (до расстояния $3 \cdot 10^{-15}$ м), не путем повышения температуры, а путем, например, локального (например, электрического) столкновения ядер на нано-уровне. Понимая, что ядра дейтерия смогут преодолеть потенциальный барьер кулоновского отталкивания только если при соударении их средняя кинетическая энергия будет равна не менее 0,1 МэВ, можно искать различные технические способы достижения цели при детрон-дейтронных и дейтрон-тритонных взаимодействиях.

Заостряя вопрос о *радиоактивности продуктов реакций ядерного синтеза*, надо отметить следующее. В отличие от ядерных реакций деления (которые еще будут подробно рассмотрены в главе 5), реакции синтеза не приводят к образованию большого количества долгоживущих радиоизотопов, что дает принципиальную возможность создания энергетических реакторов, более приемлемых с точки зрения радиоэкологии. И все же, в физическом реакторе, использующем дейтерий-тритиевые ядерные реакции, существуют несколько принципиальных источников мощных излучений. Во-первых, реакции ядерного синтеза — мощный источник нейтронного, нейтринного, рентгеновского и γ -излучений. Во-вторых, это источник высвобождения трития 3T — который испытывает спонтанное ядерное превращение в изо-

топ ^3He , сопровождаемое β -излучением. Тритий хотя и не создает проблем с точки зрения долговременного хранения, однако может представлять радиационную опасность в случае больших утечек из технологической зоны реакции. Неудобной физической особенностью трития как β -излучателя является к тому же его мобильность: он быстро распространяется в атмосфере с потоками воздуха или, попав в воду, с потоками воды. В-третьих, источником радиоактивности при термоядерных реакциях является активация нейтронами конструкционных материалов «первой» стенки (стенки технологической зоны протекания реакции) и *бланкета реактора* — окружающей плазму оболочки, которая предназначена для утилизации энергии возникающих в ходе реакции нейтронов. Заметим, что в результате облучения первой стенки нейтронами, в ней могут образовываться и накапливаться сравнительно долгоживущие радиоактивные продукты реакций активации.

Обсуждая перспективные физические возможности по производству энергии на основе ядерных реакций синтеза (эта перспектива давно занимает умы физиков-ядерщиков и энергетиков-атомщиков!), обратим особое внимание на то, что, объединяя реакцию « $^2\text{D}+^3\text{T}$ » с последней реакцией из числа реакций, приведенных в таблице 4.1, теоретически, можно реализовать процесс с энергетическим выходом 22,4 МэВ (2,8 МэВ на один нуклон):



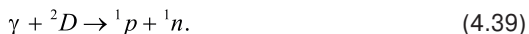
При соответствующем физическом процессе должны расходоваться дейтерий и литий, а в результате — с высвобождением большого количества энергии — будет образовываться гелий. Экологическое преимущество такого подхода заключается в том, что ядерное топливо (то есть реагенты — ^2D и ^6Li), как и конечный продукт реакций (^4He), не радиоактивны (радиоактивными будут только промежуточные продукты).

Таким образом, совершенно понятно, что управляемые термоядерные реакции физически возможны на основе вариативного подхода и в принципе реализуемы, а основной современной научной задачей в области исследований реакций ядерного синтеза продолжает оставаться задача разработки эффективных, функционально надежных и — что не менее важно — *радиационно-безопасных технических устройств* для контролируемого осуществления этих реакций. Такие технические системы рассмотрены отдельно, в главе 6.

§ 4.4. | ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Фотоядерные реакции — это процессы поглощения атомными ядрами γ -фотонов с высвобождением ядерных фрагментов (осколков деления или отдельных нуклонов). При феноменологическом описании таких реакций, большей частью при испускании отдельных нуклонов, это явление иногда называют *ядерным фотоэффектом*.

После открытия Дж. Чедвиком нейтронов (1932 г.) как самостоятельных частиц, им и его сотрудником М. Гольдгабером были поставлены эксперименты по изучению различных способов получения нейтронов (не только путем облучения α -частицами бериллия). Подвергая действию γ -лучей дейтерий, они обнаружили, что облучаемый γ -фотонами дейтрон разделяется на отдельные нуклоны — нейтрон и протон:



По аналогии с процессом разложения химических соединений под действием света (фотолиза, или фотодиссоциации), используя химическую терминологию, Дж. Чедвик назвал наблюдавшуюся реакцию *ядерной фотодиссоциацией* (1934 г.). В числе тех, кого это явление заинтересовало раньше других, оказался Вальтер Боте — директор Института физики общества им. кайзера Вильгельма (ныне называемого обществом им. Макса Планка, Германия) — и он вместе с Вольфгангом Гентером (1937 г.) развернул соответствующие исследования в рамках биомедицинской тематики с привлечением Герхарда Шуберта (имевшего опыт наблюдения персонала парижского циклотрона). Затем исследуемое явление удостоилось внимания и Нильса Бора, и многих других исследователей. Впоследствии было изучено множество фотоядерных реакций на самых различных ядрах.

Иногда фотоядерные реакции феноменологически подобны процессам распада или связаны с ними. Так, если стабильный изотоп йода ${}^{127}\text{I}$ облучать γ -фотонами, то он теряет ядерную стабильность (становится радиоактивным) и выбрасывает нейтрон, превращаясь в другой (тоже радиоактивный) изотоп — ${}^{126}\text{I}$.

Если при взаимодействии атома с γ -фотоном небольшой энергии ее хватает только на активацию эмиссии атомных электронов, то при воздей-

ствии γ -фотона большой энергии ее может быть достаточно для возбуждения нуклида, который, получив избыток энергии, способен испытать ядерное превращение (перейти в новое состояние). При энергии γ -излучения меньше порога вылета субъядерных частиц, происходит упругое (γ, γ) и неупругое (γ, γ') рассеяния фотонов. Отметим, что резонансное поглощение γ -фотона, происходящее без отдачи ядра впервые было обнаружено (1958 г.) Рудольфом Мёссбауэром (этот эффект можно считать ядерным аналогом явления резонансной флуоресценции — к тому времени хорошо изученного явления в атомной физике).

Поглощение γ -фотона ядром с эффектом реакции возможно только при выполнении определенных энергетических условий. Фотоядерная реакция (4.39), наблюдавшаяся первой — в отличие от многих других проходящая без образования составного ядра (так как ядро дейтерия не имеет возбужденных состояний) — может быть вызвана γ -фотонами не очень высокой энергии: от 4 МэВ. Однако для осуществления фотоядерных реакций с другими ядрами, необходимы фотоны, обладающие энергией не менее 8 МэВ. Фотоны с такой энергией могут возникать в некоторых ядерных реакциях или рождаться при торможении (в веществе) очень быстрых электронов. Заметим, что при радиоактивном распаде, как правило, таких энергетических квантов не образуется, поэтому γ -фотоны, сопровождающие распад ядер, как правило, не способны возбудить фотоядерные реакции (исключение составляет спонтанное деление нуклидов, причисляемое к феномену распада ядер). По этой причине фотоядерные реакции не могут вызвать появление новой (наведенной) радиоактивности в других (облучаемых) веществах.

Наиболее изучены фотоэффекты, возникающие в ходе (γ, p)-реакций и (γ, n)-реакций, но известны также реакции типа (γ, d), (γ, pn), (γ, nn) и некоторые другие.

При протекании фотоядерных реакций заметную долю составляют события, в которых наблюдается вылет нескольких электрически заряженных частиц, что особенно характерно для различных изотопов *Li* и *Be*, а также — изотопов химических элементов, расположенных в Периодической системе близко к указанным. По мере увеличения зарядового числа *Z* ядра, интенсивность всех каналов, за исключением нейтронного, ослабевает. В области же актиноидов (от актиния *Ac* до лоуренсия *Lr*) наряду с испусканием нейтронов может происходить также деление ядра, облученного γ -фотонами — такие процессы обозначают как (γ, f)-реакции.

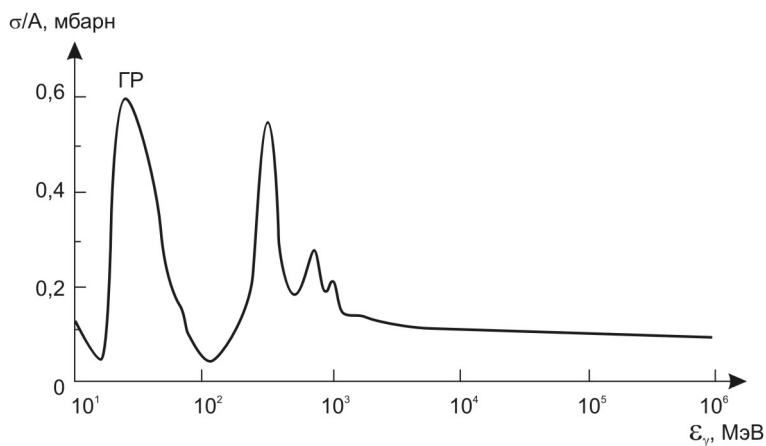


Рис. 4.4. Общий характер зависимости полного сечения поглощения γ -фотона при протекании фотоядерных реакций (диапазон энергий кванта 0 – 1 ТэВ).

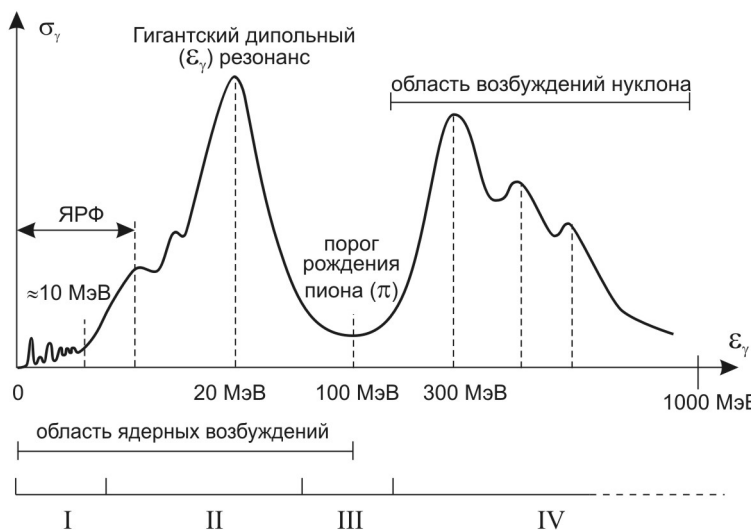


Рис. 4.5. Детальный характер зависимости полного сечения поглощения γ -фотона при протекании фотоядерных реакций (диапазон энергий кванта 0 – 1 ТэВ).

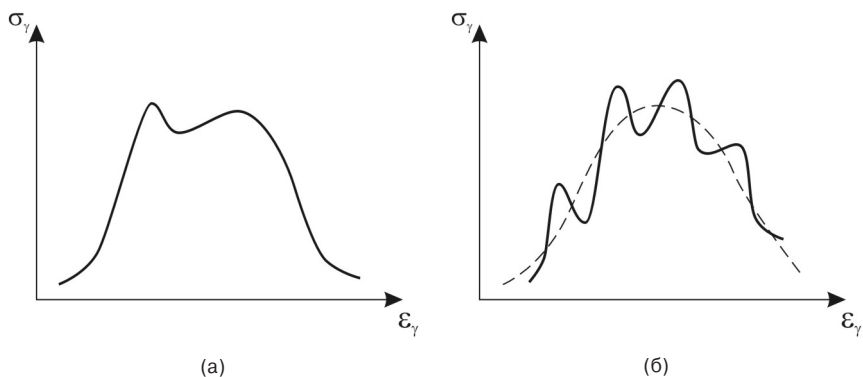


Рис. 4.6. Уточняющая детализированная конфигурация вершины ГР фотоядерных реакций: а — для деформированных ядер, б — для сферических ядер.

Что касается физики сопровождающих фотоядерные реакции протонных, нейтронных и осколочных излучений, поясним следующее. На рис. 4.4–4.6 показаны графические иллюстрации значений полного сечения поглощения простейшим нуклидом (протоном) γ -фотона в зависимости от его энергии. Характер подобной зависимости значений полного микроскопического сечения в расчете на один нуклон для более сложных ядер меняется незначительно.

Рассмотрим физические особенности фотоядерных реакций, пользуясь приведенными графическими иллюстрациями. Согласно доминированию того или иного физического механизма поглощения атомным ядром γ -фотонов, функцию $\sigma = f(\epsilon_\gamma)$ принято условно разбивать на несколько характерных областей (от I до IV — см. рис. 4.5, область V понятна из рис. 4.4).

Первая (I) характерная область соответствует величине квантов энергии, при которой фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни — и снятие этого возбуждения происходит путем излучения нуклидом одного или нескольких фотонов в соответствии с реакциями (γ, γ) и (γ, γ') . Такое рассеяние фотонов на ядрах носит название *ядерной резонансной флуоресценции* (ЯРФ).

Вторая (II) характерная область соответствует величине квантов энергии, при которой происходит поглощение γ -фотона одним из нуклонов, что приводит к дипольным (парным) колебаниям протона и нейтрона в

ядре — эту область называют *гигантским резонансом* (ГР), или «гигантским дипольным резонансом». Процесс дипольных колебаний, как правило, завершается вылетом отдельных нуклонов (с равной вероятностью — протонов или нейтронов). С меньшей вероятностью в этом случае ядра эмиттируют (от лат. *emittere* — выпускать) более тяжелые частицы: дейтроны, тритоны, гелионы, α -частицы — их можно рассматривать и как легчайшие ядра-осколки. В ядрах с малыми массовыми числами условный максимум гигантского резонанса (который в действительности описывается немонотонной кривой — см. рис. 4.6) приходится на диапазон энергий 20...25 МэВ. С ростом массового числа A условный максимум кривой сдвигается в сторону меньших энергий (для тяжелых нуклидов он расположен в окрестности 13 МэВ). Зависимость значений энергии E_m (соответствующих вершине резонанса) от массовых чисел облучаемых нуклидов приближенно описывается эмпирической формулой:

$$E_m = 34 \cdot A^{-1/6}. \quad (4.40)$$

Ширина гигантского резонанса фотоядерных реакций (на уровне 50% максимального микроскопического сечения поглощения) для многих веществ приблизительно составляет 4...8 МэВ (минимальна она у магических ядер).

Третья (III) характерная область кривой начинается после гигантского резонанса и ее экстремум (минимум) приходится на окрестность значений энергии примерно 70...100 МэВ. Однуклонный механизм поглощения γ -фотонов в этой области постепенно переходит в двухнуклонный, когда γ -фотоны начинают поглощаться преимущественно нейтрон-протонной парой — поэтому эта область получила название «квазидейтронной». Значение сечения поглощения для этой области пропорционально числу пар нуклонов (величине NZ/A). Считается, что квазидейтронный механизм поглощения γ -фотонов при этом в основном связан с процессом возбуждения мезона, которым обмениваются нуклоны. При поглощении кванта энергии квазидейтронной области ядром испускаются нуклоны в спаренном состоянии либо один быстрый нуклон. Выше 100 МэВ основной вклад в полное сечение поглощения приходится на канал протекания реакции с вылетом двух быстрых нуклонов. Эта область простирается почти до пороговых энергий рождения π -мезонов (включительно), и содержит минимум кривой (рис. 4.5),

это — энергетическая область интенсивного рождения пионов. Длина волны поглощаемого ядром фотона в этой области становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, которые формируются внутри ядра с отдачей пионного излучения. Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления связанных малонуклонных систем — главным образом квазидейтронов — и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов.

Четвертая (IV) характерная область, начинаясь за порогом образования π -мезонов, простирается до 2 ГэВ. Длина волны γ -излучения в этой области энергий соизмерима с размером нуклона, поэтому действие фотона приходится в основном на один нуклон. Основными каналами расщепления ядер в этой области энергии фотонов являются варианты процессов с вылетом нескольких нуклонов, после этого — в ядрах с $A > 200$ — происходит деление. Обычно расщепление ядер сопровождается также вылетом π -мезона (с меньшей вероятностью идут процессы образования мезонов при малой передаче энергии ядру, когда оно остается в связанном состоянии).

В пятой (V) характерной области (свыше 2 ГэВ) значение сечения поглощения фотонов от их энергии зависит незначительно, оставаясь на относительно низком уровне (к слову, такая же тенденция наблюдается при облучении атомных ядер адронами). Теоретически, делению облученного γ -фотонами тяжелого нуклида должно предшествовать, как и в других реакциях деления, образование составного ядра. Однако при возбуждении (γ, p) -реакций на ядрах с $A > 100$ экспериментально был обнаружен слишком большой выход энергии по сравнению с выходом, предсказываемым этой моделью. Кроме того, угловое распределение протонов с наибольшей энергией оказалось неизотропным. Эти факты указывают на дополнительный механизм прямых ядерных превращений, который, как выяснилось, существует только в случае (γ, p) -реакций на тяжелых и средних ядрах, а (γ, n) -реакция, как и предсказывает теория, всегда идет с образованием составного ядра. Реакциями, обратными фотоядерным, являются ядерные реакции радиационного захвата, например, (4.1) и (4.2).

Различные процессы взаимодействия с нуклидами γ -фотонов низких и средних энергий широко применяются в самых разных областях науки и техники. В частности, фотоядерные реакции могут быть использованы в тех-

нологиях преобразования электромагнитных излучений в корпускулярные, например:

$$\gamma + {}^3T \rightarrow {}^1p + 2 \cdot {}^1n, \quad (4.41)$$

$$\gamma + {}^9Be \rightarrow 2 \cdot \alpha + {}^1n, \quad (4.42)$$

$$\gamma + {}^{203}Tl \rightarrow {}^{198}Tl + 5 \cdot {}^1n, \quad (4.43)$$

$$\gamma + {}^{205}Tl \rightarrow {}^{197}Tl + 8 \cdot {}^1n, \quad (4.44)$$

$$\gamma + {}^{205}Tl \rightarrow {}^{203}Hg + ({}^1n + {}^1p). \quad (4.45)$$

При этом, поскольку выход требуемых частиц из фотоядерных реакций относительно мал, в этих случаях может использоваться *размножающая мишень* (бустер). Некоторые мишенные (размножающие) материалы и соответствующие им реакции рассмотрены, в частности, в главе 9.

В заключение параграфа скажем, что фотоядерные реакции оказались востребованы и в области самых современных фундаментальных научных исследований — при изучении свойств сильно взаимодействующей материи (*кварк-глюонной плазмы*). Такие исследования начали проводиться на встречах пучках релятивистских ядер двух крупнейших в мире установок — *коллайдера релятивистских тяжелых ионов RHIC* (англ.: Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхэвенской национальной лаборатории США и большого адронного коллайдера LHC (англ.: Large Hadron Collider) Европейской организации по ядерным исследованиям CERN (фр.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). Дело в том, что среди огромного разнообразия ядерных реакций немаловажное место занимают реакции, вызванные именно электромагнитными взаимодействиями — такие реакции активируются квантами электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, и при этом механизм передачи энергии от налетающего γ -фотона к исследуемому ядру вполне понятен. Поэтому в таких реакциях проще, чем в ядерных реакциях под действием нейтронов или заряженных частиц, отделить эффекты, порождаемые структурой ядра, от эффектов, связанных с механизмами его возбуждения.

В завершение главы — также надо отметить, что рассмотренные выше (в рамках фотоядерных реакций) эффекты деления нуклидов фотонами уже выходят за тематические пределы описания неравновесных реакций и этот

материал следует рассматривать как превентивное ознакомительное изложение начала вопросов деления ядер, что должно было подготовить читателя к переходу от данной главы — к следующей.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 4

1. Что такое ядерная реакция?
2. Что такое продукты ядерной реакции?
3. Может ли наблюдаться неравновесность по массе продуктов ядерной реакции?
4. Какие ядерные реакции относятся к неравновесным? Приведите примеры.
5. Какие процессы являются источниками ядерных излучений в неравновесных ядерных реакциях (без деления нуклидов)?
6. По каким признакам могут быть классифицированы ядерные реакции?
7. Что такое характерное ядерное время и что собой представляет компаунд-ядро?
8. В чем заключается идея, положенная в основу капельной модели атомного ядра?
9. Какие основные модели атомного ядра, кроме капельной модели, известны?
10. В чем принципиальная разница между упругим и неупругим взаимодействием ядер и субъядерных частиц?
11. Объясните смысл микроскопического сечения ядерной реакции.
12. Каковы единицы измерения эффективных сечений ядерных реакций?
13. Что такое энергия связи ядра, что такое удельная энергия связи ядра?
14. Какие реакции называются экзоэнергетическими и какие — эндоэнергетическими?
15. Чем определяется энергетическая выгодность ядерной реакции?
16. Какая ядерная реакция наблюдалась и была описана первой?
17. Приведите примеры реакций радиационного захвата.
18. Поясните формы записи ядерных реакций.
19. В чем может состоять смысл осуществления ядерных реакций?
20. Приведите примеры ядерных реакций, смысл которых состоит в получении определенных изотопов.
21. Приведите примеры ядерных реакций, смысл которых состоит в получении определенных излучений.

22. Приведите примеры ядерных реакций, смысл которых состоит в получении энергии.
23. Опишите совокупность реакций, известную как тройной α -процесс.
24. Каковы основные виды реакций, протекающих при облучении ядер α -частицами?
25. Какие из реакций — типа (α, p) и типа (α, n) — обычно приводят к образованию стабильных ядер, а какие приводят к образованию нуклидов, испускающих ионизирующие излучения?
26. Какие ядерные реакции наблюдаются при облучении нуклидов протонами и нейтронами? Приведите примеры.
27. Какие особенности имеют реакции, протекающие под действием дейтронов?
28. Почему ядерные реакции (d, p) , (d, n) , (d, α) обычно являются экзоэнергетическими?
29. Какие ядерные взаимодействия в общем случае относят к упругим, а какие — к неупругим?
30. Почему неупругие ядерные взаимодействия часто сопровождаются γ -излучением?
31. Объясните понятие дефекта массы ядра.
32. Как понятие дефекта массы связано с энергией связи ядер?
33. Какие реакции относятся к реакциям ядерного синтеза?
34. Какие реакции называются термоядерными?
35. Почему высокая температура может обеспечить процесс слияния легких ядер?
36. Почему процесс слияния легких ядер является энергетически выгодным?
37. Приведите примеры термоядерных реакций синтеза нуклидов.
38. Каковы физические условия осуществления реакций синтеза нуклидов?
39. Могут ли термоядерные реакции иметь естественное происхождение?
40. Приведите примеры естественных термоядерных реакций.
41. Могут ли термоядерные реакции быть вызваны искусственно?

42. В чем заключается радиационные эффекты, сопровождающие термо-ядерные реакции?
43. Что можно сказать о радиоактивности продуктов реакций ядерного синтеза?
44. Что такое фотоядерные реакции?
45. Опишите физическую сущность взаимодействия γ -фотонов с ядрами атомов.
46. Каковы особенности протекания фотоядерных реакций при облучении нуклидов фотонами разных энергий?
47. Каковы особенности протекания фотоядерных реакций для нуклидов различной массы?
48. Какие ионизирующие излучения порождаются в ходе фотоядерных реакций?
49. Могут ли фотоядерные реакции быть использованы в технологиях преобразования электромагнитных излучений в корпускулярные?
50. Приведите примеры практического использования фотоядерных реакций.

ГЛАВА 5

ФИЗИКА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ
ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ ЯДЕР
С ДЕЛЕНИЕМ НУКЛИДОВ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Напомним, что *ядерные реакции*, по критерию массовой несоразмерности или массовой соразмерности между собой продуктов реакции, подразделяют на *неравновесные* и *равновесные*. Случаи, когда продуктами ядерной реакции является одно ядро и частица (относительно крупный и относительно мелкий ядерные фрагменты), то есть неравновесные реакции, были рассмотрены в предыдущей главе. Реакции, в ходе которых образуются два (изредка более двух) ядра-осколка с соизмеримыми массами, то есть равновесные реакции, относятся к *реакциям деления нуклидов* и составляют предмет данной главы.

Процессы, приводящие к реакциям деления, косвенно уже были затронуты нашим вниманием в конце предыдущей главы — при рассмотрении специфической разновидности фотоядерных реакций типа (γ, f) . Теперь обратимся к рассмотрению реакций деления более обстоятельно.

К первым лабораторным реализациям таких реакций следует отнести процесс превращения ядер атомов веществ, облученных нейтронами. В этом случае результатом облучения на первой стадии может быть образование более тяжелого ядра (в результате захвата нейтрона) и рождение нового химического изотопа. Если процесс на этой стадии не остановится, возможен дальнейший выход — в качестве продуктов реакции — близких по массе ядер-осколков, то есть образование двух новых изотопов. Такой эффект облучения урана — с получением ядер атомов бария и криптона — был первой реакцией ядерного деления, неосмысленно осуществленной Э.Ферми в 1934 г. и поначалу непонятой им, но впоследствии — хорошо изученной коллективными усилиями многих исследователей.

Реакции деления тяжелых нуклидов, склонных к этим процессам, имеют большое научное и практическое значение. Особое внимание этим реакциям следует уделить по многим причинам, но в частности потому, что продукты деления ядер — обычно получаемые в большом изобилии искусственно в тех или иных технологических процессах (например, в ядерных реакторах АЭС) — характеризуются весьма значительной радиоактивностью. Необходимость защиты от ионизирующих излучений радиоактивных продуктов деления ядер, и степень этой защиты, отчасти становится понятной после тщательного изучения условий и процессов формирования излучений в ходе рассматриваемых в этой главе физических явлений.

§ 5.1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОЦЕССАХ, ПРИВОДЯЩИХ К ДЕЛЕНИЮ НУКЛИДОВ

В 30-х гг. XX в. были впервые сформулированы положения, которые впоследствии стали рассматриваться как основы современной теории деления тяжелых ядер. Согласно этим положениям, исходные частицы и ядра (реагенты), взаимодействуя, в течение примерно $10^{-23} \dots 10^{-21}$ с, вызывают образование сначала возбужденных составных ядер, а затем эти составные ядра, благодаря привнесенной извне энергии, превращаются в ядерные осколки. Взаимодействие реагентов может привести к делению далеко не всех тяжелых нуклидов и отнюдь не при любых условиях.

Поскольку ядра в общем случае имеют различное число протонов и нейтронов, сильное и электромагнитное взаимодействия (неизотропно накладываясь) могут приводить к центрально-нессимметричной, но вполне устойчивой — точнее, устойчивой «в малом» — форме нуклида. Устойчивость «в малом» — согласно математической теории устойчивости, являющейся разделом теории дифференциальных уравнений — означает, что при малых внешних воздействиях на объект (в данном случае на ядро) первичное возмущение, стремящееся вывести объект из равновесия, заканчивается возвратом объекта в исходное уравновешенное состояние, но при больших (сверхпороговых) воздействиях выведенный из равновесия объект в исходное состояние не возвращается. Сформулированное определение зиждется на теории устойчивости движения (и решении соответствующих дифференциальных уравнений), построенной в конце XIX — начале XX века выдающимся одесситом — математиком и механиком — А.М.Ляпуновым. Его теория только спустя десятилетия нашла применение в рассмотрении внутриядерных процессов тяжелых нуклидов, хотя в других областях науки и техники она сразу получила признание.

Атомные ядра, устойчивые «в малом», теоретически, имеют удлинённую форму. Попадание в такое ядро частицы может нарушить «малоустойчивое» равновесие — сначала приведя к ещё большему отклонению его формы от энергетически наиболее выгодной, шарообразной, а затем — и нарушить целостность нуклида. Конечно, способность к делению — это свойство конкретного нуклида, но значение имеет и то, какая частица будет с этим нуклидом взаимодействовать, а также то, каков характер этого взаимодействия.

Различные частицы могут по-разному взаимодействовать с теми или иными атомными ядрами. Далеко не всякое взаимодействие частиц и ядер способно повлечь хоть какое-нибудь изменение состава ядра, а тем более — его деление.

К возможным взаимодействиям частицы и ядра относятся: упругое столкновение (с сохранением суммарной кинетической энергии взаимодействующих тел), неупругое столкновение (с частичной передачей кинетической энергии тел внутренним процессам в ядре) и абсолютно неупругое столкновение (захват частицы ядром, их слияние — поглощение нуклидом попавшей в него частицы). Упругие и неупругие столкновения (рассеяние частиц на ядрах) к делению ядер привести не могут.

Упругое взаимодействие частиц с ядрами не приводит к возбуждению атомных ядер. Неупругое рассеяние частиц не приводит к изменению состава ядер, но может привести к перегруппировке нуклонов в ядре, что с энергетической точки зрения рассматривается как возбуждение нуклида. Поскольку при неупругом рассеянии энергии частицы на атомном ядре часть ее энергии затрачивается на возбуждение этого ядра, суммарная кинетическая энергия пары «частица-ядро» до взаимодействия, естественно, не равна суммарной кинетической энергии этой системы тел после взаимодействия. Поскольку ядро может находиться только в одном из своих возбужденных состояний, которые квантуются, неупругое рассеяние оказывается возможным лишь при таком значении энергии налетающей на ядро частицы, которое превышает энергию первого уровня возбуждения нуклида — примерно 0,1 МэВ (в большинстве случаев, такую энергию может привнести взаимодействующий с ядром нейтрон, — подробно речь об этом пойдет в § 9.3).

В определенных случаях элементарные частицы (из числа которых, в первую очередь, именно нейтроны представляют практический интерес) не только рассеиваются (упруго или не упруго взаимодействуя с ядрами вещества), но и могут захватываться ядрами. Поглощение нейтрона, захваченного нуклидом (из числа достаточно тяжелых ядер, перегруженных нуклонами), может привести к существенной перегруппировке протонов и нейтронов, повышению энергетического статуса нуклида и — к делению атомного ядра на осколки (ядра меньшей массы).

В качестве небольшого (полезного для вдумчивого читателя) отступления от темы, отметим следующее. Вышеизложенные представления можно

было бы использовать также и для объединения на гипотетическом уровне механизма распада и механизма деления ядер в предположении захвата нестабильными нуклидами трудно наблюдаемых изотропных излучений: чем больше нуклидов — тем больше вероятность захватов и тем больше распадов в единицу времени; уменьшение же числа нуклидов вследствие их распадов снижает вероятность захватов и, соответственно, снижается число распадов нуклидов в единицу времени — таким образом, скорость распадов определяется числом не распавшихся нуклидов, и причины математической формы закона радиоактивного распада становятся понятными (но разработка этой гипотезы объединения механизма спонтанных и вынужденных ядерных превращений не входит в тематические рамки книги).

Напомним, что деление атомного ядра бывает спонтанным — если нуклид находится в перевозбужденном состоянии, в котором внутриядерные силы не могут обеспечить целостность перегруженного нуклонами ядра (и оно разваливается на два крупных осколка), но чаще — этот процесс образования ядер-осколков протекает вынужденно, то есть как ядерная реакция — под действием энергии, привносимой в нуклид извне. Стремление объектов микромира к минимально возможной энергии — путем участия в процессах, связанных с избавлением от энергетического избытка — является проявлением одного из фундаментальных законов природы: на молекулярном уровне проявлением этого же закона является второе начало термодинамики, на биологическом уровне — деление клеток, на социальном уровне — развал империй и т.д. Между прочим, отметим, что термин «деление нуклидов» (fission) в ядерной физике позволила ввести аналогия с делением биологических клеток — аналогия с явлением, которое было исследовано исторически раньше.

§ 5.2. | КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ

Известны различные реакции деления атомных ядер. Прежде, чем изложить их классификацию, напомним, что *ядерная реакция деления* — это процесс принудительного расщепления атомного ядра на два (реже три, еще реже четыре) более легких нуклида с близкими массами (их называют осколками деления), в результате которого могут возникать и такие продукты реакции,

как α - и β -частицы, протоны, нейтроны, γ -фотоны и др., рассматриваемые как излучения.

Среди ядерных реакций деления можно выделить *искусственные и естественные*. Искусственные реакции нашли применение в сфере атомной энергетики и промышленности (включая военную промышленность), они успели стать причиной многих небезопасных ядерных событий и инцидентов, но принесли и немалую пользу. Естественные ядерные реакции деления имеют место в природе — есть убедительные доказательства протекания таких реакций в недрах Земли, по крайней мере, в прошлом.

Различают ядерные реакции деления, происходящие при малых, средних и высоких *энергиях частиц*. Реакции, происходящие при малых значениях энергии частиц (порядка эВ) в основном инициируются нейтронами. Протоны также могут вызвать деление атомных ядер. В зависимости от массовых чисел облучаемых нуклидов реакции деления могут быть *энергетически затратными* или *энергетически выгодными*. Энергетически затратные реакции, естественно, не распространены ни в природе, ни в технике.

Энергетически выгодные реакции деления могут проходить: теоретически — на ядрах атомов с массой большей, чем масса изотопа ^{108}Ag ($Z = 47$), но практически — осуществимы только на тяжелых ядрах из числа актиноидов.

Согласно теоретическим моделям атомного ядра, реакции деления (как и ядерные реакции других видов) можно классифицировать по физическому механизму протекания процесса. Один класс ядерных реакций составляют *прямые* (одностадийные) реакции, протекание которых укладывается в промежуток *ядерного времени*, в течение которого захватываемая нуклидом частица (протон или нейтрон) успевает в процессе ее поглощения ядром пройти дистанцию, соизмеримую с размерами ядра (такой механизм проявляется, главным образом, при очень больших кинетических энергиях нейтронов — протекание прямых реакций связывают с глубоким проникновением попавшей в ядро частицы и ее взаимодействием с одним из нуклонов ядра). Другую группу ядерных реакций образуют *непрямые* (двухстадийные) реакции, протекающие с предварительным образованием (на первой стадии) промежуточного *составного ядра* (*компанунд-ядра*), которое находится в возбужденном состоянии в течение некоторого времени (большого по сравнению с характерным ядерным временем), а затем делится на соизмеримые по массе осколки (на второй стадии). В основе современных представлений

о ядерных реакциях деления лежит модель физического механизма образования составного нуклида.

Ядерные реакции деления могут быть *однократными* (одноактными) и *продолжительными* (многоактными). К многоактным процессам относятся *цепные реакции*, в которых отдельные продукты одной ступени реакции (одного акта) становятся исходным материалом для следующей ступени (другого акта). В качестве таких продуктов, которые могут продолжить деление соседних — еще не разделившихся — нуклидов, могут выступать нейтроны. Многоактные реакции обычно сопровождаются выделением большого количества энергии и порождают обильные (мощные) ионизирующие излучения.

Цепные ядерные реакции могут быть *прогрессирующими* (тогда энерговыделение и излучения нарастают), *самоподдерживающимися* (тогда будет поддерживаться энерговыделение на определенном уровне) или *затухающими* (тогда энерговыделение с течением времени уменьшается). Цепные ядерные реакции деления могут быть в технологическом аспекте как *управляемыми*, так и *неуправляемыми* — в отличие от ранее рассмотренных спонтанных и вынужденных ядерных превращений (попытки осуществления пролонгированных реакций управляемого ядерного синтеза пока трудно назвать успешными). Управляемые реакции деления используются в ядерной энергетике, неуправляемые — при необходимости взрывного высвобождения энергии.

§ 5.3. | ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Невнимательное прочтение этого параграфа, важного для усвоения не только темы этой главы, заставит читателя вернуться к нему при изучении материала других глав, в частности — главы 9 (§ 9.3), поэтому авторы советуют читателю сразу заострить свое внимание на том, что изложено далее.

Строгую теорию энергетически выгодного деления тяжелых ядер предложили почти одновременно и независимо друг от друга Я.И.Френкель и Н.Бор с Дж.Уилером, вольно или невольно опираясь на идеи Г.А.Гамова и И.Ноддак, эксперименты Э.Ферми, О.Гана, Ф.Штассмана, И.Жолио-Кюри и П.Савича, а также на теоретический анализ Л.Мейтнер и О.Фриша. Остановимся подробнее на научных предпосылках создания этой теории.

История открытия деления ядер, вопреки расхожему мнению, обязана талантливой ученице Марии Складовской-Кюри — Иде Ноддак (урожденной Такке), немецкому химику. И.Ноддак-Такке, работавшая в концерне «Siemens & Halske» в Берлине, была известна тем, что в 1923 г. независимо от П. Оже (и на два года раньше него) обнаружила и объяснила эффект Оже, а в 1925 г. — совместно с мужем Вальтером Ноддак — открыла химический элемент рений). В 1934 году И.Ноддак, анализируя результаты экспериментов Э.Ферми по бомбардировке нейтронами ядер урана, выдвинула смелую гипотезу о том, что при облучении нейтронами тяжелых ядер исследуемое ядро расщепляется на несколько крупных «кусков», которые, по ее мнению, не что иное как нуклиды изотопов более легких химических элементов. Так, И. Ноддак писала: «Можно было бы допустить, что ... эти ядра преобразуются в несколько осколков, которые представляют собой изотопы известных элементов...». Эта научная интерпретация экспериментальных данных Э.Ферми была опубликована в центральном немецком журнале прикладной химии (I. Noddack, *Angewandte Chemie*, №47, 1934, s.653), и уже в следующем году появился перевод этой статьи в русскоязычном журнале (Ида Ноддак, *Успехи Химии*, №4, 1935, с.66), что, безусловно, говорит о понимании в научных кругах того времени значимости прогрессивной и оригинальной публикации.

Но великий Ферми, будучи уверенным, что в его экспериментах образуются новые трансурановые элементы, на гипотезу И.Ноддак не обратил должного внимания. Фактически первым сумев расщепить ядро атома урана, Ферми не смог (или не захотел) понять своего выдающегося открытия. Не приняли научную версию Иды Ноддак и Отто Ганн, и Лиза Мейтнер, и другие авторитетные ученые, продолжая еще несколько лет — из научного упорства (и, возможно, находясь под впечатлением идей заблуждавшегося Ферми) — получать «трансурановые» элементы (хотя выбранный Ферми путь использования облучения урана для получения элементов с атомным номером более 92 в принципе был правильным). Но вот, Ирен Жолио-Кюри, хорошо знакомая с И.Ноддак и, также как и Ферми, проводившая эксперименты по бомбардировке урана нейтронами (сначала с сотрудником Ф.Жолио-Кюри — Гансом ван Халбаном, а потом — с югославом Павлом Савичем), вдруг сенсационно объявила о появлении в уране, облученном нейтронами, вещества, которое по химическим свойствам определенно напоминало более легкий химический элемент по сравнению с ураном. Проверая данное

сообщение путем проведения собственных экспериментов, Отто Ган и Фриц Штрассман (Германия, 1938 г.) получили неожиданный для себя результат: при облучении урана нейтронами ими был обнаружен изотоп бария массой почти вдвое меньше массы урана. Обескураженные этими результатами, в своей статье, посвященной проведенным исследованием, очень осторожно (чтобы не дискредитировать маститых коллег) они написали примерно следующее: «Как химики, мы должны подтвердить, что это новое вещество является... барием... Как физики, знакомые со свойствами ядра, мы не можем, однако, решиться на такое утверждение, противоречащее предшествующему опыту в области ядерной физики».

Статья Гана и Штрассмана была опубликована 6 января 1939 г. под заглавием «О доказательстве возникновения щелочноземельных металлов при облучении урана нейтронами и их свойствах». Но еще до публикации статьи Отто Ганн, который скорее был химиком, чем физиком, прислал бывшей коллеге-физику Лизе Мейтнер, эмигрировавшей в Швецию, совещательное письмо с изложением полученных результатов (биографы Гана пишут, что много лет спустя он вспоминал, как опустив конверт в почтовый ящик, захотел, но не смог, вытащить его обратно). Тем временем, из Копенгагена в Стокгольм, на каникулы к Л.Мейтнер приехал ее племянник Отто Фриш, работавший у Н. Бора. Мейтнер показала ему письмо Гана и, совместно обсуждая проблему, О.Фриш и Л.Мейтнер пришли к пониманию описанного физического явления, о чем О.Фриш по возвращении Копенгаген немедленно рассказал Н.Бору и сразу (16 января 1939 г.) разместил в журнале "Nature" статью, в которой авторы Фриш и Мейтнер впервые употребили термин «деление» (в англоязычном варианте «*fission*» — деление, расщепление) ядер. Тем временем сам Н.Бор, отправившись в США, на знаменитую конференцию по теоретической физике в Вашингтоне, 26 января 1939 года взял на себя смелость сообщить научной общественности об открытии явления вынужденного деления урана. Не дожидаясь конца доклада Н.Бора, американские физики покинули заседание, чтобы, не теряя времени, проверить услышанное сообщение в своих лабораториях. Всего через 4 дня после выступления Н.Бора, 30 января 1939 г., газета «Нью-Йорк Таймс» опубликовала статью под заголовком «Огромная энергия, высвобожденная атомом урана», — где сообщалось об удачных экспериментах, которые повторили американские ученые. В этот же день Фредерик Жолио-Кюри представил в Парижскую

академию наук сообщение «Экспериментальное доказательство взрывного расщепления ядер урана и тория под действием нейтронов», в котором изложил свое мнение о возможности деления атомных ядер тяжелых изотопов и также указал на выделение при таких реакциях колоссальной энергии. В марте 1939 г. Ф.Жолио-Кюри, опираясь на результаты совместных (с коллегами Г. Халбан и Л. Коварски) исследований по определению среднего числа вторичных нейтронов при делении ядра урана, опубликовал статью «Высвобождение нейтронов в ядерном взрыве урана», а Ганс Халбан, Лев Коварски и Фрэнсис Перрен получили патент на коллективное изобретение — установку для получения атомной энергии. Летом того же года Н.Бор и присоединившийся к нему Джон Уиллер из Принстонского университета представили свою статью «Механизм деления ядер», в которой объяснение механизма деления ядра построили на основе капельной модели атомного ядра. С этого времени капельная модель, значение которой до 1939 г. явно недооценивалось, начала активно использоваться для интерпретации экспериментально полученных результатов, связанных с делением нуклидов. Напомним, что вскоре после этого (1940 г.) Г.Н. Флеров и К.А. Петржак, работавшие под руководством И.В.Курчатова, обнаружили, что ядра урана могут делиться не только вынужденно под воздействием их облучения нейтронами, но и спонтанно (этот физический феномен уже был нами рассмотрен).

Разъясним важные теоретические аспекты протекания реакции деления атомных ядер. Чтобы вероятность деления ядра была достаточно большой, тяжелое ядро должно извне получить энергию, превышающую значение энергетического барьера деления. Так, после захвата и присоединения (поглощения) нейтрона ядро будет обладать энергией возбуждения, которой может хватить для перехода ядра в возбужденное состояние, характеризующееся интенсивными пространственными колебаниями. Находясь в возбужденном состоянии, нуклид (подобно капле жидкости) совершает колебательные движения, связанные с отклонениями его формы от сферической (точнее, от сфероидной). Максимальная деформация увеличивается с ростом энергии возбуждения и при некотором ее значении может превысить критическое значение, что приведет к разрыву исходного ядра и образованию минимум двух новых.

При энергиях возбуждения ядра, меньших, чем *энергия активации* (точнее, активизации) деления, деформация ядра-капли не доходит до кри-

тической — ядро не делится и возвращается в основное энергетическое состояние, испустив γ -фотон.

Колебательные движения, согласно теории капельной модели ядра, совершаются под действием сил поверхностного натяжения (аналог ядерных сил) и кулоновских сил отталкивания. Поясняет этот процесс физическая аналогия с делением реальной капли жидкости, как это представлено для иллюстрации процесса — на рис. 5.1.

В процессе деления ядро (в упрощенном представлении) последовательно изменяет форму: сфероид, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сфероидных дочерних ядра. Предполагается, что физический объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Вследствие эволюции формы нуклида изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы внутриядерных сил. При малых эллипсоидальных деформациях рост внутриядерных сил препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а следовательно — и делению (колебания затухают). Однако при значительных деформациях (вследствие короткодействующего эффекта мезонного взаимодействия нуклонов) создаются условия для раз-

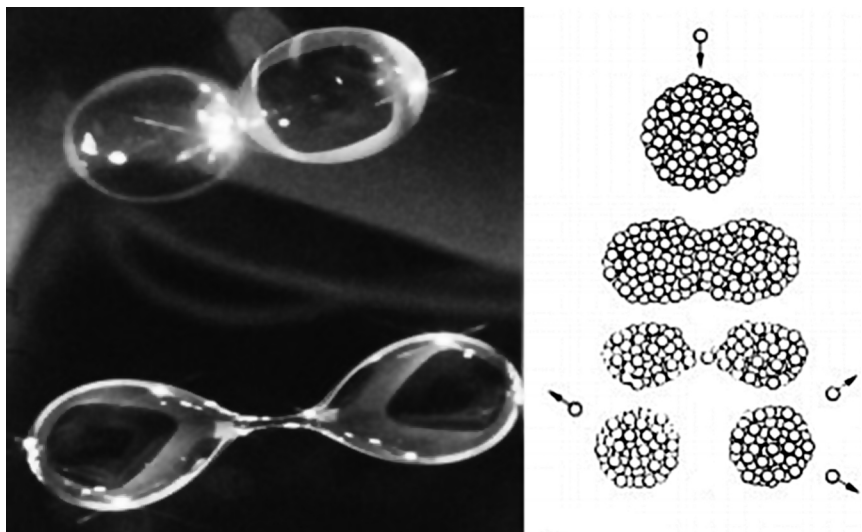


Рис. 5.1. Модельная иллюстрация деления капли жидкости и атомного ядра

вития колебаний. Таким образом, наличествует потенциальный барьер H — внутриядерная энергия, которая препятствует мгновенному делению ядер, и развитие процесса требует как определенного привнесения энергии, так и времени. Для того чтобы ядро разделилось, ему необходимо сообщить энергию Q , превышающую «высоту» барьера деления H .

Аллегорически выражаясь, процесс преодоления энергетического барьера деления подобен прыжку обезьяны с одного дерева на другое с предварительной раскачкой на гибкой ветке или лиане. Процессы, действующие в атомных ядрах, отличаются, конечно, от процессов в капле воды (и тем более от прыжков обезьяны). Но эти простые аналогии позволяют представить развитие реальных внутриядерных процессов.

Между протонами и нейтронами в ядрах действуют силы притяжения (ядерные силы), которые противостоят силам электростатического отталкивания протонов. Силы притяжения очень велики на расстояниях около 10^{-15} м и практически убывают до нуля при увеличении расстояний в 2...3 раза. Большими значениями ядерных сил объясняется очень высокая устойчивость атомных ядер и большая энергия, которую нужно затратить на «раскачку» и разделение ядра.

Если подсчитать суммарную массу отдельных частиц, составляющих ядро и сравнить ее с массой цельного ядра, то масса ядра окажется меньше:

$$M_{\text{я}} < Z \cdot m_p + N \cdot m_n. \quad (5.1)$$

Разность суммарной массы отдельно взятых свободных нуклонов и массы образованного из них ядра:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M_{\text{я}} \quad (5.2)$$

называют *дефектом массы* ядра. Дефекту массы соответствует энергия:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (5.3)$$

которую нужно затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нуклоны, — эта величина определяет *энергию связи* ядра. Чем больше энергия связи, тем прочнее система. Чтобы отделить друг от друга частицы ядра (разделить ядро на отдельные нуклоны), нужно совершить работу против ядерных сил, затратив на это энергию не меньше абсолютного значения энергии связи.

Обратный процесс возникновения цельного ядра (связанного состояния частиц) сопровождается, напротив, выделением энергии. Приведем примеры: примерное значение полной энергии связи ядра дейтерия равно 2,2 МэВ, ядра кислорода — 127,2 МэВ, ядра урана — 1780 МэВ. Но не полная энергия, а величина уже нам известная — *удельная энергия связи* ядра играет решающую роль: чем больше значение энергии, приходящееся на один нуклон, тем труднее разделить то или иное ядро.

Коротко резюмируем изложенное теоретическое пояснение на примере деления нуклида одного из изотопов урана. Когда ядро ^{235}U поглощает нейтрон, приобретенная энергия может пойти либо на возбуждение нуклонов ядра, либо на его деформацию, при которой сами нуклоны остаются невозбужденными. В результате развития процесса колебаний ядро удлиняется вплоть до состояния, в котором силы отталкивания между протонами на концах вытянутого ядра становятся больше, чем притягивающие нуклоны ядерные силы. При дальнейшей деформации ядро делится на осколки за счет кулоновских сил отталкивания, и эти осколки разлетаются со скоростью около $1/30$ скорости света (10^7 м/с) — тем самым происходит переход внутриядерной энергии в кинетическую энергию осколков ядра с ее последующей диссипацией в окружающем пространстве. Затем деформированные в момент деления осколки за счет внутренних ядерных сил приобретают шарообразную форму (удельная энергия связи в каждом из осколков оказывается больше энергии связи материнского ядра). Небольшая доля высвобождаемой энергии приходится на испускаемые в акте деления нейтроны и γ -фотоны, а также на лептонные дуплеты и на запаздывающие излучения ядерных осколков. Энергетическая выгодность ядерной реакции определяется разностью энергий связи дочерних нуклидов и материнского ядра. В рассматриваемом примере, если предположить, что ядрами-осколками нуклида урана являются, скажем, ядра бария и криптона — энергия связи нуклида криптона и энергия связи нуклида бария (в сумме) больше, чем энергия связи нуклида урана: соответствующая разность обеспечивает энергетическую выгодность процесса деления нуклида ^{235}U .

Отношение числа нейтронов к числу протонов N/Z в ядре ^{235}U равно 1,55 (во всех тяжелых ядрах N/Z примерно равно 1,5), в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение находится в диапазоне чисел 1,25...1,45. По мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается

из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое отношение N/Z , при котором они окажутся перегруженными нейтронами и могут испустить нейтроны в акте деления или через некоторое время.

Эмиссию частиц, возникающую в процессе деления ядер, называют *мгновенными излучениями*. Среди мгновенных излучений важную роль играют *мгновенные нейтроны*. Кроме того, ядра-осколки обычно неустойчивы к распаду, сопровождающемуся испусканием в основном β -частиц и γ -фотонов. Каждый осколок испытывает в среднем три стадии распада, прежде, чем приходит в стабильное состояние. Особо подчеркнем, что продукты деления ядра по своей физической природе — радиоактивны, их время жизни весьма различно.

Среди осколков деления встречаются и короткоживущие нуклиды ($T_{1/2}$ меньше 1 с), и долгоживущие ($T_{1/2}$ более 10^6 лет). Всего в продуктах деления насчитывается около 200 видов различных радионуклидов. Излучения осколочных радионуклидов по отношению к акту деления принято называть *запаздывающими*. Надо обратить внимание на то, что с точки зрения управления ядерными реакциями особенно важны *запаздывающие нейтроны*.

Из данного объяснения должно быть понятно, почему тяжелые ядра делятся намного чаще легких: чем больше протонов в ядре, тем больше силы отталкивания между концами деформированного ядра (и тем меньше сторонней дополнительной энергии требуется для такого процесса). Должно быть понятно и то, что высвобождаемая при делении ядра энергия определяется разностью между суммарными дефектами масс (суммарными энергиями связи) ядер-осколков и дефектом масс (энергией связи) материнского ядра. Должно быть понятно также, что побочными продуктами реакции деления, практический интерес к которой определяется ее энергетическим выходом, является множество самых различных радиоизотопов.

То, что энергетически выгодно деление тяжелых ядер ($c A > 80$), иллюстрирует рис. 5.2).

Для ядер с приблизительными значениями массовых чисел $A = 100 \dots 200$ барьер деления H примерно равен $40 \dots 60$ МэВ, с ростом же A значение H уменьшается и для самых тяжелых ядер становится равным величине около 6 МэВ. Для ядер с массовыми числами в окрестности $A = 260$ барьер деления равен практически нулю, поэтому такие ядра в природе не наблюдаются (даже при условии их искусственного получения сохранение целостности

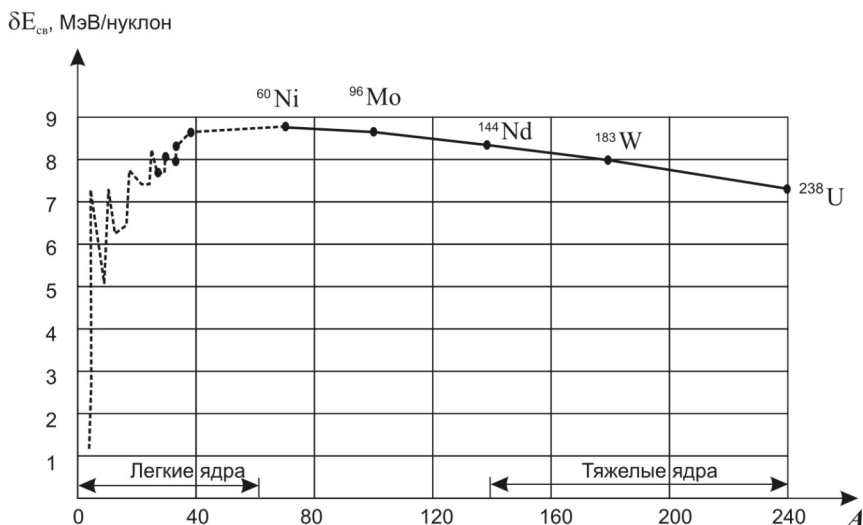


Рис. 5.2. Зависимость удельной энергии связи ядер тяжелых химических изотопов от их массовых чисел (для тяжелых нуклидов)

ядра почти невероятно, ведь оно готово делиться практически без усилий (извне), хотя и из этого правила возможны исключения. Энергия реакции деления E возрастает с ростом массового числа — от отрицательных значений для ядер массой приблизительно меньшей 90 а.е.м. до примерно 200 МэВ для ядер массой в пределах 230...249 а.е.м. Оценочные значения E и H для ядер в зависимости от их массового числа для иллюстрации данного пояснения приведены в табл. 5.1.

Как следует из теории деления нуклидов, использующей понятие составного ядра, минимальное значение энергии составного ядра равно энергии связи нейтрона в этом ядре, которая существенно зависит от четности числа нейтронов в нуклиде: так, энергия связи нуклида с четным числом нейтронов гораздо больше при приблизительно равных массовых числах ядер.

Вероятность активации процесса деления в ядерной физике определяется не только сечением ядерной реакции нуклида, но при математическом моделировании (теоретическом рассмотрении процесса) может характеризоваться и величиной Z^2/A , которая в свое время — по предложению Бора и Уиллера — была выбрана в качестве так называемого параметра

Таблица 5.1. | Иллюстративная зависимость энергии реакции деления и энергетического барьера деления от массового числа нуклида

Массовые числа нуклидов, подлежащих делению, A	16	60	100	140	200	236
Энергия, высвобождающаяся при делении, E (МэВ)	-14,5	-16	13,5	44	135	205
Энергетический барьер деления, H (МэВ)	18,5	48	47	62	40	6

тра делимости атомного ядра. При этом оценка энергии, освобождающейся при делении, и другие оценки, получаемые непосредственно из формулы Вайцзеккера, может иметь важный для практики прогностический характер. В самом деле, исходя из того, что деление становится вероятным в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении $E > 0$, и учитывая, что в процессе деления ядра хотя бы на два осколка одновременно изменяются так называемая поверхностная энергия «сдерживания ядерной капли» $E_n = a_2 \cdot A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_k = a_3 \cdot Z^2/A^{1/3}$, можно согласно математической модели Вайцзеккера (являющейся частью теории капельной модели ядра) получить критериальное неравенство:

$$E \approx a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - a_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0. \quad (5.4)$$

Здесь $A_1 = 2 \cdot A_2$; $Z_1 = 2 \cdot Z_2$ (A и Z имеют прежний смысл, при этом индекс 1 относится к делящемуся ядру, а индекс 2 — к осколкам деления). Из решения этого неравенства следует, что деление энергетически выгодно, когда, согласно теории, $Z^2/A > 17$. Другими словами, это неравенство должно выполняться для всех ядер, начиная с изотопа серебра ^{108}Ag . Однако на практике, из-за потребности в энергии активизации процесса, тяжелые ядра начинают делиться при несколько больших значениях параметра делимости. Несмотря на некоторую неадекватность математического моделирования (идеализация всегда предусматривает ошибку), следует считать, что в оценочных расчетах, с достаточной степенью точности, величину Z^2/A , даже при

сделанных оговорках, можно использовать как критериальный параметр. Поэтому, анализируя этот параметр, заметим, что энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A . Отношение E_k/E_n тоже увеличивается с увеличением параметра делимости, а сам этот параметр увеличивается с ростом массового числа нуклида. Высота барьера H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии E_k/E_n в материнском ядре. Это значит, что теперь можно с математической точностью прийти к уже понятому нами на качественном уровне выводу: чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера H :

$$\frac{E_k}{E_n} = \frac{a_3 Z^2}{a_2 A} \sim A. \quad (5.5)$$

Из формулы Вайцеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль уже при $Z^2/A > 49$ — это критическое значение параметра активации реакции деления, ибо при значениях этого параметра несколько меньших 49 ядро может разделиться спонтанно (процесс объясняется туннельным эффектом, аналогично эффекту, существующему при ядерном распаде с испусканием α -частицы). Причем, согласно теории, вынужденное деление ядер с $Z^2/A < 49$ может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами и т.д., если только энергия, которую они вносят в ядро, достаточна для преодоления барьера деления. Таким образом, опираясь на теорию капельной модели деления ядра и используя формулу Вайцеккера, физики-теоретики поколения Н.Бора пришли к вердикту: в природе не должны существовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное *ядерное время* порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Изменение формы зависимости высоты потенциального барьера H и энергии деления E от величины параметра делимости Z^2/A , примененного к различным моделям, эскизно показана на рис. 5.3. Но природа, как уже бывало не раз в истории науки, опять гомерическим хохотом посмеялась над аналитиками — вердикт теоретиков оказался неверным. Отдавая должное описанному выше инструменту математического моделирования, следует согласиться с тем, что всякая модель имеет свои границы применимости, но повышение адекватности моделирования должно эти границы расширять.

На основе обновленных теоретических представлений, после смерти

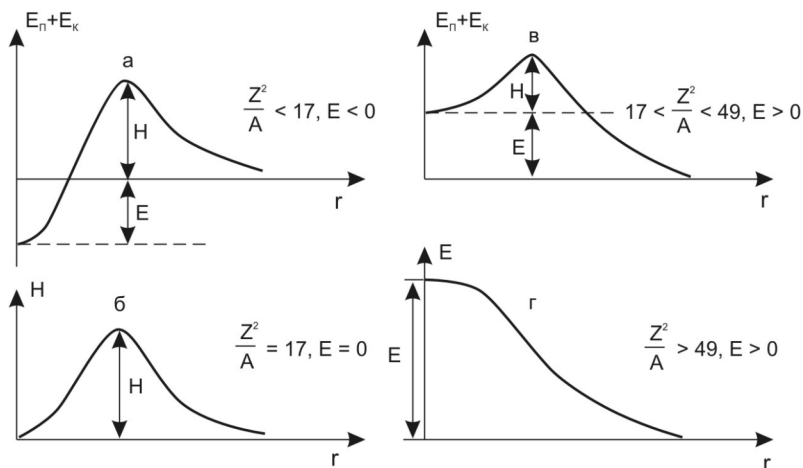


Рис. 5.3. Изменение формы зависимости высоты потенциального барьера H и энергии деления E от величины параметра делимости Z^2/A

более чем авторитетного Н.Бора, в середине 60-х г. XX в. В.М. Струтинским была предсказана возможность существования нуклидов с $Z^2/A > 49$ (так называемые ядра из «острова стабильности» в области $Z = 114$). На большую вероятность такой возможности указывала развитая из капельной модели ядра модель структуры атомных ядер, названная «оболочечной» (теория Майерса-Святецкого-Струтинского). И действительно, спустя 35 лет (1999 г.) из Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия) поступило сообщение о том, что искусственно создан 114-й элемент Периодической системы (неперсонифицированное название — *Ununquadium*, обозначение — *Uuq*), принадлежащий острову стабильности. Через 10 лет (2009 г.) изотопы унунквадиума были получены и в Национальной лаборатории имени Лоуренса в г. Беркли (Калифорния, США). Другими словами, предсказанный новой теорией «остров стабильности» экспериментально был обнаружен — и теперь продолжают исследования, связанные с получением других тяжелых изотопов такого же порядка. Подчеркнем, что термин «стабильность» в этом контексте является фигуральным выражением (можно говорить лишь об относительной стабильности), ибо получаемые тяжелые изотопы склонны к спонтан-

ным ядерным превращениям. Более точным выражением вместо «остров стабильности» было бы название «остров существоваемости», впрочем оно не столь привлекательно и не является в настоящее время общепринятым.

В рамках оболочечной модели логично выглядит объяснение и того факта, что преимущественное деление тяжелых нуклидов происходит на несколько неравных части (как результат образования ядер с заполненными нейтронными оболочками $N = 50$ и 82). С увеличением энергии воздействующих на нуклид нейтронов деление становится все более симметричным — вероятность деления на две равные по массе части возрастает, что находится в то же время в согласии и с каплевой моделью ядра. При большом энергетическом возбуждении ядра влияние нуклонных оболочек (как то предусматривает оболочечная модель) снижается — и ядро более обоснованно можно рассматривать в виде однородной капли «ядерной жидкости». В завершение параграфа можно заметить, что число моделей, разумно объясняющих физические факты, ограничено только нашим воображением.

§ 5.4. ПРАКТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДЕЛЕНИЯ НУКЛИДОВ И ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

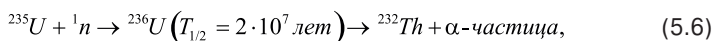
Практическое деление тяжелых ядер — технически организованный экзотермический процесс ядерных превращений нуклида в два ядра-осколка, в результате которого энергия высвобождается в виде кинетической энергии продуктов реакции (с последующим преобразованием кинетической энергии продуктов деления, при их торможении, в тепловую энергию).

Согласно и оболочечной теории ядра, и теории каплевой модели, для инициации процесса деления атомного ядра ему можно передать энергию различными способами (облучение высокоскоростными или весьма массивными элементарными частицами, другими ядрами и др.). Но из всех возможных способов практическое применение нашел лишь один, эффективно приводящий к образованию возбужденного составного ядра — способ деления тяжелых нуклидов путем создания условий для насильственного присоединения к ним нейтронов. Вклад же иных способов деления на практике — скажем, в ядерных реакторах (технически предназначенных для

этого процесса) — составляет меньше 1 %.

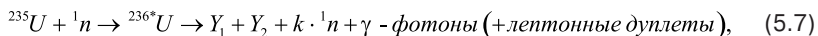
Деление атомных ядер нейтронами имеет огромное практическое преимущество по сравнению с другими способами как минимум по двум причинам. Во-первых, пороговое значение кинетической энергии для нейтрона меньше, чем для других частиц; во-вторых, при облучении ядер нейтронами деление сопровождается испусканием новых нейтронов (что создает физическую основу для практического осуществления и использования цепной реакции деления).

Однако деление нейтронами тяжелых ядер, даже в созданных для этого благоприятных условиях, вовсе не является предопределенным событием (то есть не является детерминированным процессом). Как уже известно, вероятность его возникновения и исхода определяется величиной σ сечения ядерной реакции, которая зависит от скорости поглощаемых ядрами нейтронов. При конкретных значениях кинетической энергии нейтронов эта величина имеет фиксированное значение $\sigma = \text{const}$ для ядер атомов данного вещества. Так, например, в силу вероятностного характера реакции деления захват нейтрона нуклидом изотопа урана ^{235}U , с одной стороны, может привести к возникновению и распаду α -радиоактивного нуклида ^{236}U :



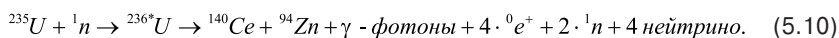
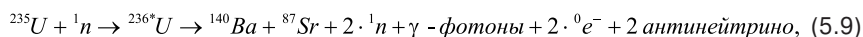
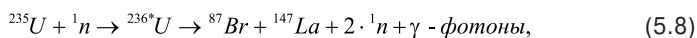
эффективное сечение этой реакции $\sigma = 97,4$ барн. Сделаем оговорку: нуклид ^{236}U может и не распадаться, а став «недовозбужденным» нуклидом $^{236*}\text{U}$, продолжить нейтронный захват.

С другой стороны, захват низкоскоростного нейтрона нуклидом изотопа урана ^{235}U может привести и к образованию достаточно возбужденного составного ядра, которое расщепится на два осколка:

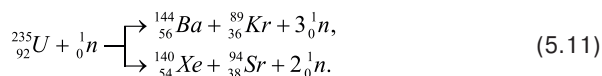


эффективное сечение этой реакции $\sigma = 583$ барн. Понятно, что реакция деления в данном случае более вероятна. Особенностью делящегося нуклида ^{235}U является то, что величина сечения его ядерных реакций имеет большее значение для нейтронов невысоких энергий. При этом наблюдается свыше 30 различных вариантов процесса деления ^{235}U нейтронами относительно небольших энергий согласно формуле (5.7), причем разные реализации этих вариантов не являются равновероятными.

Продуктами деления в каждой реализации этой ядерной реакции являются: осколки ядер атомов химических элементов (образующихся в различных агрегатных состояниях), k нейтронов ($k = 0, 1, 2, \dots, 5$), γ -фотоны, лептоны и соответствующие им нейтрино (антинейтрино). Среди продуктов деления Y_1 и Y_2 — в основном нуклиды с массовыми числами $A = 72 \dots 161$ и значениями зарядовых чисел $Z = 30 \dots 65$. Как типичные варианты реализации указанной выше схемы для реакции деления ядер ^{235}U можно привести такие:



Можно привести и много других вариативных примеров, два из которых для поучительной наглядности и демонстрации возможностей записи реакций альтернативного характера представим в виде разветвленной схемы:



При делении ^{235}U нейтроном образуются преимущественно осколки с соотношением масс 2:3. Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами, хотя имеют достаточно близкие значения, но в точности не равны. Наиболее вероятная комбинация массовых чисел осколков деления (с выходом примерно 6,5 %) — 95 и 139. Деление на два равных по массе осколка является крайне маловероятным событием (его вероятность примерно равна 0,01 %). Заметим, что это в какой-то мере противоречит капельной модели ядра, ибо бесструктурная капля с наибольшей вероятностью должна делиться именно на две равные части. На рис. 5.4, как графическая иллюстрация, приведено распределение по массам продуктов деления нуклида изотопа ^{235}U .

Некоторые ядра могут делиться под действием как сверхбыстрых и быстрых нейтронов (имеющих энергию 0,1 МэВ...50 МэВ), так и под действием медленных нейтронов (с энергией до 0,1 МэВ). Медленные нейтроны производят деление отдельных нуклидов более эффективно, так как они гораз-

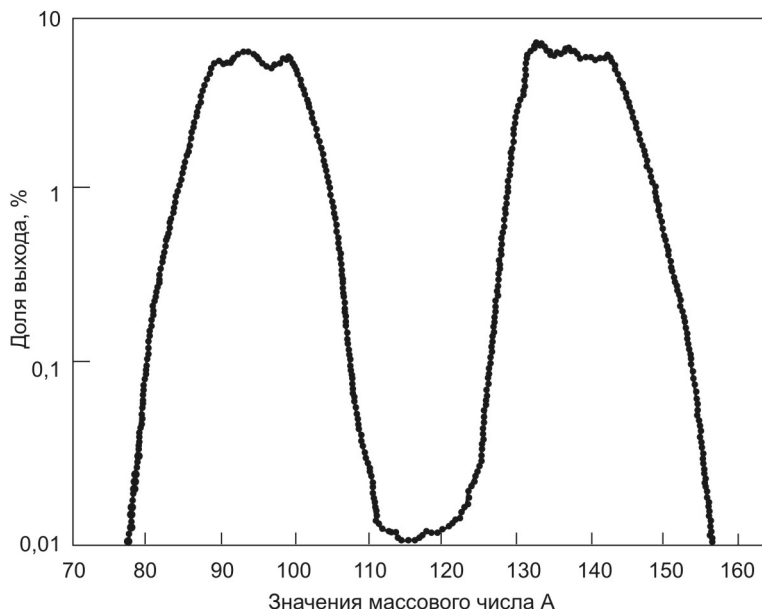


Рис. 5.4. Зависимость доли выхода осколков деления ядра от их массовых чисел

до легче захватываются исходными ядрами. Среди медленных нейтронов, эффективно вызывающих деление, особо выделяют тепловые нейтроны (в диапазоне энергий 0,005...0,5 эВ), кинетические энергии которых соизмеримы с энергиями теплового движения частиц среды. Энергия тепловых нейтронов при комнатной температуре, например, равна примерно 0,025...0,035 эВ. Так, деление ядер изотопа плутония ^{239}Pu , изотопа урана ^{235}U и изотопа урана ^{233}U возможно нейтронами любых энергий (но для тепловых нейтронов сечение реакции деления σ имеет очень большие значения), а для деления изотопа ^{238}U или изотопа тория ^{232}Th (и существующих в природе других изотопов тория и протактиния) пригодны только нейтроны значительно большей кинетической энергии, чем кинетическая энергия тепловых нейтронов — ее значение должно быть не менее 1 МэВ. Здесь необходимо пояснить, что при рассмотрении свободных нейтронов, взаимодействующих с ядрами атомов, можно привести и более развернутую классификацию нейтронов — она представлена в таблице 5.2. и ее следует учитывать при

Таблица 5.2. | Условная классификация свободных
(излучаемых) нейтронов

Энергетический класс нейтронов		Кинетическая энергия нейтронов
Ультрахолодные нейтроны		менее 10^{-7} эВ.
Холодные нейтроны		10^{-7} эВ... $5 \cdot 10^{-3}$ эВ
Медленные нейтроны	Тепловые нейтроны	$5 \cdot 10^{-3}$ эВ... 0,5 эВ (до 1 эВ)
	Надтепловые (резонансные) нейтроны	0,5 (до 1 эВ)... 0,5 КэВ (до 1 КэВ)
Промежуточные нейтроны		0,5 КэВ ... 0,2 МэВ (до 0,1 МэВ)
Быстрые нейтроны		0,2 МэВ (до 0,1 МэВ)... 20 МэВ
Сверхбыстрые нейтроны		более 20 МэВ

дальнейшем рассмотрении материала этой и других глав.

Далее продолжим физическую оценку энергетической выгоды рассматриваемых реакций и энергетический анализ радиационных полей в зоне протекания реакции «с числами в руках». Известно, что в результате деления ядра (за один акт) высвобождается энергия примерно 200 МэВ (скажем, при делении нуклидов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu). Дело в том, что при делении тяжелого ядра ($A = 230...240$) происходит увеличение удельной энергии связи нуклонов примерно на 0,85 МэВ, то есть именно на столько снижается энергия покоя нуклонов, «перебравшихся в новое, более компактное ядро». Это и обуславливает то, что при делении ядра выделяется значительная часть свободной энергии: в расчете на один нуклон эта энергия весьма значительна — лишь немногим менее 1 МэВ. Для понимания энергетической выгоды использования энергии деления тяжелых ядер приведем сравнительный пример: при делении всех ядер, содержащихся в 1 г урана ^{235}U выделяется такая же энергия (примерно $8 \cdot 10^{10}$ Дж), как при сжигании около 3000 кг каменного угля или 2480 л бензина (это нетрудно подсчитать, определив число ядер в 1 г урана, при условии, что каждое из них подвергнется делению). В разрушительных целях неуправляемые ядерные реакции деления могут использоваться при ядерных взрывах в так называемых «атомных бомбах». Управляемые реакции расщепления ядер тяжелых нуклидов могут быть использованы (и активно используются) также в мирных целях —

например, для производства тепла, а затем — и электроэнергии на атомных электрических станциях (АЭС).

При расщеплении делящегося тяжелого нуклида на кинетическую энергию осколков приходится около 80% (энергия осколков распределяется между ними обратно пропорционально осколочным массам). Взаимное ускорение осколков под действием кулоновских сил заканчивается в пределах границ атома (напомним — это около 1 ангстрема). При последующем движении в веществе ($10^{-6} \dots 10^{-5}$ м) в течение времени $10^{-13} \dots 10^{-12}$ с осколки ионизируют и возбуждают другие атомы, кинетическая энергия частиц среды увеличивается — вещество, в котором происходит диссипация энергии продуктов деления, разогревается. Около 10 МэВ в одном акте деления приходится на образующиеся в процессе деления мгновенные нейтроны, доля которых от общего числа генерируемых нейтронов достигает 99 %. Около 15 МэВ энергии от деления одного нуклида приходится на γ -излучение, около 10 МэВ высвобождается с лептонными дуплетами — преимущественно электронами и антинейтрино. В этом смысле ядерный реактор энергоблока АЭС, конечно, является мощным источником антинейтрино. Наряду с этим, некоторые осколки деления (например, нуклиды изотопов брома ^{87}Br , ^{88}Br и др.) после распада с испусканием β -излучения образуют дочерние ядра с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона в ядре. Поэтому такое возбужденное дочернее ядро и испускает (с некоторым запаздыванием) нейтрон. Время появления запаздывающих нейтронов определяется периодом полураспада их предшественников — осколков деления. По этому признаку запаздывающие нейтроны разбивают на шесть групп: времена *запаздывания нейтронов* отдельных групп находятся в пределах 0,2...56 с, энергия этих нейтронов — 0,25...0,62 МэВ. В процессе радиоактивного распада продуктов деления, в основном за счет β - и γ -излучений (а также запаздывающих нейтронов), в тепловую энергию превращается еще около 13 МэВ — эту часть энергии называют *остаточным энерговыделением* (то есть остающимся после прекращения реакции деления). Остаточное энерговыделение в среде делящихся нуклидов убывает экспоненциально — в соответствии с характером закона радиоактивного распада.

Вопросы осуществления цепных ядерных реакций деления, уже давно используемых в ядерной энергетике и промышленности, представляют большой практический и коммерческий интерес. Действительно, при делении ядра урана ^{235}U , которое вызвано столкновением с нейтроном,

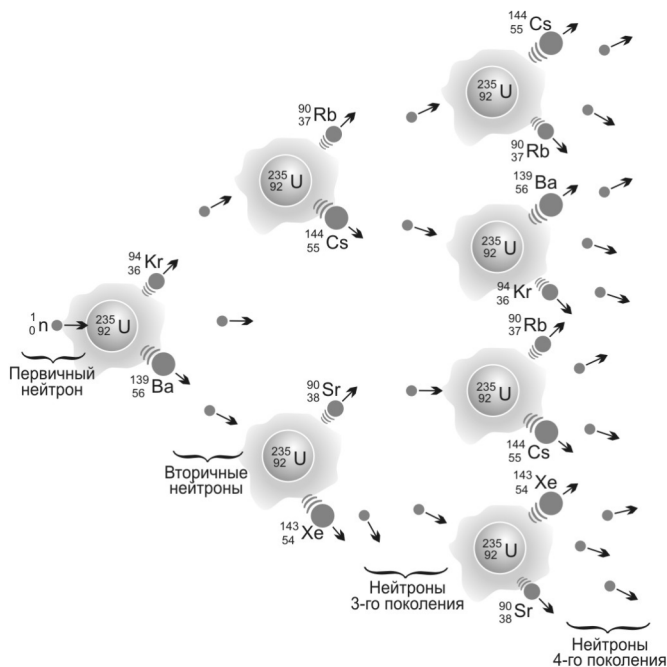


Рис. 5.5. Иллюстрация развития цепной реакции деления ядер

освобождается 2 или 3 нейтрона. При благоприятных условиях эти нейтроны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов, способных вызвать новые расколы ядер урана и т. д. Такой лавинообразный процесс, связанный с размножением свободных нейтронов, протекает как цепная реакция. Иллюстративная схема практического развития цепной реакции деления ядер урана представлена на рис. 5.5.

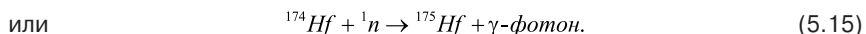
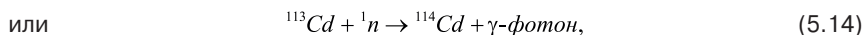
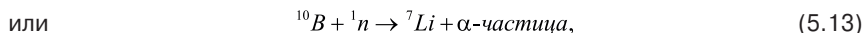
Для осуществления незатухающей цепной ядерной реакции необходимо, чтобы в каждом последующем поколении нейтронов, рождающихся при делении нуклида, их было не меньше, чем в предыдущем. Отношение числа нейтронов, испущенных в результате деления нуклидов, к числу нейтронов, вызвавших деления, получило название — *коэффициент размножения нейтронов*. Таким образом, для *прогрессирующей* (развивающейся, нарастающей) цепной реакции деления нуклидов необходимо, чтобы коэффициент

размножения нейтронов был больше единицы, для *самоподдерживающейся* цепной реакции — чтобы был равным единице, для *затухающей* — чтобы был меньше единицы. Изменяя (тем или иным способом) коэффициент размножения нейтронов, цепной ядерной реакцией деления можно управлять.

Цепная реакция в уране с достаточным содержанием изотопа урана ^{235}U может начаться только тогда, когда масса компактно размещенного урана в некотором объеме (*критическом объеме*) превосходит определенный предел — *критическую массу*. В физическом теле из урана, масса которого меньше критической, большинство нейтронов, не попав ни в одно ядро, вылетают наружу — за пределы зоны реакции (активной зоны). Для чистого урана ^{235}U , с учетом наличия *нейтронов утечки*, критическая масса составляет около 50 кг, но даже при большей массе реакция деления может не начаться. Дело в том, что нейтроны, рождающиеся при расколе ядер урана, имеют слишком большие скорости, вероятность захвата таких нейтронов ядрами довольно мала (мало сечение ядерной реакции для быстрых нейтронов). Вероятность же захвата медленных нейтронов ядрами ^{235}U в сотни раз больше, чем быстрых (сечение ядерной реакции для тепловых нейтронов велико). Поэтому для повышения эффективности деления быстрые нейтроны необходимо замедлить. Наилучшим *замедлителем нейтронов*, вследствие эффективного упругого рассеяния нейтронов на ядрах дейтерия, является тяжелая вода D_2O , в которую можно превратить обычную, противую, воду H_2O путем облучения нейтронами — для превращения протия в дейтерий. Хорошим замедлителем является также графит, ядра которого (^{12}C), как и ядра дейтерия, не поглощают нейтроны, но снижают их кинетическую энергию. При упругом взаимодействии с ядрами дейтерия (в составе тяжелой воды) или углерода (в графитовой среде) нейтроны замедляются до тепловых скоростей и вероятность их захвата нуклидами урана, как уже понятно, существенно повышается. Применение замедлителей нейтронов, а также специальной оболочки, например из бериллия, которая, окружая зону протекания реакции деления, уменьшает утечку из нее нейтронов («отражает» нейтроны), позволяет снизить критическую массу делящегося нуклидного материала всего до нескольких сотен граммов.

Принцип запуска реакции деления путем получения критической массы при быстром соединении двух или более частей делящегося ядерного материала (каждая из которых имеет массу несколько ниже критической) используется в ядерных зарядах авиационных атомных бомб и

ракетных ядерных боеголовок. В управляемых энергетических реакторах, где реализуется регулируемая цепная реакция деления, инициация и глушение реакции осуществляется оперативным изменением в зоне реакции количества нейтронов, способных участвовать в реакции. Для этого используются, например, такие реакции поглощения нейтронов:



Соответствующие материалы (^{10}B , ^{113}Cd , ^{174}Hf или др.) вводятся активную зону реактора при помощи специальных технических средств системы управления и защиты (при механическом регулировании) или при помощи системы подпитки-продувки реакторной установки (при жидкостном регулировании — путем изменения концентрации поглотителя в воде, циркулирующей через реактор).

Заметим, что использование в качестве материала, поглощающего нейтроны, других изотопов перечисленных химических элементов (скажем, изотопов ^{180}Hf или ^{11}B) требуемого эффекта достичь не позволит из-за совсем небольшого сечения поглощения тепловых нейтронов нуклидами этих изотопов. Принимая во внимание именно радиационные аспекты в рамках тематики этой книги, можно указать на выгодные отличия тех поглощающих материалов (Cd , Hf), которые не приводят к радиационному распуханию механически перемещаемых стержневых поглотителей — B_4C на основе ^{10}B в герметичных стальных трубчатых оболочках (распухание в последнем случае возможно за счет испускания α -частиц в результате реакции ^{10}B с нейтронами, что означает накопление ионизированных атомов гелия).

Технические средства управления ядерными энергетическими реакторами основательно разработаны и, исходя из концепции ядерной безопасности, продолжают совершенствоваться, в том числе — с учетом радиационных аспектов их применения. Вопросы радиационной безопасности ядерных реакторов также фундаментально изучены. Однако, с точки

зрения радиозэкологии неприятной физической особенностью цепных ядерных реакций деления, протекающих в реакторах, при всей их экономической целесообразности, является вынужденное производство (вместе с высвобождением энергии) побочных эффектов деления: потоков нейтронов утечки, α -, β -, γ -излучений и т. д. — включая излучения осколков деления, являющихся по своей физической сути высокоактивными радионуклидами. Технические устройства, позволяющие осуществлять ядерные реакции деления (ядерные реакторы), а также методы и средства обеспечения их безопасности рассматриваются наряду с другими источниками ионизирующей радиации в последующих главах.

В заключение этого параграфа надо обратить внимание также на то, что ядерные реакции деления в земных условиях не обязательно должны быть результатом технической (искусственной) реализации — эти реакции могут иметь природные причины. Напомним, что в 1972 году французский физик Франсис Перрен обнаружил в районе Окло (Габон, Западная Африка) 15 урановых месторождений и доказал, что 1,7 миллиарда лет назад они являлись так называемыми «гео-реакторами» — природными очагами цепных ядерных реакций деления. Эти реакции, возможно, и сейчас ответственны за выработку гигантских количеств тепловой энергии в глубоких недрах Земли. Подобная концепция была положена в основу гипотезы природных реакторов деления ядер, известных под названием «реакторы Феокистова», которые подробно рассматривать не станем, поскольку такие глубоко залегающие естественные источники ионизирующих излучений на современном этапе развития планеты экологического влияния практически не имеют. Основные типы технических систем, действительно важных и достойных внимания с точки зрения радиационной экологии, рассмотрены в следующей главе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 5

1. Что такое упругое и что такое неупругое взаимодействие ядер и частиц?
2. Чем характерно неупругое рассеяние частиц на атомных ядрах?
3. Какие взаимодействия могут привести к делению атомного ядра?
4. Что такое вынужденное деление нуклида и чем оно отличается от ядерного распада?
5. Может ли деление нуклида быть спонтанным?
6. Является ли процесс деления тяжелых нуклидов экзоэнергетическим?
7. Поясните физическую суть высвобождения энергии при делении тяжелых ядер и превращения ее в тепловую энергию.
8. Изложите кратко историю открытия феномена деления нейтронами тяжелых нуклидов.
9. Используя общепринятые теоретические модели, поясните физический процесс вынужденного деления тяжелых нуклидов.
10. Поясните высвобождение энергии при делении тяжелых нуклидов через понятия дефекта массы ядер и энергии связи ядер на примере деления нуклида ^{235}U на два осколка: ^{87}Br и ^{147}La либо ^{85}Kr и ^{150}Ba .
11. Какими излучениями сопровождается процесс ядерного деления?
12. Какие ионизирующие излучения свойственны продуктам реакций деления ядер?
13. Поясните термин «запаздывающие излучения», какую роль играют запаздывающие нейтроны?
14. Для нуклидов с какими массовыми числами деление является энергетически выгодным?
15. Поясните термины: энергетический барьер деления и энергия деления.
16. Что такое параметр делимости атомного ядра, чему в общем случае он равен?
17. Покажите математически — как определить величину параметра делимости нуклида из формулы Вайцзеккера?
18. Каковы критические значения параметра делимости нуклида?

19. Что такое «остров стабильности» тяжелых ядер и почему выражение «остров существоваемости» отражает физическую сущность точнее?
20. Почему деление нуклидов нейтронами имеет практическое преимущество перед другими реакциями деления ядер?
21. Поясните, в чем проявляется вероятностный характер реакций деления?
22. Может ли захват нейтрона ядром ^{235}U привести не к реакции деления, а к образованию другого α -радиоактивного изотопа — каково значение эффективного сечения этой реакции?
23. Каким является эффективное микроскопическое сечение реакции деления нуклидов ^{235}U низкоскоростными нейтронами?
24. Как меняется значение эффективного микроскопического сечения реакции деления нуклидов ^{235}U с увеличением кинетической энергии нейтронов?
25. Приведите примеры вариантов деления нуклида ^{235}U .
26. На примере реакций (5.8) – (5.10) покажите выполнение законов сохранения барионного и лептонного чисел при делении нуклидов.
27. Почему в реакции (5.9) среди продуктов деления — антинейтрино, а в реакции (5.10) — нейтрино?
28. Почему в реакциях (5.9) и (5.11) среди продуктов деления нет ни нейтрино, ни антинейтрино?
29. Дайте классификацию типов нейтронов в зависимости от их кинетической энергии.
30. Определите скорость тепловых нейтронов при комнатной температуре, исходя из знания их энергии.
31. Нейтронами каких энергий осуществимо деление ядер ^{239}Pu , ^{235}U и ^{233}U ?
32. Нейтронами каких энергий осуществимо деление ядер ^{238}U и ^{232}Th ?
33. Оцените энергетическую выгодность реакции деления ^{235}U , приведя числовые показатели и сравнительные примеры.
34. Опишите физику процесса выделения тепла при делении ядра тяжелого нуклида.
35. Какие нейтроны называются мгновенными?
36. Какие излучения сопровождают деление атомного ядра, включая процессы «последствия» акта деления?

37. Что такое остаточное энерговыделение, какова физика его происхождения и характер убывания?
38. Что такое активная зона реактора?
39. Для чего нужны замедлители нейтронов в зоне, предназначенной для протекания ядерной реакции деления?
40. Приведите примеры материалов, пригодных для использования в качестве замедлителей нейтронов?
41. Какая ядерная реакция деления называется цепной?
42. Что такое коэффициент размножения нейтронов?
43. Каковы необходимые условия прогрессирования, самоподдержания и затухания цепной реакции деления ядер?
44. Можно ли управлять цепной реакцией деления атомных ядер, каков базовый принцип управления?
45. Приведите пример применения неуправляемой цепной ядерной реакции.
46. Приведите пример применения управляемой цепной ядерной реакции.
47. Какие излучения принципиально важны для цепной реакции деления ядер, а какие являются «неприятной особенностью»?
48. Являются ли цепные ядерные реакции деления осуществимыми лишь искусственным путем?
49. Приведите пример возможности естественного протекания ядерной реакции деления.
50. Поясните практическую целесообразность и возможность технического осуществления ядерных реакций, покажите связь вопросов управления ядерными реакторами с вопросами анализа радиационных эффектов.

Дидактическая интермедия

Уважаемый читатель! Пять глав книги уже прочитаны, ещё пять глав предстоит прочитать.

Если Вы изучили внимательно то, что написано в первых пяти главах, полагаем, это оказалось небезынтересным – ведь первая часть книги посвящена фундаментальным экологическим процессам.

Далее, начиная с шестой главы, в изложении материала совершается переход от физики рассматриваемых явлений природы – к технике и технологиям, связанным с ионизирующими излучениями.

В ходе научно-технического прогресса сложилось так, что техногенные источники ионизирующей радиации стали неотъемлемой частью развития цивилизации и связаны со многими сторонами жизни. Исходя из этого, надеемся, что и последующие пять глав, относящиеся ко второй части книги, будут прочитаны Вами с неменьшим интересом.

ГЛАВА 6

ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ ПРЕДНАМЕРЕННОГО
ФОРМИРОВАНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Под *техникой* (от греч. τέχνη — искусство, мастерство) будем понимать изделия и устройства, искусственно создаваемые человеком для осуществления определенных замыслов и достижения поставленных целей. Под технологиями будем понимать совокупность применяемых человеком *технических* приемов и методов.

Можно выделить два характерных типа техники и технологий, имеющих отношение к *ионизирующим излучениям*: к первому типу относятся разработки, связанные с преднамеренным формированием ионизирующих излучений ради их целевого применения, а ко второму типу — процессы, в которых получение ионизирующих излучений становится неизбежным побочным продуктом основного процесса или внутренним явлением, внешние проявления которого нежелательны.

Как правило, в технологиях первого типа преследуемая цель является задуманным следствием генерации *открытых радиационных полей* или *коллимированных ионизирующих излучений* — в них одна из технических операций (или серия операций) определяется целесообразным формированием излучения того или иного вида. Соответствующая техника используется в лабораторных исследованиях научного характера, медицинской лучевой диагностике и радиационной терапии, а также — в области создания и применения средств вооружений, которые предусматривают формирование поражающих воздействий в виде ионизирующих излучений. В технологиях второго типа ионизирующие излучения, возникающие в ходе реализации процесса, являются вынужденной платой за достижение определенной цели, и они просто не могут быть оставлены без внимания. К таким случаям относятся, например, технологии промышленного производства энергии путем осуществления ядерных реакций.

В этой главе рассмотрены основные случаи использования ионизирующих излучений, относящиеся к первому типу технологий. Для лучшего понимания степени экологической и гуманитарной опасности, а также принципов действия рассматриваемых далее технических устройств, следует еще раз внимательно перечитать предыдущие главы — по сути, фундаментальные физические основы действия техники такого рода уже были изложены — физические принципы являются общими и для исследовательского, и для медицинского, и для военного применения ионизирующих излучений (разница

определяется лишь мерой и способом формирования техногенного воздействия). Технологией второго типа посвящена глава, следующая за этой.

§ 6.1. | ИЗЛУЧАТЕЛИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Научные исследования — интереснейшая сфера деятельности человека, эта деятельность всегда связана с поиском новых знаний. Научные исследования в области естественных и технических наук обычно связаны с изучением новых свойств материи (вещества и поля), новых причинно-следственных связей, новой техники, новых методов преобразования материи, энергии или информации. Различные *излучатели* в этом случае могут выступать в качестве инструментов. Научные исследования в области гуманитарных (общественных) наук обычно связаны с процессами, происходящими в человеческом сообществе: и не будет преувеличением, если сказать, что физические явления — в рамках рассматриваемой тематики это *ионизирующие излучения* — могут затрагивать закономерности протекания процессов, коррелированных не только с миром неживой и живой материи, но и с проблемами человеческих отношений. Так, известно, что последствия облучения больших групп населения ионизирующими излучениями могут иметь далеко идущие социальные последствия (достаточно вспомнить о влиянии солнечной активности или проанализировать настроения в социуме, подвергшемся действию ионизирующей радиации), но в этом параграфе мы, прежде всего, остановимся, конечно, на вопросах, относящихся к *естественным наукам и технике*, применение которой связано в основном с исследовательскими — большей частью лабораторными — задачами.

К числу аппаратов, предназначенных для лабораторных исследований, работа которых предусматривает генерирование ионизирующих излучений, относятся ультрафиолетовые излучатели, рентгеновские трубки, лабораторные источники γ -лучей, а также источники и устройства, испускающие α -, β - частицы и другие корпускулярные излучения. Далее, сначала рассмотрим аппараты, в которых предусмотрено возникновение электромагнитных ионизирующих излучений, а затем — устройства, связанные с формированием корпускулярных излучений.

Лабораторные излучатели электромагнитных волн ультрафиолетового

диапазона, физика которых рассмотрена в главе 2, как правило, предназначены для анализа последствий поверхностного и приповерхностного воздействия ультрафиолетовых лучей, генерируемых специальными лампами или квантовыми генераторами (лазерами, разерами, гразерами).

Первые лампы ультрафиолетового излучения появились в середине XIX в. во времена работы над соответствующими технологиями И. Пулюя, Й. Хитторфа, В. Крукса и В. Рентгена. Прототип ламп ультрафиолетового излучения — экспонат первой газоразрядной лампы, дававшей в видимом диапазоне частот электромагнитных волн синее свечение — был продемонстрирован Генрихом Гайсслером (1856 г.), с тех пор конструктивные принципы производства газоразрядных ламп существенно не изменились. Напомним, что физическим процессом, порождающим ультрафиолетовое излучение, может являться газовый разряд в парах ртути или парах галогенидов (фторидов, хлоридов, бромидов, йодидов) некоторых металлов, — например, бромида цинка $ZnBr_2$, хлорида цинка $ZnCl_2$, бромида алюминия Al_2Br_6 , йодида лития LiI и др. соединений, заполняющих герметичный прозрачный резервуар лампы. Соответственно, такие излучающие устройства получили название — *ртутные лампы* или *галогенные лампы*. Обычно эти газоразрядные лампы представляют собой источник излучения, значительная доля которого приходится на диапазон частот видимого света и только часть — на ультрафиолетовые лучи.

Рассмотрим конструкцию такого излучателя на примере классической ртутной лампы. Основным конструктивным элементом этой лампы является стеклянная колба с вплавленными электродами, которая заполнена смесью инертного газа (обычно аргона) с парами ртути или парами галогенидов — с тем, чтобы электрический ток в газовой смеси приводил к появлению ультрафиолетового излучения. На рис. 6.1 показана типовая конструкция такого излучателя и его внешний вид.

Если конечной целью является получение видимого или *весьма слабого ультрафиолетового излучения* (как в лампах дневного света или щадящих соляриях для альбиносов), то внутреннюю поверхность лампы покрывают веществом-люминофором, которое существенно поглощает ультрафиолетовое излучение и становится источником видимого света, а стекло ламповой колбы в этом случае делают малопроницаемым для ультрафиолетового излучения. Такая люминесцентная лампа в качестве экспоната на всемирной выставке 1893 г. в Чикаго была представлена Томасом Алва Эдисоном, ку-

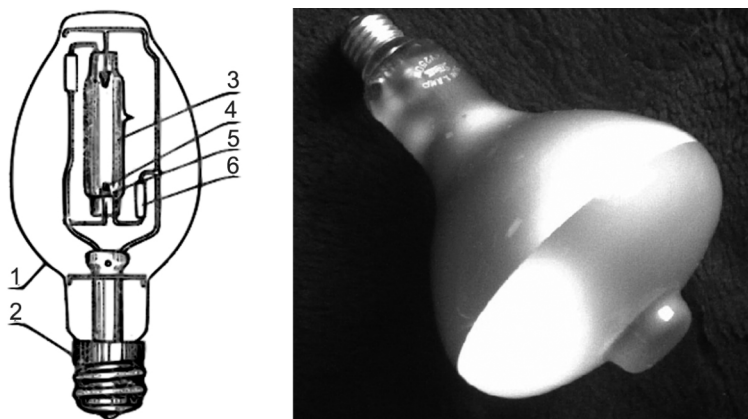


Рис. 6.1. Эскиз и внешний вид типовой конструкции лампы ультрафиолетового излучения: 1 — прозрачная стеклянная колба, 2 — контактный цоколь, 3 — зона генерации излучения от газового разряда, 4 и 5 — подводящие электроды, 6 — токо-ограничивающий резистор.

пившим патент у Эдмунда Джермера. Внешний вид более поздних аналогов такой лампы, в которых действие ультрафиолетового излучения преобразуется в видимый свет при помощи люминофора, представлен на рис. 6.2. Заметим, что ультрафиолетовое излучение в лампах подобной конструкции, даже при использовании обычного стекла, режектируется (подавляется) не полностью.

Для модификации излучений ртутных и галогенных ламп различного назначения, кроме покрытия колбы люминофором или иным составом, могут использоваться добавки в пары ртути (в пары галогенидов) определенных химических элементов (железа, галлия, индия, кобальта и др.). Типовые качественные спектральные характеристики излучений ультрафиолетового диапазона ламп без примесей-модификаторов и с модификаторами представлены на рис. 6.3.

Такие лампы находят применение в исследованиях тетрахроматизма и пентахроматизма некоторых представителей фауны, зрение которых чувствительно к ультрафиолетовому излучению. Такие же лампы могут использоваться и в качестве осветительных приборов.

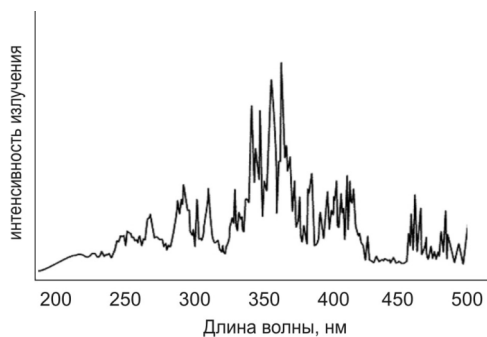
К числу различных областей научных исследований, где востребованы источники мягкого (слабоионизирующего) излучения, относятся, например,



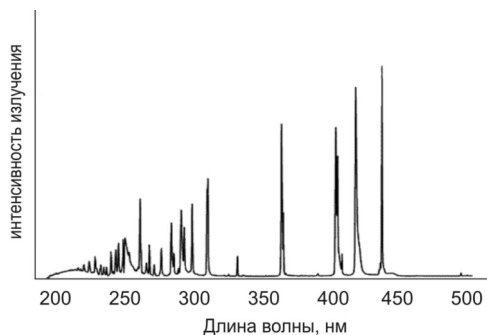
Рис. 6.2. Лампы с люминофором для преобразования ультрафиолетового излучения в видимый свет

следующие: материаловедение (для исследования химической чистоты материалов), химико-фармацевтические исследования (хроматографический анализ и пр.), криминалистика (для обнаружения скрытых или неочевидных изображений, отпечатков пальцев, следов физиологических жидкостей и др.), пищевые технологии (для выявления очагов порчи продуктов, примесей и т.д.), орнитология (для анализа многокомпонентного зрения птиц), медицинские исследования (для анализа процессов образования витамина *D* в эпителии) и многие другие сферы научной деятельности, по каждой из которых можно было бы написать отдельную книгу (при надлежащем финансировании).

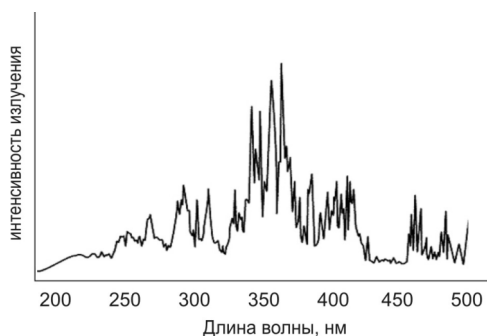
Если лампа должна функционировать не как источник «белого» света (который характеризуется одинаковой интенсивностью излучения для каждого значения частоты), а в основном как источник ультрафиолетового излучения, то на пути распространения лучей, по возможности, не должно быть поглотителей электромагнитных волн ультрафиолетового диапазона (как и усилителей излучения видимой части спектра). По этой причине обычное стекло ламповых колб заменяют кварцевым стеклом (без покрытия люминофором), и поэтому такие излучатели в обиходе называются кварцевыми



(а)



(б)



(в)

Рис. 6.3. Типовые спектры ультрафиолетового излучения ртутных ламп: (а) – без модифицирующей добавки; (б) – с добавлением паров соединений галлия; (в) – с добавлением паров соединений железа

лампами. Заметим, что кварцевое стекло применяется не только в целях эффективной прожекции ультрафиолетового излучения, причин применения несколько. Но в первую очередь использование кварцевого стекла при изготовлении ламп, предназначенных для эмиссии ультрафиолетового излучения, обусловлено именно его оптическими свойствами по отношению к ультрафиолету.

Кратко поясним физические свойства кварцевого стекла для таких излучателей. Кристаллический кварц и кварцевое стекло — различные формы оксида кремния (SiO_2). Кварцевое стекло — однокомпонентный переохлажденный расплав из чистого SiO_2 . Его получают плавлением минеральных разновидностей кремнезема — горного хрусталя, жильного кварца и кварцевого песка, а также путем плавления двуокиси кремния, полученной синтетическим путем. В основе одной из распространенных технологий получения кварцевого стекла — метод высокотемпературного гидролиза в водородно-кислородном пламени из тетрахлорида кремния $SiCl_4$ очень высокой степени чистоты.

В отличие от других стекол, которые состоят из смеси различных компонент (сравните: стекло Клингера для водоуказателей паровых котлов включает кроме SiO_2 , также Al_2O_3 , B_2O_3 , Na_2O , K_2O , Fe_2O_3 и др. ингредиенты), кварцевое стекло состоит почти исключительно из двуокиси кремния — количество примесей других химических веществ пренебрежимо мало. Это и приводит к его уникальным оптическим свойствам. Квадрат показателя преломления n^2 и дисперсия ε кварцевого стекла приближенно могут быть описаны эмпирическими формулами Селлмейера:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\omega_j^2 B_j}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (6.1)$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - l_1^2} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - l_2^2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - l_3^2}, \quad (6.2)$$

где ω_j — резонансные (циклические) частоты; B_j — величина j -го резонанса. Суммирование проводится по всем резонансным частотам вещества, которые могут быть значимы в рассматриваемой части спектра (см. рис. 6.3). λ — длина волны электромагнитного излучения (в микрометрах), связанная с циклическими частотами соотношением:

$$\lambda_j = \frac{2\pi c}{\omega_j}, \quad (6.3)$$

где c — скорость электромагнитных волн в вакууме. По Селлмейеру, для трехрезонансного случая относительные величины резонансов определяются значениями: $B_1 = 0,69616630$; $B_2 = 0,40794260$; $B_3 = 0,89747940$, $I_1 = 0,68404300$; $I_2 = 0,11624140$; $I_3 = 9,8961610$.

Стекло кварцевых ламп обладает наименьшим среди стекол на основе SiO_2 показателем преломления — как пример конкретного его значения относительно воздуха, дадим величину $n = 1,4584$ при 20°C , для $\lambda = 589,3$ нм (оптический диапазон принадлежности λ выбран с дидактической целью возможности сравнения n с показателями других стекол оптического применения). Такому стеклу свойственна наибольшая прозрачность: спектр пропускания электромагнитных волн чрезвычайно широк, поглощение видимого света и ультрафиолетовых лучей, что в данном случае особенно важно, весьма мало (обычное тонкое «оконное» стекло поглощает столько же света, сколько поглощает кварцевое стекло толщиной в 100 метров!). Количественные показатели прозрачности кварцевого стекла для ультрафиолетовых лучей представлены в табл. 6.1.

Сравнительная иллюстрация спектра пропускания электромагнитных излучений кварцевым стеклом Suprasil-300 германского производства

Таблица 6.1. | Показатели прозрачности кварцевого стекла
| для ультрафиолетовых лучей*

Длина волны, нм	Прозрачность, %	Длина волны, нм	Прозрачность, %
217	6	252	62,0
224	21,2	260	82,0
228	34,0	268	90,0
232	40,9	276	91,2
236	41,9	290	92,0
240	41,3	350	92,0
244	43,5	400	92,4

*) данные приводятся для стекла толщиной 13 мм.

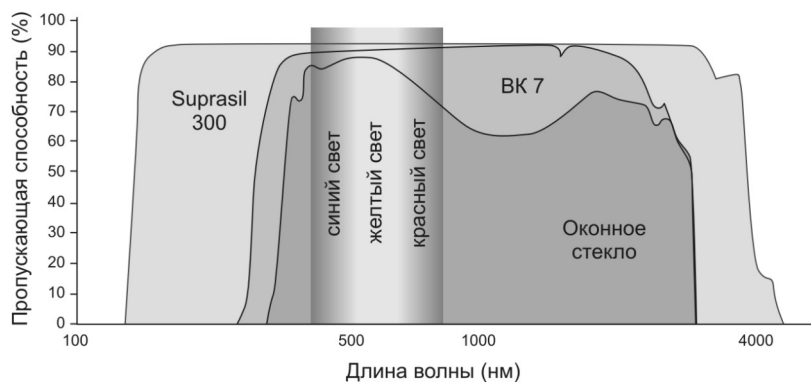


Рис. 6.4. Сравнение спектра оптического пропускания синтетического кварцевого стекла Suprasil-300, специального «оптического» стекла BK-7 и обычного «оконого» стекла

(аналоги: КУ-1 — Украина, 4040 — Япония; Spectrasil — Великобритания; Tetrasil — Франция; Corning-7940, GE-151, Dunnasil — США) представлена на рис. 6.4.

Кварцевое стекло обладает высокой оптической гомогенностью и стойкостью к ионизирующим излучениям. Имеют значение и термо-механические свойства кварцевого стекла, зависящие от исходного сырьевого материала и способа производства. Находящийся в аморфном состоянии оксид кремния не растрескивается при резком перепаде температур, как кристаллический кварц, имеет чрезвычайно низкий коэффициент температурного расширения (менее 10^{-6} K^{-1} в диапазоне температур от 20°C до 1400°C) и небольшой коэффициент теплопроводности. Поэтому рабочая температура кварцевого стекла может достигать значений свыше 1200°C , что в 4...5 раз больше, чем для обычного стекла или стекла специального назначения (типа стекол Клингера), а коэффициент температурного расширения у такого стекла — по сравнению с обычным стеклом — примерно раз в 20 меньше. Благодаря этому кварцевое стекло выдерживает весьма большие перепады температуры в условиях быстрого нагрева и остывания, то есть — в переходных режимах, связанных с включением и выключением лампы ультрафиолетового излучения.

Для лабораторных исследований выпускаются *кварцевые лампы* различной конструкции, являющиеся источниками ультрафиолетового

излучения разной мощности. Изготовление ламповых колб из кварцевого стекла требует специальных технологий — среди пионеров освоения этих технологий были И. Пулюй и Н.Тесла. Эти же технологии оказались востребованы при изготовлении источников более жесткого ионизирующего излучения — рентгеновских трубок. О прототипе «лампы Пулюя» и рентгеновской трубки — катодно-лучевой (газоразрядной) трубки Крукса-Хитторфа дает представление рис. 6.5.

Современные кварцевые лампы различной конструкции, предназначенные для получения рентгеновских излучений — *рентгеновские трубки* — изображены на рис. 6.6. В научных исследованиях рентгеновские излучатели получили довольно широкое распространение — принимая это во внимание, рассмотрим далее их принципиальную конструкцию.

Простейший рентгеновский излучатель состоит из стеклянного баллона с впаянными электродами — катодом и анодом (антикатодом). Корпус баллона может быть не обязательно стеклянным, но в таком случае в нем предусмотрены специальные окна. Состав наиболее распространенных стекол для окон рентгеновских трубок и показатели пропускания ими рентгеновских лучей иллюстрирует табл. 6.2.

Внутри колбы электроны, испускаемые катодом, ускоряются сильным электрическим полем, которое создается разностью потенциалов в пространстве между электродами, и воздействуют на анод, который — поглощая энергию, переданную пучками электронов — испускает рентгеновские лучи.

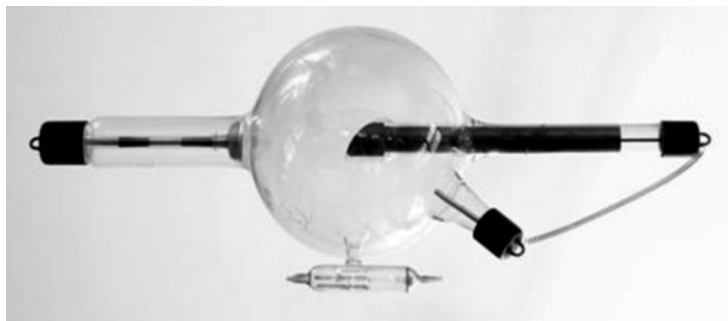


Рис. 6.5. Газоразрядная трубка Крукса-Хитторфа — прототип «лампы Пулюя» и рентгеновской трубки



Рис. 6.6. Современные рентгеновские трубки (лампы) различных конструкций

Таблица 6.2. Состав наиболее распространенных кварцевых стекол для рентгеновских трубок и показатели пропускания ими рентгеновских лучей

Тип стекла (разработчик)	Содержание, масс. %			Пропускание лучей с длиной волны 0,1 Å стеклом толщиной 10 мм, %
	B_2O_3	Li_2O	BeO	
А. Линдерман	83,3	14,25	2,45	75,2
В. Шлееде и М. Вольман	82	13,6	4,4	75,4
О. Ботвинин	80	10	10	74,0
С.Герцрикен и К. Танчакиевский	71,2	20,3	8,5	74,1
Л. Мазелев	68,4	17,5	14,1	75,5

Рентгеновские трубки отличаются, прежде всего, по типу используемого для эмиссии электронов катода (термоэмиссионный, автоэмиссионный, бомбардируемый положительными ионами и катод с радиоактивным источником электронов). Можно классифицировать рентгеновские трубки и по другим признакам: по способу вакуумирования (отпаянные, разборные); по дискретности излучения (непрерывного действия и импульсные); по типу охлаждения анода (с водяным, масляным, воздушным и радиационным охлаждением); по степени фокусировки области излучения на аноде (макрофокусные, острофокусные и микрофокусные); по форме анода (кольцевая, круглая, линейчатая); по способу фокусировки принимаемых анодом электронов (электростатический, магнитный, электромагнитный способы фокусировки).

В качестве конкретного примера технической реализации рассмотрим рентгеновскую трубку конструкции Вильяма Дэвида Кулиджа, разработавшего важный для технологии изготовления рентгеновских трубок метод вытягивания нитей из вольфрама (1908 г.). Источником электронов в электровакуумном приборе этой конструкции является нитевидный вольфрамовый катод, нагреваемый до высокой температуры. Эмитируемые катодом электроны ускоряются до высоких скоростей большой разностью потенциалов между анодом (антикатодом) и катодом. Поскольку электроны должны достичь анода без столкновений с атомами, пространство внутри колбы глубоко вакуумируется. Этим также снижаются вероятность ионизации оставшихся атомов газа и обусловленные этим побочные эффекты.

Электроны фокусируются на аноде с помощью дополнительного электрода, окружающего катод. Этот «фокусирующий» электрод вместе с катодом образует «электронный прожектор» («электронную пушку») трубки. Подвергаемый электронной бомбардировке анод должен быть изготовлен из тугоплавкого материала (поскольку большая часть кинетической энергии бомбардирующих электронов превращается в тепло) и иметь как можно больший атомный номер химического элемента (так как эффект выхода рентгеновских фотонов растет с увеличением числа электронов на атомных орбитах). С учетом этих требований обычно в рентгеновских трубках описываемой конструкции в качестве материала анода выбирается вольфрам, 74-й элемент Периодической системы. Описанное техническое решение, запатентованное Кулиджем (1916 г.) и составляющее конструктивную основу современных рентгеновских трубок, обеспечивающих

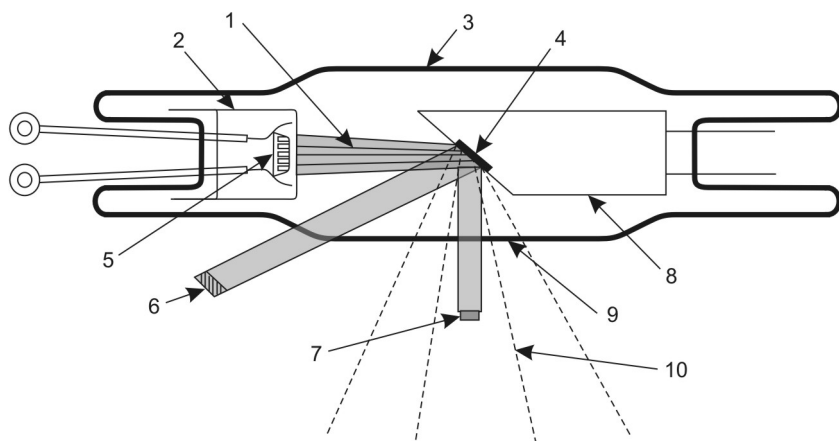


Рис. 6.7. Принципиальная схема конструкции рентгеновской трубки В.Д.Кулиджа:
1 — электронный пучок; 2 — катод с фокусирующим электродом;
3 — стеклянная оболочка (трубка); 4 — вольфрамовая мишень (антикатод); 5 — нить накала катода; 6 — реально облучаемая площадь;
7 — эффективное фокальное пятно; 8 — медный анод; 9 — окно;
10 — рассеянное рентгеновское излучение.

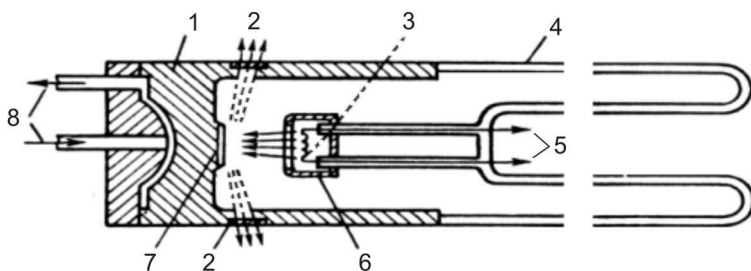


Рис. 6.8. Типовая схема рентгеновской трубки для исследования структуры материалов: 1 — металлический анодный стакан (обычно заземляется);
2 — бериллиевые окна для выхода рентгеновского излучения;
3 — термоэмиссионный катод; 4 — стеклянная колба, изолирующая анодную часть трубки от катодной; 5 — выводы катода, к которым подводится напряжение накала, а также высокое (относительно анода) напряжение; 6 — электростатическая система фокусировки электронов;
7 — анод (антикатод); 8 — патрубки для ввода и вывода проточной воды, охлаждающей анодный стакан.

получение характеристического рентгеновского излучения, представлено схематично на рис. 6.7.

Применяемые в рентгеновских трубках — еще со времен В.Д. Кулиджа — термоэмиссионные вольфрамовые катоды обычно представляет собой спираль или прямую нить из вольфрамовой проволоки, нагрев которой (согласно закону Джоуля-Ленца) осуществляется электрическим током. Рабочий участок анода — металлическая зеркальная поверхность — расположен, как правило, перпендикулярно или под небольшим углом к потоку электронов. Для получения сплошного спектра рентгеновского излучения высоких энергий и большой интенсивности используют аноды из золота *Au*, вольфрама *W*, титана *Ti*, хрома *Cr*, железа *Fe*, кобальта *Co*, никеля *Ni*, меди *Cu*, молибдена *Mo*, серебра *Ag* и др. металлов.

Учитывая значительное тепловыделение в аноде, его целесообразно охлаждать в том случае, когда требуется долговременная генерация рентгеновского излучения (например, при рентгеноструктурном анализе материалов). Соответствующий пример конструкции рентгеновского излучателя с охлаждаемым анодом представлен на рис. 6.8.

Техногенные источники рентгеновского излучения нашли применение в области рентгеноструктурного анализа кристаллических, жидких и газообразных тел, а также в других областях научных исследований.

Изобретение Вильямом Генри Брэггом (Нобелевская премия 1915 г.) рентгеновского спектрометра заложило основу для спектрохимического рентгеновского анализа. Структурно-функциональная схема конструкции рентгеновского спектрометра представлена на рис. 6.9.

Современный *рентгеновский спектрометр* состоит из трех основных систем: системы возбуждения (включающей рентгеновскую трубку с анодом из вольфрама или другого тугоплавкого материала и блок питания); системы анализа (включающей юстировочное устройство и кристалл-анализатор с двумя многощелевыми коллиматорами); системы регистрации (включающей воспринимающее и пересчетное устройства с самописцем, цифровым регистратором или другим устройством хранения информации).

Применение рентгеновских излучателей получило широкое распространение в области химического анализа. Выдающимся примером новаторских исследований в химической рентгеноспектроскопии стало открытие при помощи подобного излучателя Г. Хевеши и Д. Костером (1923 г.) неизвестного ранее химического элемента — гафния. Рентгенов-

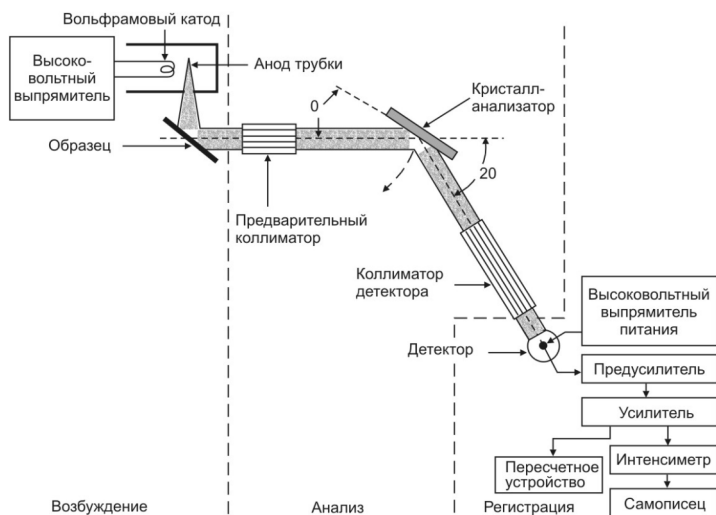


Рис. 6.9. Структурно-функциональная схема рентгеновского спектрометра

ский спектрохимический анализ обычно используется для анализа примесей с содержанием 0,1...100 %, но в некоторых случаях он пригоден для исследования примесей и гораздо меньших концентраций. Для этого используются, например, установки с электроннолучевым сканированием образца, с помощью которых можно получить двухмерную картину распределения по образцу того элемента, на характеристическое излучение которого настроен спектрометр.

К параметрам, характеризующим рентгеновские трубки различного назначения, относятся: предельно допустимая ускоряющая разность потенциалов (напряжение 1...500 КВ), рабочая сила тока (0,01 мА... 1 А), удельная мощность излучения, рассеиваемого анодом ($10...10^4$ Вт/мм²), общая потребляемая мощность (0,002 Вт...60 КВт) и размеры фокуса (1 мкм ... 10 мм). Коэффициент полезного действия рентгеновских трубок исследовательского назначения находится в пределах значений 0,1...3 %.

Для формирования узконаправленных интенсивных излучений могут применяться квантовые генераторы ультрафиолетовых и рентгеновских лучей — *уфазер* (англ. UV-laser) и *разер* (англ. RASER — X-Ray-laser). Техническим источником излучений в таких устройствах является *ондулятор*

(франц. *ondulateur* — от «*onde*», что означает «волна»), через который проходит поток электронов, приобретая колебательный характер движения. Источником электронов может быть, например, клистрон (электровакуумная трубка с контролируемой скоростью движения электронов) или линейный ускоритель.

По конструкции ондулятор представляет собой последовательный ряд расположенных специальным образом магнитов, которые работают в особом режиме, создавая переменное в пространстве (но не во времени) магнитное поле. Ондулятор является разновидностью *вигглера* (название «вигглер» поясним здесь: оно происходит от англ. «wiggle», что буквально означает «вихлять, двигаться неровно»). Конструкция этого устройства представляет собой камеру, содержащую последовательно расположенные дипольные магниты чередующейся полярности, обеспечивающие переменное магнитное поле, которое заставляет электронный пучок совершать синусоидальные колебания. В такой конструкции, применяемой для генерации высокочастотных электромагнитных излучений, колеблющиеся электроны движутся по траектории, довольно близкой к прямой, но даже их малых колебаний в поперечном направлении достаточно для возбуждения коротковолнового фотонного излучения требуемой мощности. Далее этот луч ультрафиолетового (или рентгеновского) излучения подлежит суживанию (коллимации). Общая конструкция вигглера уже рассматривалась в главе 2.

Режим работы вигглера зависит от критерияльной постоянной:

$$k = \frac{eBl}{2\pi mc}, \quad (6.4)$$

где e — заряд электрона, B — модуль вектора магнитной индукции поля, l — период изменения магнитного поля вдоль оси, m — масса электрона, c — скорость электромагнитных волн (см. гл.1 и 2). Если $k \ll 1$, амплитуда осцилляций будет мала, синхротронное излучение интерферирует, частотный спектр излучения — узкий. Такого рода вигглеры являются ондуляторами, которые были нами уже рассмотрены при описании ультрафиолетовых лазеров. Но если $k \gg 1$, спектр излучения вигглера значительно шире, излучение от разночастотных колебаний становится некогерентным (и такие вигглеры ондуляторами называть уже не принято).

Типичное значение магнитной индукции поля вигглера — до 10 тесла. Мощность получаемого синхротронного излучения — до сотен киловатт (она зависит как от силы тока электронного пучка, так и от магнитной индукции поля, а также от количества магнитных полюсов). Характерный диапазон длин волн синхротронного излучения, генерируемого вигглером, — от жесткого ультрафиолетового излучения до мягкого рентгеновского, хотя опубликованы данные и о существовании вигглеров с энергией генерируемых квантов до нескольких мегаэлектрон-вольт (за верхним условным пределом частот рентгеновского излучения) — на базе этого технического решения может быть сконструирован *гразер* (англ. GRASER — Gamma-Ray-laser).

Как пример практической реализации лазера жесткого ультрафиолетового излучения на свободных электронах можно привести конструкцию исследовательской группы TESLA из лаборатории DESY (Гамбург, Германия) — лазер, генерирующий ультрафиолетовое излучение с длиной волны 93 нм. Учитывая, что при длине волны менее 150 нм отражение в системе зеркал физически не эффективно и концентрация излучения в рабочей полости лазера в этом диапазоне длин волн может быть недостаточной, в эксперименте группы TESLA предусмотрительно использовался метод единичного прохождения луча через вигглер очень большой протяженности. В Институте электрофизики и электроэнергетики Российской Академии Наук (РАН) получили развитие методы получения пучков электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих ультрафиолетовое излучение, при этом в азотном ультрафиолетовом лазере достигнута генерация излучения несколько больших длин волн, чем было указано выше. Разработки таких лазеров ведутся также в Институте лазерной физики Сибирского отделения РАН и многими другими научными коллективами. Область научных исследований, где находят применение описанные излучатели — дистанционный структурный и термический анализ. Однако, увеличение мощности и частоты электромагнитного излучения может рассматриваться как основание для иного (скажем, оружейного) характера применения подобных устройств.

В научных исследованиях широко применяются устройства, связанные с генерированием не только электромагнитных, но и корпускулярных ионизирующих излучений. Для придания электрически заряженным частицам высоких энергий, которые необходимы для многих лабораторных исследований, используются *ускорители элементарных частиц* (бетатроны, синхротро-

ны, синхрофазотроны и др.). Обычно в таких устройствах частицы движутся в вакуумной камере, а управление их движением (формой траектории) производится магнитным и электрическим полями. По характеру траекторий частиц различают *циклические* и *линейные* ускорители: в циклических ускорителях траекториями являются окружности или спирали, в линейных ускорителях траектории частиц близки к прямым линиям. Дадим краткие технические пояснения, относящиеся к этим установкам.

Бетатрон — циклический ускоритель β -частиц (электронов), в котором частицы ускоряются вихревым электрическим полем, порожденным переменным магнитным полем. Траекторией движения электронов является окружность, по которой они проходит тысячи километров, набирая скорость и соответствующую кинетическую энергию перед выходом из ускорителя. Обычно энергия электронов в бетатроне не выше 50 МэВ.

Циклотрон — циклический ускоритель нерелятивистских, обычно тяжелых, заряженных частиц (протонов и массивных ионов), в котором частицы движутся в постоянном однородном магнитном поле, а для их ускорения используется высокочастотное электрическое поле неизменной частоты.

Синхротрон — циклический ускоритель электронов, протонов и других, более тяжелых частиц, с орбитой постоянного радиуса, в котором индукция магнитного поля поворотных магнитов, определяющая этот радиус, в каждом цикле возрастает. При этом частота ускоряющего электрического поля остается постоянной. В современных синхротронах достигнуты энергии около 3,5 ТэВ для протонов и более 100 ГэВ для электронов.

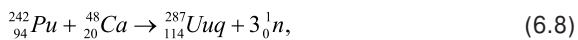
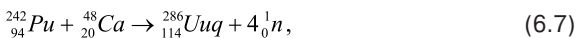
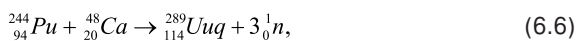
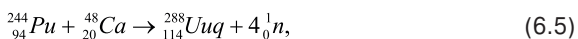
Фазотрон (или *синхроциклотрон*) — циклический резонансный ускоритель тяжелых заряженных частиц (протонов, дейтронов и др.), в котором управляющее магнитное поле постоянно во времени, а частота ускоряющего электрического поля меняется. Такую установку можно рассматривать как модификацию циклотрона. В физике высоких энергий этот тип ускорителей считается устаревшим, однако он все еще используется в иных областях научных исследований, например, в медицине.

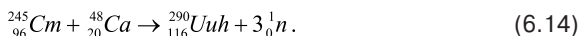
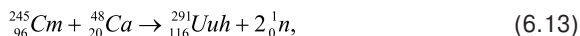
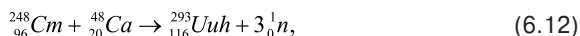
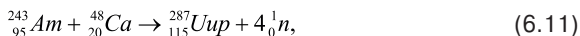
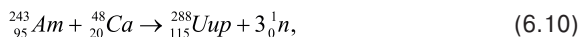
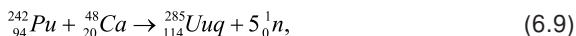
Синхрофазотрон — циклический ускоритель заряженных частиц с переменной частотой как ведущего магнитного поля, так и ускоряющего электрического поля. Благодаря специально подобранным законам согласованного изменения электрического и магнитного полей в таком устройстве может быть достигнута энергия протонов до сотен и даже тысяч гигаэлектрон-вольт.

Линейный ускоритель (или *ли́нак* — от LINAC, Linear Accelerator) — устройство, в котором частицы ускоряются постоянным или почти постоянным электрическим полем и движутся прямолинейно в вакуумной камере, вдоль которой расположены ускоряющие электроды. Важное преимущество этих устройств по сравнению с другими типами ускорителей — возможность получения малого разброса по энергии частиц, ускоряемых в постоянном во времени и пространственно однородном электрическом поле. Линейные ускорители чаще всего используются для первичного ускорения частиц, полученных от электронной пушки или от другого источника, для создания ионизирующих излучений большой проникающей способности (энергия которых достигает и даже превышает 20 МэВ).

Помимо первичных пучков ускоренных заряженных частиц, ускорители являются источником пучков вторичных частиц (мезонов, нейтронов, фотонов и т.д., получаемых при взаимодействии первичных частиц с веществом-мишенью — *модератором*. Ускоритель элементарных частиц — один из основных инструментов современной исследовательской физики. Пучки частиц высокой энергии используются, в частности, для изучения природы и свойств элементарных частиц, рассматриваются как агент воздействия в физике атомного ядра и твердого тела, а также в дефектоскопии, лучевой терапии, радиационном синтезе и др. В области исследований микромира применяются также ускорители на встречных пучках ускоренных частиц — *коллайдеры* (от англ. *collide* — сталкиваться), эти устройства предназначены для изучения продуктов соударения частиц.

Ускорители тяжелых ионов могут использоваться в лабораторной практике для синтеза неизвестных ранее химических элементов путем бомбардировки одних ионов другими. Так, например, в последние годы были получены на основе ядерного слияния различные изотопы сверхтяжелых элементов (*унунквадия* с зарядовым числом 114, *унунпентия* с зарядовым числом 115, *унунгексия* с зарядовым числом 116 и др.):



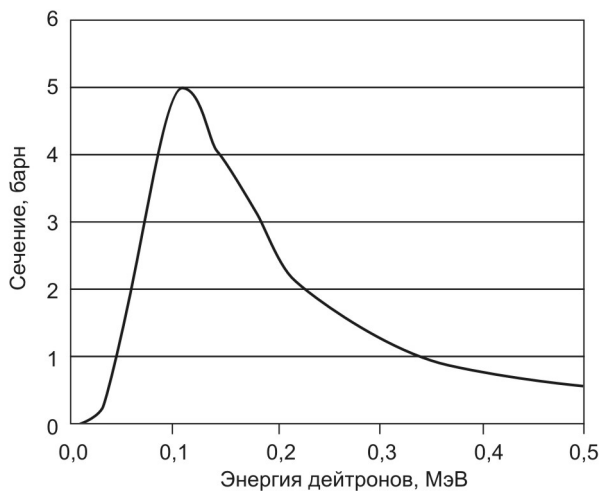
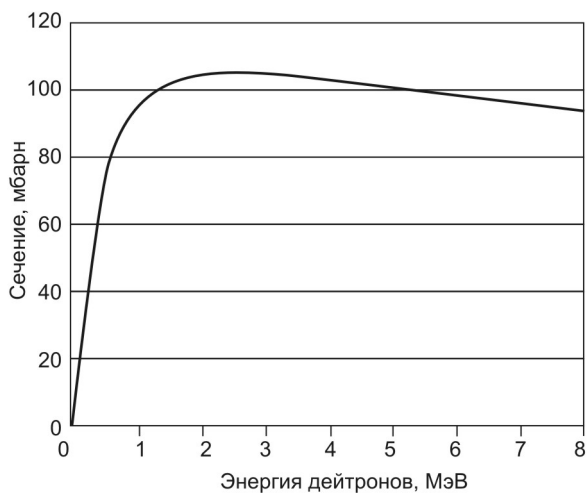


Заметим, что такая технология научных изысканий в области получения новых химических элементов не единственная — например, унунгексий может быть получен и иным путем (в процессе распада *унуноктия*, исторически полученного ранее):



В середине 2011 г. в Центре исследования тяжелых ионов (GSI) в г. Дармштадте (Гессен, Германия) начались исследования по синтезу 120-го химического элемента таблицы Менделеева. Для этих научных изысканий используется линейный ускоритель тяжелых ионов UNILAC. Это — путь исследований, начало которому положил Э.Ферми, облучавший нейтронами различные вещества (в основном уран — для получения трансурановых химических элементов — правда, в то время безуспешно). Для подобных, а также других научных экспериментов, часто требуются мощные источники нейтронов (нейтронные генераторы), которые рассмотрены ниже.

Для получения нейтронов высоких энергий в практике научных исследований могут применяться, в частности, рассмотренные выше ускорители электрически заряженных частиц (как основной модуль установки для генерации нейтронов). В *мощных нейтронных генераторах* обычно используются ядерные реакции $T(d,n){}^4\text{He}$ и $D(d,n){}^3\text{He}$, максимумы сечения которых находятся в области относительно низких энергий (см. рис. 6.10 и 6.11). Это позволяет использовать небольшие лабораторные ускорители для воздействия на соответствующие модераторы-конверторы излучения. Мишени — играющие роль модераторов-конверторов и позволяющие

Рис. 6.10. Зависимость значений сечения ядерной реакции $T(d,n)^4\text{He}$ Рис. 6.11. Зависимость значений сечения ядерной реакции $D(d,n)^3\text{He}$

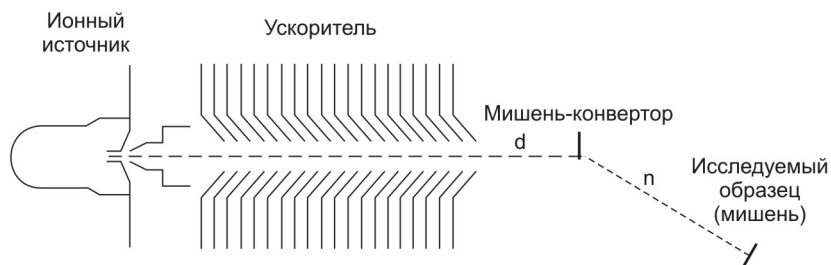


Рис. 6.12. Упрощенная схема нейтронного генератора

получить высокоинтенсивные потоки нейтронов — обычно являются твердотельными и представляют собой тонкие слои (толщиной до нескольких десятков микронов) титана (*Ti*), скандия (*Sc*), цинка (*Zn*) или некоторых других химических элементов, нанесенные на медную (*Cu*) подложку. Эти металлы способны образовывать металлические гидриды. Поскольку гидриды титана или скандия способны удерживать до двух атомов изотопов водорода на один атом металла, это свойство такого рода материалов позволяет использовать их в качестве аккумуляторов тяжелых изотопов водорода, необходимых для проведения указанных выше реакций.

При энергии дейтронов 200 КэВ энергия нейтронов во всем диапазоне углов испускания нейтронного пучка достигает 13,2... 15,1 МэВ, при этом нейтроны эмитируются из мишени практически изотропно, их угловое распределение имеет небольшой максимум в направлении дейтронного пучка. Ускорители, используемые в таких нейтронных генераторах, — обычно непрерывного действия. На рис. 6.12 показана упрощенная схема нейтронного генератора.

Энергия, теряемая пучком заряженных частиц в мишени при таком способе генерации нейтронов может достигать больших величин (до десятков килоджоулей в секунду на квадратный сантиметр). Это требует эффективного охлаждения модератора — для этого обычно используется водяное охлаждение. Для увеличения эффективной площади мишени, на которую попадает пучок бомбардирующих ее частиц, модератор может конструктивно выполняться в виде быстро вращающегося диска. Для получения нейтронов при помощи ускорителей также используются реакции ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, ${}^9\text{Be}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ и другие. Однако получение моноэнергетиче-

ских нейтронов в этом случае связано с дополнительными трудностями, так как по мере роста энергии появляются нейтроны, связанные с возбужденными состояниями конечных ядер.

В *лабораторных нейтронных генераторах* могут использоваться фотоядерные реакции с использованием ускорителей. Так, нейтроны могут быть получены в ходе (γ, xn) реакций под действием тормозного γ -излучения электронов, которыми облучаются ядра тяжелых изотопов. Электронные ускорители для этих целей впервые начали создаваться в 50-е годы XX в. в Харуэлле (Великобритания). При такой технологии от воздействия электронного пучка (при энергии электронов 100 МэВ) примерно на 20 электронов образуется 1 нейтрон. При энергии электронов >100 МэВ выход нейтронов практически перестает увеличиваться по мере дальнейшего возрастания энергии. Примером практической реализации нейтронного излучателя такого типа может служить лабораторный нейтронный генератор на линейном ускорителе электронов ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator). Максимальная энергия электронов в этом устройстве 180 МэВ, длительность импульсов — от 4 до 30 нс, частота следования импульсов 12...1000 Гц. В качестве мишени-конвертора в основном используется тантал (Ta). В каждом нейтронном образовании содержится приблизительно 10^{11} нейтронов в широком энергетическом диапазоне (от 10^{-3} до 10^8 эВ). Для получения нейтронов тепловых энергий, если таковые востребованы научными исследованиями, может использоваться водяной модератор (замедлитель). Поскольку выход нейтронов из фотоядерных реакций мал, для повышения эффективности генерации нейтронов может использоваться размножающий бустер (подробно о размножении нейтронов — см. § 9.3, гл.9)

Нейтронные генераторы могут быть весьма малогабаритными — это востребовано, скажем, в геофизических исследованиях при помощи буровых скважин. Для таких нужд нейтроны могут быть получены в результате взаимодействия α -частиц, например, от распада ^{210}Po , с мишенью-конвертором из бериллия 9Be в ходе (α, n) -реакции. Приведем пример и другого возможного конструктивного выполнения *малогабаритного источника нейтронов*. Для этого может использоваться свойство пьезоэлектрических кристаллов создавать сильные электрические поля при их нагревании и охлаждении. Так, в литературе описана заполненная дейтерием камера, в которой на расстоянии 15 мм размещаются два пьезоэлектрических кристалла $LiTaO_3$ ($10 \times 10 \times 20$ мм). Каждый кристалл нагревается до температуры $130^\circ C$ с помо-

щью маломощного (10 Вт) термоэлектрического нагревателя — примерно за 350 с, а затем, после выключения питания нагревателя, охлаждается до комнатной температуры. Поверхность одного из кристаллов, который приобретает положительный заряд при нагревании и отрицательный заряд при охлаждении, покрыта слоем 50 мкм дейтерированного полистирола. Другой кристалл приобретает при нагревании отрицательный заряд, а при охлаждении — положительный. Под действием электрического поля в пространстве между кристаллами происходит ионизация и возникает ускоренное движение ионов дейтерия. В результате взаимодействия ускоренных ионов дейтерия с дейтериевой мишенью (C_8D_8)_n могут высвобождаться нейтроны.

Как *мощные импульсные нейтронные излучатели* могут использоваться реакторы периодического действия (импульсные реакторы). В периодических импульсных реакторах нейтронные импульсы инициируются и гасятся за счет периодического движения части активной зоны, части отражателя либо замедлителя. Первый такой реактор ИБР-1 (Импульсный Быстрый Реактор) был запущен в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна, Россия) в 1960 г. Идея ИБР-1 была предложена директором института Д.И. Блохинцевым: между двумя частями плутония вращается диск с урановым вкладышем, при совпадении всех трех частей возникает мощная цепная реакция деления тяжелых нуклидов (сопровождающаяся выходом нейтронов), при несовпадении — реакция быстро затухает. Со слов сотрудников ОИЯИ, по поводу этого реактора Н. Бор заметил: "Я восхищен мужеством людей, решившихся на сооружение такой замечательной установки!". Сам же Д.И. Блохинцев считал, что эксплуатировать импульсный реактор не менее безопасно, чем «дразнить тигра в клетке». В дальнейшем в ОИЯИ был построен (1978 г.) второй, более мощный импульсный реактор — ИБР-2 (официально эта установка пущена в 1984 г.). Активная зона ИБР-2, объемом 22 л содержит 82 кг двуокиси плутония и охлаждается жидким натрием. Модуляция реактивности в таком устройстве осуществляется с помощью стального подвижного отражателя, состоящего из двух частей: основной (сплошной) и вспомогательной (трезубчатой) — упрощенная схема установки представлена на рис. 6.13. Основная и вспомогательная части отражателя вращаются с разными скоростями (1500 и 300 об/мин) рядом с активной зоной, и когда части отражателя оказываются одновременно напротив активной зоны — генерируется порция нейтронного излучения. Отражатели такой конструкции использовались вплоть до их модернизации (2003-2004 г.),

в ходе которой был установлен новый решетчатый отражатель из никелевого сплава, состоящий из двух частей, вращающихся в противоположных направлениях с малой скоростью (600 об/мин). Обновленная конструкция представлена на рис. 6.14. Длительности генерации нейтронных импульсов при этом были сохранены.

Усредненная мощность ИБР-2 составляет 2 МВт; мощность в импульсе — 1500 МВт. Импульсы (порции) тепловых нейтронов длительностью около 300 микросекунд испускаются с частотой 5 герц, плотность нейтронного потока в импульсе на поверхности модератора равна $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Исследовательский импульсный реактор ИБР-2 является одним из самых эффективных в мире лабораторных источников для исследований на выведенных пучках медленных нейтронов. Отметим, что импульсные реакторы строились и эксплуатировались только в СССР и России (хотя проекты таких реакторов разрабатывались и в других странах).

В научных исследованиях в качестве миниатюрных *радионуклидных излучателей* используются различные изотопы. Так в качестве γ -излучателя нашел применение изотоп протактиния ^{233}Pa в составе химических соединений PaH_3 , Pa_2O_5 , PaO_2 , PaCl_5 , PaF_4 и др. Такие источники, например, могут использоваться для исследования химических эффектов от действия ионизирующих излучений. В области радиационной химии подобные источники используются для исследований возможностей как стимулирования, так

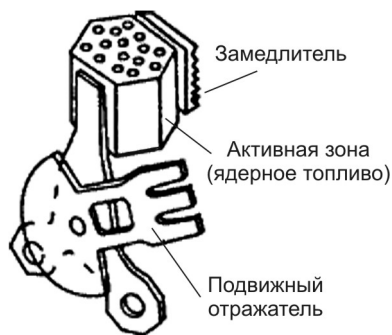


Рис. 6.13. Упрощенная схема ИБР-2



Рис. 6.14. Модернизированный отражатель ИБР-2

и торможения ионизирующими излучениями различных радиационно-химических процессов. В области биологических исследований источники ионизирующих излучений применяются для изучения лучевой реакции организма, в области сельскохозяйственных наук и зоологии — для изучения лучевых реакций флоры и фауны и т.д. и т.п.

В лабораторных исследованиях для проверки источников ионизирующих излучений могут использоваться маломощные и миниатюрные излучатели, в том числе образцовые (эталонные) источники α -, β -, γ -лучей и другого типа излучений.

Эталонные источники излучения α - и β -частиц, как правило, представляют собой металлические подложки с углублением, в котором нанесен и зафиксирован препарат с соответствующим радионуклидом. В качестве источников α -излучения обычно используются изотопы ^{239}Pu , ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U (или естественный уран — смесь природных изотопов). В качестве источников β -излучения может использоваться составной стронций-иттриевый препарат ($^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$). Подложки для препаратов с такими источниками изготавливаются из алюминия или алюминиевых сплавов (распространенный стандарт — толщина подложки 1 мм, углубление 0,5 мм). Радиоактивный препарат имеет защитное покрытие: для источников α -излучения — в виде оксидной пленки металлов, для источников β -излучения — в виде алюминиевой фольги толщиной 0,05...2 мм. Другой вариант эталонного источника β -излучения — металлическая подложка в виде прямоугольной пластины (фольги) из металлического никеля, на которую с одной стороны нанесен методом электроосаждения радиоизотоп никеля ^{63}Ni . Сверху активная (излучающая) часть герметизируется защитным слоем никеля (в составе которого находятся только нерадиоактивные изотопы).

Принцип действия *эталонных источников нейтронов* связан либо с результатами спонтанного деления (например, нуклидов изотопа калифорния ^{252}Cf), либо — с результатами ядерных реакций (α, n) на легких ядрах, например $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. В составе таких источников в качестве встроенного излучателя α -частиц используются радиоактивные изотопы ^{210}Po , ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{241}Am . Поток нейтронов от таких изотопных источников ограничен активностью препарата, он обычно заметно меньше 10^8 нейтронов в секунду. Такие изотопные источники имеют сплошной энергетический спектр нейтронов (в пределах 0,1...12 МэВ) и высокий фон γ -излучения. Изотопные источники моноэнергетических нейтронов небольших энергий можно создать, используя также реакцию (γ, n) . Так, обычно используется реакции $d(\gamma, n)p$ (энергия

реакции $Q = -2,23$ МэВ, источник γ -фотонов — на основе изотопа талия ^{208}Tl с $E_\gamma = 2,62$ МэВ, энергия нейтронов 200 КэВ) или реакция $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{He}$ (энергия реакции $Q = -1,65$ МэВ, источник γ -фотонов на основе изотопа висмута ^{214}Bi с $E_\gamma \approx 1,78$ МэВ, энергия нейтронов 110 КэВ). Типовое конструктивное оформление таких источников представляет собой герметичную цилиндрическую капсулу (полый корпус с пробкой), выполненную из нержавеющей стали, в которую помещена активная часть (например, изотоп калифорния ^{252}Cf) в виде металлической пленки, нанесенной термооксидным способом на внутреннюю поверхность дна корпуса.

Как пример образцового *эталонного источника γ -излучения* можно привести модуль из пористого графита, импрегнированного оксидом урана ^{235}U , в виде пустотелого цилиндра с двумя крышками (активная часть), который помещается в корпус из нержавеющей стали, герметизированный аргоно-дуговой или лазерной сваркой. Как вариант, может использоваться герметизированная таким же образом графитовая матрица с внедренным в нее изотопом цинка ^{65}Zn или керамическая матрица с внедренными в нее изотопами кобальта ^{57}Co , ^{60}Co или бария ^{133}Ba . Еще один вариант активной части подобного γ -излучателя — электроосажденный и дифундировавший в тонкую металлическую матрицу (толщиной не более 6 мкм, диаметром 4...8 мм) изотоп кобальта ^{57}Co высокой чистоты без носителя. Активная часть может быть изготовлена также в виде химических соединений CaSnO_3 , BaSnO_3 и SnO_2 на основе радионуклида-изомера олова $^{119\text{m}}\text{Sn}$ высокой удельной массовой активности (более 300 мКи/г) и чистотой более 99,9%.

Как пример лабораторного *эталонного источника рентгеновского излучения* можно привести радионуклид ^{55}Fe , который наносится методом электроосаждения на медную или бериллиевую подложку, помещенную в монелевую (на основе никеля и меди) капсулу с бериллиевым окном (с герметизацией капсулы лазерной сваркой). Другим примером эталонного рентгеновского источника может служить керамическая или графитовая матрица с внедренным в нее изотопом кадмия ^{109}Cd , который помещается в подложку из вольфрамового сплава, упакованную в герметизированный при помощи лазерной или аргоно-дуговой сварки корпус из титана или монель-металла. В корпусе предусмотрено *бериллиевое окно* (такие окна могут быть выполнены из бериллиевой фольги, для их монтажа используются специальный вакуумный клей или пайка, а также — фланцы). Максимальный диаметр такого бериллиевого окна — 200 мм, минимальная толщина — 0,3 мм, рабочая температура может достигать 200 °С. Прозрачные для рентгеновского излучения

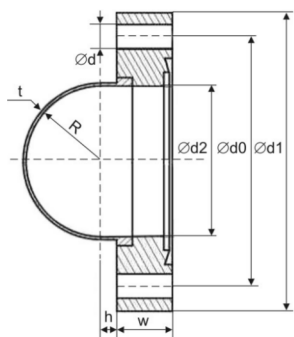


Рис. 6.15. Чертеж и фото бериллиевого окна лабораторного источника рентгеновского излучения.

бериллиевые окна с фланцевым креплением, традиционно применяемые в вакуумных камерах лабораторных и научно-исследовательских установок, представлены в виде эскиза и фотографии на рис. 6.15.

Исследования медицинского характера, в которых применяются источники ионизирующих излучений, часто неотделимы от научных, диагностических и терапевтических процедур, которые являются их логическим (и часто — технологическим) продолжением. Как можно понять, применение источников ионизирующих излучений в практике научных исследований характеризуется чрезвычайно широким разнообразием.

§ 6.2. | ИЗУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА И ПРЕПАРАТЫ МЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Устройства, генерирующие *ультрафиолетовые лучи* (рис. 6.16, 6.17), нашли применение в медицине и используются, как правило, в бактерицидных, физиотерапевтических или в оздоровительно-профилактических целях (например, для стерилизации операционных, для фото-терапии при дерматологических заболеваниях, физиологической стимуляции образования витамина D_3 , вырабатываемого в кожном покрове под действием ультрафиолетового излучения и др.).

Устройства, генерирующие *рентгеновские лучи* обычно применяются в диагностических и терапевтических целях. В сфере медицины рентгеновское излучение нашло применение уже в скором времени после его открытия. Энтузиастом медицинского применения рентгеновских лучей была Мария Склодовская-Кюри. Сразу после начала активных боевых действий на фронтах первой мировой войны она стала закупать на личные средства, оставшиеся от двух Нобелевских премий (1903 г. и 1911 г.), передвижные рентгеновские установки с электропитанием от динамо-машины, присоединенной к автомобильному двигателю (от автомобильного электрогенератора). Эти устройства придавались хирургам в помощь при обследовании раненых (для обнаружения шrapнели в теле пострадавших, для визуализации переломов костей и т.п.). Накопленный опыт М. Склодовская-Кюри обобщила в монографии «Радиология и война» (1920 г.), что, безусловно, способствовало становлению рентгенологии как медицинской науки.

Регистрация изображения обследуемого органа в рентгеновских лучах на фотопленке получила название *рентгенография*. Для получения такого изображения облучаемый рентгеновскими лучами орган располагается между источником рентгеновского излучения и фотопленкой. Рентгенография позволяет легко определять целостность костных тканей, которые состоят в основном из кальция и поэтому практически непрозрачны для рентгеновского излучения, выявлять разрывы мышечных тканей, обнаруживать патологические образования, проводить другие медицинские исследования. Рентгенографические снимки, поясняющие применение рентгеновского излучения

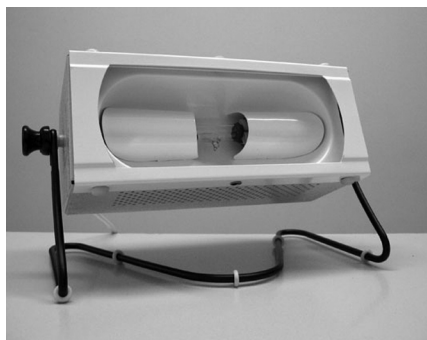
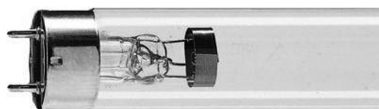
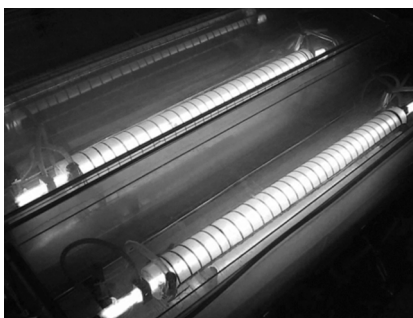


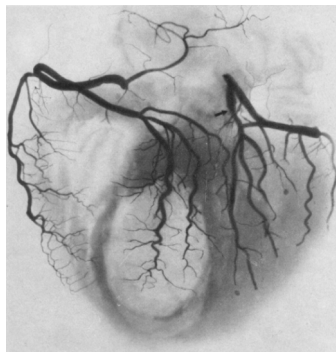
Рис. 6.16. Устройства-рефлекторы направленного ультрафиолетового излучения

в медицинских целях, представлены на рис. 6.18 — 6.21. При помощи рентгенографии можно, например, точно определить размер и форму сердца, а также степень обеспеченности миокарда (мышцы сердца) кровоснабжением через систему коронарных сосудов (сосуды сердца называют коронарными, поскольку они по конфигурации напоминают корону) — это, в частности, иллюстрирует рентгеновский снимок, помещенный на рис. 6. 18 (а).

Более прозрачные для рентгеновского излучения части тела (в основном это мягкие ткани) на рентгеновских снимках выглядят темнее, а костная ткань — светлее, это хорошо иллюстрируют изображения, помещенные на рис. 6.18 (б) и 6.19 (а,б).



Ряс. 6.17. Изотропные излучатели
ультрафиолетовых лучей



(а)



(б)

Рис. 6.18. Рентгенографические снимки, отражающие нормальную анатомию:
(а) — коронарных сосудов сердца человека;
(б) — шейно-челюстного сегмента

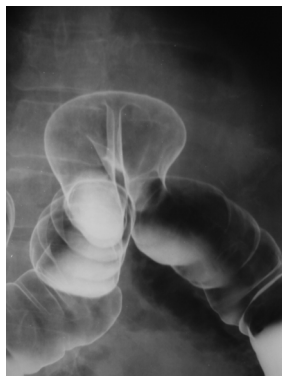


(a)



(б)

Рис. 6.19. Рентгенографические снимки, отражающие патологическую анатомию:
(a) – перелом позвоночника человека,
(б) – последствия взрыва петарды в руке



(a)



(б)

Рис. 6.20. Рентгенографические снимки полости кишечника (a) и суставов (б) с использованием контрастного вещества

Полости отдельных органов (сосудов, кишечника, суставов и др.) становятся видимыми на рентгеновском снимке более четко, если их заполнить *контрастным веществом*. К таким контрастирующим «усилителям» относятся, например, сульфат бария или препараты йода, в которых рентгеновское излучение поглощается сильнее, благодаря чему возникает эффект «затемнения тканей», которые окружают полость, или эффект затемнения кровеносного русла. Так, снимок, помещенный на рис. 6.18 (а) иллюстрирует возможности контрастного рентгенологического обследования кровеносных сосудов (ангиографию), а снимки, помещенные на рис. 6.20, иллюстрируют возможности рентгенологической диагностики кишечника и суставов — с использованием контрастных веществ.

В качестве естественного контрастного вещества может использоваться в некоторых случаях атмосферный воздух, который поглощает рентгеновское излучение слабее тканей тела, создавая рентгеноскопический эффект «просветления тканей».

Развитие техники медицинского рентгеновского анализа позволило значительно сократить время экспозиции и уменьшить мощность излучения рентгеновских установок без существенного снижения качества получаемых изображений. Так, прогрессивным шагом в рентгенологии стало использование *флюорографических установок*. В этих установках конструктивно предусмотрено, что обследуемая часть тела пациента располагается между источником рентгеновского излучения и плоским экраном, который покрыт люминофором (например, флуоресцирующим йодидом цезия). Под действием — даже достаточно маломощного — рентгеновского излучения люминофор обеспечивает яркое флуоресцентное изображение, которое может быть зафиксировано, скажем, на фотопленке в виде *флюорограммы*, как показано на рис. 6.21.

Вторичное флюорографическое изображение по сравнению с первичным рентгеновским изображением оказывается в той или иной степени уменьшенным. Конструкции флюорографических установок (флюорографов) в зависимости от размеров вторичного фотоизображения можно разделить на два вида: мелкокадровые (малокадровые) и крупнокадровые. К первым относятся флюорографы, дающие размер кадра 24×24 мм или 32×32 мм, изображенные эскизно на рис. 6.22(а), а ко вторым — установки с зеркально-линзовой оптикой, обеспечивающие размер кадра 60×60 мм, 70×70 мм и 110×110 мм или больший формат изображения, эскизно представленные на рис. 6.22(б).

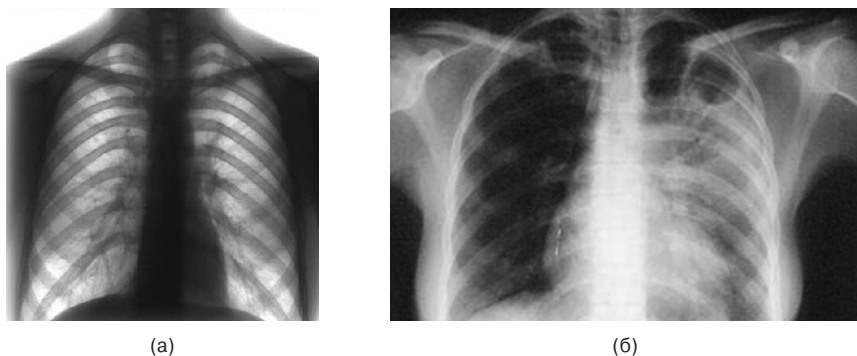


Рис. 6.21. Рентгеновские флюорограммы грудной клетки человека

В годы второй мировой войны крупнокадровая флюорография с размером кадра 65×90 мм активно использовалась для массовых рентгенологических исследований раненых с огнестрельными и разными другими повреждениями костей и суставов, а также с целью уточнения локализации инородных тел (осколков, пуль и т.п.) в организме. В мирное время флюорография применяется главным образом для обследования подлежащих регулярному медосмотру групп населения для выявления патологий.

Современные рентгено-лучевые флюорографические установки с усовершенствованным интерфейсом позволяют полученное изображение вывести на телевизионный экран или монитор компьютера, а также сохранить в виде цифровой электронной версии. В настоящее время используется в основном цифровая флюорографическая техника, позволяющая получать качественное видео-изображение, которое может быть воспроизведено на бумаге с помощью принтера, а также может архивироваться на магнитных или оптических носителях информации для хранения в течение длительного времени (рис. 6.23).

Опытный врач-рентгенолог, исследуя и интерпретируя рентгенограмму или флюорограмму, во многих случаях без дополнительного обследования имеет возможность поставить правильный диагноз. При диагностике легочных и иных заболеваний метод рентгенографической визуализации успешно конкурирует с применением стетоскопов и фонендоскопов (трубок для восприятия физиологических процессов на слух), а в сложных случаях —

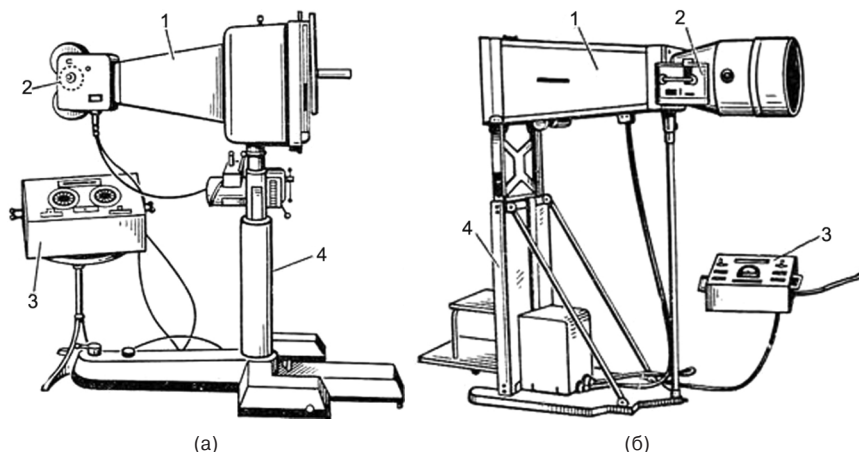


Рис. 6.22. Эскизы базовых конструкций рентгеновских флюорографических установок: (а) — малокадровый флюорограф (1 — тубус; 2 — фотокамера; 3 — пульт управления; 4 — штатив), (б) — крупнокадровый флюорограф (1 — тубус-камера; 2 — рольная кассета; 3 — пульт управления; 4 — штатив с подъемником)

и с методом ультразвуковых исследований. В ряде случаев рентгено-лучевой метод *интроскопии* (лат. *intro* — внутри, греч. *σκοπέω* — смотрю) является единственно приемлемым с точки зрения полноты информации.

Для повышения информативности медико-диагностических рентгенографических процедур вместо рентгеновских установок, позволяющих получить одноракурсное изображение (проекцию) объекта, могут использоваться многоракурсные проекционные аппараты, к которым относятся *рентгеновские томографы* (греч. *τομή* — сечение, *γραφική* — изображать) с компьютерным обеспечением.

Дебютная идея медицинской (анатомической) томографии была основана на принципах топографической анатомии русского хирурга Н.И.Пирогова, который — по результатам препарирования охлажденных трупов — подготовил и издал атлас под названием «Топографическая анатомия, иллюстрированная разрезами, проведенными через замороженное тело человека в трех направлениях». Изображения в атласе предвосхищали появление подобных изображений, полученных лучевыми томографическими методами исследования.

Для получения подобных изображений в рентгеновских лучах австрийский рентгенолог Майер (E.G. Mayer, 1914 г.) предложил двигать рентгеновскую трубку и фоторегистратор относительно некоторой воображаемой оси, проходящей через тело пациента — и четкость изображения достигалась только в точках, смещение рентгеновского луча относительно которых было минимальным. Метод Майера, при котором исследуемый объект оставался неподвижным, а рентгеновская трубка



(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 6.23. Общий вид современных рентгено-лучевых медицинских установок: (а) и (б) — камерного типа для флюорографии грудной клетки (в положении стоя); (в) и (г) — открытого типа для общей рентгенографии тела (в положении лежа)

и кассета с фотопленкой согласованно перемещались в противоположных направлениях, требовал многократного получения последовательных изображений и дальнейшего их изучения по отдельности. В 1917 году австрийский математик Иоганн Радон решил задачу — как по интегралу функции многих переменных восстановить саму функцию — это решение означало разработку алгоритма восстановления трехмерного изображения объекта расчетным путем по координатам точек его проекций, но тогда этот алгоритм не нашел технического приложения. В 1963 году эту же задачу повторно решил физик из ЮАР Аллан Кормак, чем обеспечил базу программного обеспечения для компьютера установки «EMI-scanner», разработанной шестью годами позже английским инженером Годфридом Хаупсфилдом. Эта установка стала прототипом современных компьютерных рентгеновских томографов, а А. Кормак и Г. Хаунсфилд «за разработку компьютерной томографии» были удостоены Нобелевской премии (1979 г.) по физиологии и медицине. Простая, но наглядная модель, иллюстрирующая принцип получения послойных изображений (сечений) головы человека представлена на рис. 6.24.

В дальнейшем автоматизированный метод *рентгеновской томографии*, основанный на сканировании медицинского объекта с получением ряда изображений его тонких слоев (сечений) — и компьютерном построении хорошо воспринимаемого визуально трехмерного изображения — нашел в медицине широкое применение. В современных рентгеновских томографах осуществляется непрерывное вращение системы «излучатели-воспринимающие детекторы», но существуют также системы с кольцевым набором детекторов, где вращается лишь один излучатель. При этом излучение испускается импульсно и для получения требуемого изображения подвижная часть устройства томографа на протяжении от полуоборота до оборота совершает 200...400 экспозиционных включений. Такое неинвазивное (без грубого механического вмешательства) исследование внутренней структуры объекта и протекающих в нем процессов позволяет за один акт обследования формировать от 4 до 256 компьютерных изображений сечений и при спиральном движении рентгеновской трубки получать за несколько секунд внутреннее изображение всего тела. При этом собираемая при сканировании информация имеет очень высокую степень пространственного и контрастного разрешения и позволяет представить изображение органа или ткани в любой интересующей врача плоскости. Примеры

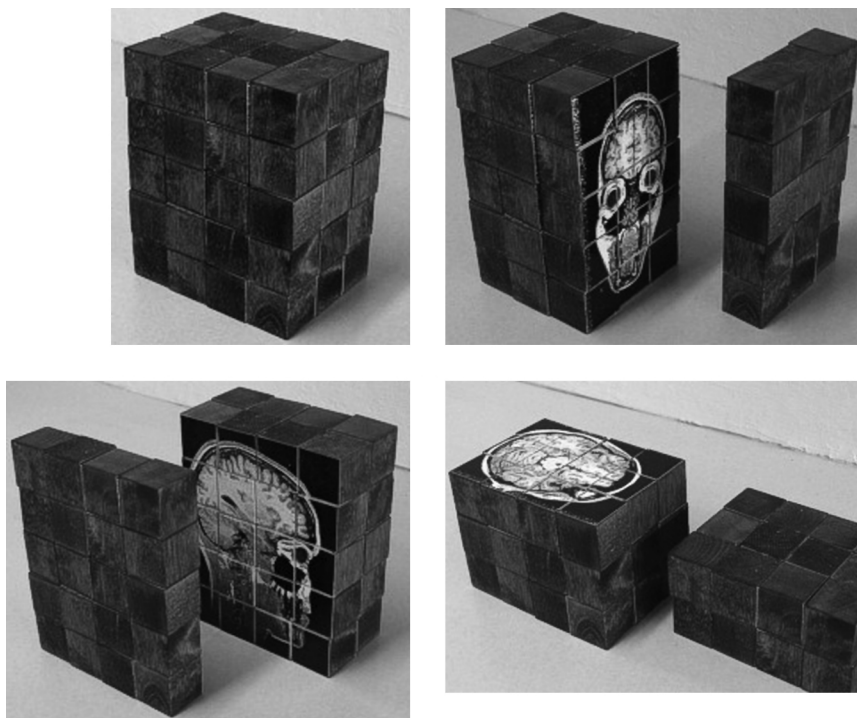


Рис. 6.24. Наглядная модель В. Брайна, поясняющая «на кубиках» принцип рентгеновской томографической интроскопии

компьютерных томографических изображений, полученных в рентгеновских лучах, представлены на рис. 6.25.

При обеспечении надлежащей (лазерной) фокусировки рентгеновского излучения (что возможно не при помощи линз, а путем использования калиброванных отверстий) рентгеновское томографическое сканирование позволяет различать детали размером порядка всего сотен нанометров. Рентгеновскую компьютерную томографию обычно используют в целях диагностики и при планировании ответственных хирургических вмешательств, а также — для лучевой терапии.

В этих же целях может использоваться метод введения в организм химических веществ, атомы которых являются радиоизотопами. Эти ве-



Рис. 6.25. Компьютерные томографические изображения, полученные в рентгеновских лучах

щества (*радиофармацевтические препараты*), всасываясь в кровь и включаясь в естественные физиохимические процессы, могут отслеживаться при помощи наружных регистраторов благодаря испусканию ими ионизирующих излучений. Путем томографического сканирования органов тела существует возможность определить интенсивность (мощность) излучения от радионуклидов, усвоенных в результате физиологических процессов. Соответствующий метод медицинского обследования получил название позитронно-эмиссионного сканирования (или *позитронно-эмиссионной томографии*). Как правило, он применяется для функциональной диагностики сложных патологий — таких, например, как церебральный паралич, а также некоторых других заболеваний. Получаемые в результате *томограммы* позволяют наблюдать многоакурсные изображения внутренних органов в лучах ионизирующих излучений с визуализацией физиологической концентрации радиоизотопов в организме человека — как это показано на рис. 6.26.

Для изучения метаболизма клеток и гормонального статуса, физиологической активности различных биологических тканей и органов применяются разные *радиофармацевтические препараты*. Так, например, для оценки физиологической активности тканей головного мозга в него вводится 2-деоксиглюкоза, которая обычно «помечена» с помощью β^+ -радиоактивного нейтроннодефицитного изотопа кислорода ^{15}O (имеющего период полураспада 122 с и получаемого непосредственно перед химическим синтезом препарата и его внутривенным введением в организм). Это вещество (препарат) попадает с кровью в головной мозг так же, как и

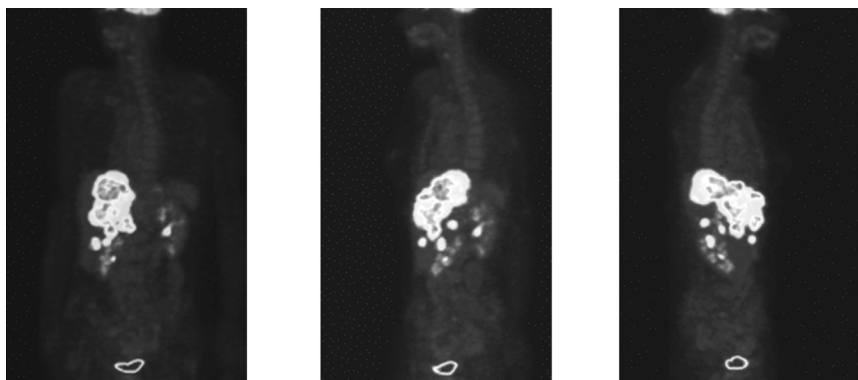


Рис. 6.26. Томографические изображения в лучах ионизирующих излучений от радиоактивных препаратов

глюкоза, однако процесс его усвоения функционирующими нейронами протекает медленнее. В поврежденных тканях мозга метаболическая активность этого вещества существенно снижается, и усвоение этими тканями радиоактивного вещества заметно уменьшается, что можно визуализировать. Как было объяснено в главе 3, нейтронно-дефицитные изотопы, как правило, распадаются с испусканием позитрона или с захватом орбитального электрона атома. Напомним, что после торможения в веществе позитрон аннигилирует с электроном, в результате чего получаются два фотона с энергией по 0,51 МэВ, испускаемых в противоположных направлениях. Это свойство является весьма удобным для использования позитронно-эмиссионных томографов при определении локализации изотопа в исследуемом органе. Применение аппаратуры, регистрирующей сразу оба фотона (работающей по *схеме совпадений регистрации*) позволяет повысить надежность детектирования излучения при относительно слабом неядерном γ -излучении по сравнению с источниками ядерного γ -излучения — радионуклидами, введение которых в мозговую ткань может быть небезопасным.

Для анализа работы некоторых других органов могут использоваться γ -радиоактивные изотопы. При работе с такими изотопами медицинский томографический анализ можно проводить с использованием эффекта возникновения световых вспышек при взаимодействии γ -излучения от введен-

ного в организм радионуклида со специальными регистрирующими веществами, реагирующими на ионизирующее излучение слабыми световыми эффектами — сцинтилляциями. Такой метод называют *сцинтиграфическим методом* анализа. Радиофармацевтические препараты диагностического назначения обычно содержат источник γ -лучей или источник β -частиц, излучение которых проникает за пределы организма и регистрируется внешним измерительно-регистрирующим комплексом, позволяющим визуализировать процессы, происходящие в исследуемых органах или отдельных участках тела.

Первые попытки использования радионуклидных препаратов в медицинской диагностике относятся к середине 20-х годов XX века, когда Дж. Хевеши (Нобелевская премия получена им в 1943 г.) провел первые эксперименты по изучению метаболизма клеток на мышах с использованием изотопа висмута ^{210}Bi (для справки: период полураспада этого изотопа путем испускания электронов, с образованием ^{210}Po , равен 5,013 суток; вероятность распада путем испускания α -частиц, с образованием ^{206}Tl , пренебрежимо мала). В 1927 г. Блумгарт и Вайсс применили радон ^{222}Rn (излучающий преимущественно α -частицы и позитроны) для оценки фармакодинамики процессов у больных с сердечной недостаточностью. Теперь практика *введения радионуклидов в организм* человека в диагностических целях стала общепринятой.

В качестве примера применения современной техники сцинтиграфического метода томографического анализа для функциональной диагностики щитовидной железы, можно привести использование изотопа йода ^{123}I , который является на 83,4 % γ -излучателем фотонов энергией 159 КэВ. Период полураспада изотопа йода ^{123}I равен 13,22 ч, продуктом его распада (путем электронного захвата) является долгоживущий изотоп теллура ^{123}Te , имеющий низкую активность. С этой же целью для краткосрочной визуализации процессов могут использоваться: имеющий период полураспада 81 мин. изотоп йода ^{120}I (дочерним продуктом распада которого является стабильный изотоп теллура ^{120}Te) или имеющий период полураспада 52,6 мин. изотоп йода ^{134}I , дочерним продуктом распада которого является стабильный изотоп ксенона ^{134}Xe . Поясним: визуализация функции щитовидной железы путем анализа излучений различных радиоизотопов йода основана на ее способности концентрировать и накапливать йод (в том числе и радиоактивный).

Для среднесрочной визуализации внутренних физиологических процессов (наиболее распространенный случай) могут использоваться радионуклиды ^{131}I , имеющие период полураспада 8,04 суток. Они β - и γ -радиоактивны: наиболее вероятен канал распада с максимальной энергией электронов 0,606 МэВ (вероятность по отношению к испусканию электронов других энергий 89,9 %) и γ -фотонов с энергией 364,5 КэВ (вероятность по отношению к испусканию фотонов других энергий 82 %). Сразу обратим внимание на риск при применении этого метода для здоровья пациента, учитывая биологические эффекты от радиационного воздействия радионуклидов йода (подробности см. в § 9.4. гл. 9). При распаде нуклид ^{131}I довольно быстро превращается в стабильный нуклид ^{131}Xe .

Пролонгированная визуализация (относительно длительный мониторинг) может потребовать использования более долгоживущих изотопов йода. Например, с этой целью могут использоваться имеющие период полураспада 60,14 суток изотопы йода ^{125}I , распад которых сопровождается образованием стабильных изотопов теллура ^{125}Te . Обычно применяемые препараты йода, которые вводится в организм пациента внутривенно, используются в химической форме изотонического раствора йодида натрия. Ядерно-физические характеристики различных изотопов йода, которые могут применяться в «ядерной» медицине в качестве внедряемых в организм излучателей, представлены в таблице 6.3.

В качестве диагностического средства для γ -томографической визуализации состояния симпатической периферической нервной системы — при необходимости оценки целостности и функционального состояния адренергических нервных окончаний в различных органах и тканях — обычно применяется изотоп йода ^{123}I в составе метайодбензилгуанидина, который является его физиологическим переносчиком. Препараты на основе радиоизотопов йода могут использоваться также для выявления γ -томографическими методами сифилиса и туберкулеза, поскольку при этих патологиях йод накапливается в гуммах подкожной жировой клетчатки и туберкулезных очагах (что связано с высоким содержанием в них липидов).

Для оценки функционального состояния печени, селезенки и костного мозга обычно применяется ядерный изомер изотопа технеция ^{99m}Tc (концентрирующегося в перечисленных органах, соответственно, в пропорциях: 85 %, 10 %, 5 %), который является γ -излучателем фотонов энергией 143 КэВ. Период полураспада ^{99m}Tc (ядерного изомерного перехода) равен 6,01 ч с

превращением в низкоактивный изотоп ^{99}Tc (с вероятностью 93,7 %); другой (маловероятный) канал распада — превращение в низкоактивный изотоп рутения ^{99}Ru . Применяемый препарат технеция вводится в организм пациента внутривенно, в составе физиологически усваиваемых химических соединений — дифосфоната технеция или пертехнетата натрия. Как пример, приведем полный состав и характеристики применяемого в медицинской практике радиофармацевтического препарата «Натрия пертехнетат, $^{99\text{m}}\text{Tc}$ »:

Состав:

- $^{99\text{m}}\text{Tc}$ без носителя, активность МБк	
740-14870	
- натрия хлорида, мг	8,7- 9,3
- воды для инъекций, мл	до 1
- радиохимическая чистота, %, не хуже	99,0
- содержание метилэтилкетона, %, не более	0,05
- pH	5,0-7,0

Радионуклидные примеси:

- ^{99}Mo , %, не более	$2 \cdot 10^{-3}$
- остальные радионуклиды, %, не более	$1 \cdot 10^{-4}$

Для оценки нарушений кровотока в сосудах, обеспечивающих кровоснабжение миокарда, с целью выяснения риска возникновения стенокардии и инфаркта миокарда проводят γ -томографическое сканирование с применением радиоизотопа таллия ^{201}Tl , вводимого внутривенно в составе химического соединения хлорида таллия. Радионуклидная диагностика сердечной мышцы основана на способности жизнеспособных клеток миокарда (миоцитов) активно усваивать ^{201}Tl . При нормальном коронарном кровоснабжении около 85...90 % введенного внутривенно таллия усваивается миокардом, при нарушении коронарного кровотока у больных уровень экстракции этого вещества в бассейне стенозированной (суженной) коронарной артерии заметно снижается, что при помощи излучения и регистрирующей его аппаратуры подлежит визуализации. Дело в том, что в биохимическом отношении, таллий сходен с калием, именно поэтому он естественно проникает в миоциты — клетки миокарда, однако катион таллия Tl^+ по сравнению с катионом калия K^+ обладает гораздо большей способностью проникать через клеточную мембрану внутрь миоцита. При этом скорость проникновения Tl^+ в 100 раз выше, чем у щелочных металлов. Это, конечно, вызывает резкое

Таблица 6.3. | Ядерные характеристики некоторых
радиоизотопов йода

Радио- нуклиды	Период полураспада	Превращение, излучения	Энергия γ -фотонов, МэВ	Выход γ -фотонов, %
^{120}I	81 минут	электронный захват, γ	1,523 0,6406 0,5603 0,511	14,2 6,21 82 90
^{121}I	2,12 часа	электронный захват, γ	0,5319 0,511 0,2125	6,2 22 84,5
^{123}I	13,3 часа	электронный захват, γ	0,5385 0,5290 0,5056 0,4404 0,1591	0,27 1,05 0,26 0,35 83
^{124}I	4,17 суток	электронный захват, γ , β^+	1,6910 0,7227 0,6027	10,7 10,2 62
^{125}I	60,14 суток	электронный захват, γ	0,0354	6,75
^{126}I	12,8 суток	электронный захват, β^+ , β^- , γ	0,7538 0,662 0,3838	3,94 32,6 35,4
^{130}I	12,5 часа	β^- , γ	1,1573 0,7394 0,6684 0,5361 0,4180	11,4 80,8 94 99,8 32,6
^{131}I	8,04 суток	β^- , γ	0,6369 0,3644 0,2843	6,9 82,4 5,8

смещение физиологического баланса Na/K , что может привести к нежелательным функциональным нарушениям. Однако, как диагностический препарат, нейтронно-дефицитный радионуклид ^{201}Tl ценен тем, что ему свойственно испускание рентгеновских и γ -фотонов (энергия 135 КэВ и 167 КэВ), что позволяет в результате γ -скопии полноценно визуализировать физиологические процессы, свойственные миокарду (хотя и с нежелательными возможными локальными биохимическими последствиями для пациента). Этот радионуклид с периодом полураспада 73,5 часа в процессе электронного захвата (позитронного излучения) превращается в стабильный изотоп ртути ^{201}Hg . К проблемным побочным эффектам, связанным с такими медицинскими процедурами, относится не только токсическое действие названных химических элементов, но и поглощение испускаемого ими ионизирующего излучения окружающими тканями. Последнее из указанных обстоятельств также может затруднять интерпретацию результатов γ -эмиссионной томографии с применением изотопов таллия.

Для медицинского анализа патологии кровоснабжения миокарда могут использоваться и препараты ядерного изомера технеция ^{99m}Tc (в виде изонитрила, пирофосфата или тетрофосмина технеция или других, приемлемых для организма химических соединений). *Сцинтиграфия миокарда* с применением ^{99m}Tc может использоваться для визуализации очагов инфаркта миокарда на том основании, что этот химический элемент имеет свойство избирательно накапливается в некротизированной (отмирающей в результате недостаточного кровоснабжения) ткани сердечной мышцы — при условии, что в зоне ишемического поражения миокарда в результате инфаркта сохраняется, по крайней мере, 10...40 % кровотока (в том числе коллатерального), необходимого для доставки технеция к очагу некроза. Надо сказать, что перераспределение в мышце сердца препаратов на основе технеция выражено гораздо слабее, чем препаратов на основе таллия, что снижает их ценность при оценке жизнеспособности сердца. При этом время жизни изотопов ^{99m}Tc меньше, чем изотопов ^{201}Tl , поэтому технеций приходится вводить в больших дозах. Этот же изотоп используется и для диагностирования функционального состояния костной ткани путем γ -визуализации концентрации технеция в областях костей с неправильным обменом веществ (метод *остеосцинтиграфии*) — например, для выявления остеопороза или костных новообразований.

После введения радиоизотопного препарата пациента располагают

так, чтобы при помощи подвижной части томографа, вращающейся вокруг обследуемого, осуществлялось сканирование анализируемой зоны путем регистрации γ -излучения.

Общий вид томографа медицинского назначения представлен на рис. 6.27.

Учитывая нежелательные побочные эффекты, радионуклидные методы диагностики — основанные на регистрации излучения от введенных в организм пациента радиофармпрепаратов — обычно рекомендуются при необходимости анализа характера или динамики их физиологического распределения при непродуктивности применения других методов. Так, использование в диагностической медицине стероидных гормонов (например, меченных радионуклидом йода ^{125}I), позволяет осуществлять раннюю диагностику онкологических заболеваний (когда другие методы неэффективны), выявлять нарушения функции половых желез и надпочечников, системы «гипоталамус-гипофиз-кора надпочечников» и других гормональных патологий путем визуализации деятельности эндокринной системы человека.

Радионуклидная диагностика позволяет получать динамическое изображение органов, количественно оценивать их функциональные изменения на тканевом и клеточном уровнях. Условиями целесообразности проведения подобных исследований *in vivo* (на живом человеке) являются органотропность (целевое избирательное накопление радионуклида в обследуемом органе) и обеспечение низкой лучевой нагрузки на другие органы и ткани организма.

Источники ионизирующей радиации нашли применение в ядерной (радионуклидной) медицине не только для проведения диагностических процедур, но и для врачевания. Здесь уместно напомнить, что когда Фредерику и Ирен Жолио-Кюри вручалась Нобелевская премия по химии «за выполненный синтез новых радиоактивных элементов» (1935 г.), К. В. Пальмайер, представляя их, сказал: «Благодаря вашим открытиям впервые стало возможным искусственное превращение одного элемента в другой — ранее неизвестный. Результаты проведенных вами исследований имеют важнейшее сугубо научное значение...но кроме того, физиологи, врачи и все страждущее человечество надеются обрести благодаря вашим открытиям бесценные лекарственные препараты». Основной областью медицины, в которой получило распространение терапевтическое использование источников ионизирующих излучений (генерируемых при



Рис. 6.27. Общий вид медицинского томографа

помощи устройств или получаемых путем применения радионуклидов) стала онкология. Для подавления злокачественных опухолей применяется *лучевая терапия* (радиотерапия) — лечение ионизирующей радиацией (в основном рентгеновским и γ -излучением, нейтронным и протонным излучениями, β -излучением). В основе лучевой терапии лежит губительное воздействие ионизирующих излучений на активно делящиеся клетки организма (патологическая активность раковых клеток весьма высока и схожа с нормальной активностью разве что клеток костного мозга). Постулат, используемый при врачевании онкологических больных, опирается на положение: если раковые клетки более активны, чем окружающие ткани, то и повреждающее действие излучения причинит им более серьезный вред путем модификации их ДНК (дезоксирибонуклеиновой кислоты), что остановит репликацию патологических клеток и затормозит рост опухоли.

Общая лучевая терапия может основываться на введении в организм (перорально или внутривенно) радионуклидных препаратов с обязательной изоляцией пациента от других людей во избежание вредного влияния ионизирующих излучений на окружающих. Общее воздействие на организм предполагает последующую естественную физиологическую аутогенную избирательность и преимущественную концентрацию того

или иного химического (радиоактивного) препарата в соответствующем органе, лечение которого предполагается: йода — в щитовидной железе, фосфора — в костном мозге, стронция — в костной ткани, таллия — в миокарде и т.д.

Локально-контактный способ лучевой онкотерапии — брахитерапия (от греч. βραχύς — короткий, близкорасположенный) — представляет собой способ локализованного воздействия на подлежащие облучению ткани, при котором источники излучения — радиофармацевтические препараты на основе изотопов радия ^{226}Ra , иридия ^{192}Ir , йода ^{125}I , цезия ^{137}Cs , кобальта ^{60}Co — тем или иным образом вводятся непосредственно внутрь пораженного органа. Смысл этого метода заключается в возможности максимального воздействия непосредственно на опухолевый очаг при минимальном воздействии на организм в целом. Радиофармацевтические препараты, предназначенные для введения в ткани, содержащие опухолевый очаг, могут быть изготовлены в виде проволок, игл, капсул, сборок из шариков и имплантантов другой конфигурации — в зависимости от пространственных характеристик злокачественных биологических образований. Многие современные радиологические медицинские центры оборудованы *аппаратами для лучевой терапии*, совмещенными с компьютерными томографами. Это позволяет проводить визуальный контроль действия имплантированных источников ионизирующего излучения в режиме реального времени.

Локально-неконтактная (дистанционная) лучевая терапия основана на применении ускорителей заряженных частиц. В настоящее время линейные ускорители используются как основной элемент радиационной терапии, наибольшее применение в медицинских целях получили линейные ускорители электронов с энергией частиц до 25 МэВ. В подавляющем большинстве случаев такой энергии β -излучения для терапии вполне достаточно. Однако, в некоторых случаях, требующих более высокой энергии излучений, применяются циклические ускорители — синхротроны (фазотроны) — обеспечивающие энергию частиц более 50 МэВ.

Применение синхротронов — развивающееся направление онкологической медицины. Первое предложение о том, что ускоренные протоны могут быть эффективным терапевтическим средством было сделано еще Робертом Вильсоном (1946 г.). Теперь *протонная терапия* рассматривается как наиболее эффективное и перспективное направление радиационной терапии при необходимости воздействия на локализованные опухоли,

которые расположены близко к здоровым жизненно-важным органам, а также — в детской онкологии (учитывая характер метаболизма клеток в тканях детского организма). По мнению экспертов, *лечение протонными пучками* пациентов, страдающих глазными меланомами, может считаться одним из наиболее успешных примеров лечения канцера (от лат. *cancer* — рак) при помощи такой техники.

В лучевой терапии онкологических больных нашли применение установки, генерирующие сверхбыстрые нейтроны (энергией до 70 МэВ). Обычно в качестве технического источника нейтронных пучков терапевтического назначения используется излучение из тонких литиевых и бериллиевых мишеней под воздействием потоков заряженных частиц, генерируемых циклотроном по уже ранее рассмотренной схеме (см. рис. 6.12). Такие установки обеспечивают получение как квазимоноэнергетических нейтронов, так и нейтронов непрерывного спектра.

Надо сказать, что протонное и нейтронное терапевтическое облучение не имеет преимуществ в отношении геометрического распределения воздействия на очаг патологии по сравнению с другими применяемыми в дистанционной лучевой онкологической терапии видами излучений (γ -лучи и β -частицы). Однако, пучки протонов и нейтронов обладают свойствами благоприятного биологического воздействия, которое связано с высокими значениями линейной передачи энергии нуклонов на пути их движения. Это приводит, например, к повышению относительной биологической эффективности и меньшей зависимости терапевтического процесса от фазы клеточного цикла и режима фракционирования.

Концепция еще одной лучевой терапии онкологических больных, привлекающая интерес современных медиков, но пока не вошедшая в арсенал доказательной медицины, основана на идеях Г.Л. Лочера (G.L. Locher, Franklin Institute at Pennsylvania, США), высказанных им еще в 1936 году, уже спустя всего 4 года после открытия нейтрона. Эта концепция предполагает нейтронозахватный физический принцип: раствор, содержащий стабильный изотоп ^{10}B , вводится в кровеносную систему — и через некоторое время бор сорбируется в клетках. Затем опухоль, обогащенная бором, облучается потоком тепловых нейтронов. В результате захвата нейтронов нуклидами бора ^{10}B образуются нуклиды ^{11}B , которые претерпевают переход с выделением α -частицы (1,47 МэВ) и образованием изотопа ^7Li (0,84 МэВ), а в 94 % случаев — и с высвобождением γ -фотона (0,48 МэВ).

Образующиеся α -частица и ион ${}^7\text{Li}$ дают диссипацию энергии примерно 2,3 МэВ на длине порядка 10 микрон, то есть на локализованном участке, соразмерном с биологической клеткой, что приводит к поражению именно той клетки, которая содержала ядро бора. Однако, при облучении ткани нейтронами помимо ядерных реакций, связанных с захватом нейтрона ядром бора, возможны и ядерные реакции ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ и ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$, которые приводят к появлению протонов и γ -фотонов. Хотя сечения захвата нейтрона водородом и азотом на несколько порядков меньше сечения захвата нейтрона изотопом ${}^{10}\text{B}$, водород и азот в биологических тканях присутствуют в такой большой концентрации, что это дополнительное неизбирательное «фоновое» облучение протонами и γ -фотонами вносит значительный вклад в общее облучение. Для того, чтобы уменьшить влияние этого фонового лучевого фактора необходимо обеспечить достаточно высокую концентрацию бора в клетках, подлежащих уничтожению. Этот подход, конечно, оправдан только в том случае, если можно физиологически вызвать более высокую концентрацию ${}^{10}\text{B}$ в раковой клетке по сравнению со здоровой, иначе добиться избирательного поражения злокачественной опухоли трудно.

Необходимость, способы воздействия, мощность целевого терапевтического ионизирующего излучения и *выбор технических средств формирования излучений* определяются квалифицированным врачом — по результатам предварительного гистологического (патоморфологического) исследования тканей, подозреваемых на рак — путем биопсии (то есть прижизненного взятия на анализ пробы клеток пациента), а также в зависимости от локализации и характера опухолевой аномалии.

§ 6.3. | ИЗДЕЛИЯ, ТЕХНОЛОГИИ И ИЗЛУЧАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ ВОЕННОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Согласно всем военным доктринам, уничтожение живой силы противника, его вооружения и соответствующих средств доставки составляет одну из главных тактических задач в период военных действий. Применение в этих целях устройств, поражающее действие которых связано с ионизирующими излучениями, основано как на *губительном действии ионизирующих*

излучений на биологические объекты, так и на разрушительном действии по отношению к технике. На этом основании применение устройств оружейного назначения представляет собой, как минимум, *экологическую и гуманитарную угрозу*. Далее рассмотрим различные конструктивные варианты разработанных — и ставших известными — смертоносных (или блокирующих те или иные процессы) генераторов ионизирующих излучений: электромагнитного, корпускулярного и смешанного.

Целевое лучевое оружие — это совокупность аппаратов (устройств, генераторов), поражающее действие которых основано на использовании остронаправленных (анизотропно распространяемых) лучей электромагнитного излучения или концентрированного (коллимированного) пучка элементарных частиц, разогнанных до больших скоростей. Средства вооружений такого рода подразделяются на лазерное, уфазерное, разерное, гразерное и пучковое (корпускулярно-ускорительное) оружие.

Действие лазерного оружия основано на излучении мощным квантовым генератором (лазером) электромагнитной энергии оптического диапазона за счет взаимодействия электромагнитного поля или другого внешнего энергетического источника с электронами, атомами и ионами активного физического тела лазера. Энергия, излучаемая лазером, распространяется в пространстве в виде узконаправленного луча с высокой степенью концентрации.

Поражающее действие лазерного луча достигается в результате: нагревания материалов объекта до высоких температур, вызывающих их расплавление и даже испарение, повреждения сверхчувствительных технических элементов, нанесения биологическому объекту термических ожогов и расстройства органов зрения, а также вследствие весьма слабой ионизации (этот поражающий фактор в данном случае занимает последнее место и должен учитываться, если частотные параметры лазерного излучения соответствуют диапазону, близкому к ультрафиолетовому излучению, характерному для уфазеров). По замыслам создателей лазерного оружия, поражение глаз связано с тем, что, попадая на хрусталик глаза, лазерное излучение, не повреждая сам хрусталик (так как он прозрачен для видимых лучей) из-за высокой плотности потока излучения приводит к кровоизлиянию в области сетчатки глазного дна: человек, не успевая моргнуть и даже не видя коротковолновое (возможно, ультрафиолетовое) излучение, мгновенно теряет зрение, ориентацию в

пространстве и боеспособность. В качестве источника излучения переносной (портативной) лазерной установки может использоваться рубиновый стержень, помещенный внутри съемного патрона аппарата, в этом же патроне может находиться и батарея электропитания. Источником квантов лазера ультрафиолетового диапазона — уфазера — может служить модуль на базе малогабаритного ондулятора, который уже был нами рассмотрен в § 6.1.

Действие лазерного луча отличается относительной внешней скрытностью (отсутствием внешних признаков в виде огня, дыма, звука), высокой точностью, прямолинейностью распространения и практически мгновенным действием. К недостаткам относятся: ограниченный радиус действия в наземных условиях — всего до 5 км (однако, в верхних слоях атмосферы и в космосе радиус действия мощных установок может достигать 100 км и более), сложность аппаратуры и вспомогательного оборудования, высокая стоимость, необходимость непрерывного сопровождения цели до ее поражения, зависимость от метеоусловий, трудность фокусировки луча и др. Известны разработки (США) лазеров и уфазеров большой мощности с накачкой от энергии, высвобождаемой в ходе ядерных реакций — аппаратов предназначенных для поражения космических объектов на больших расстояниях.

Рентгеновское лазерное оружие (разер, XRFEL-установка), как и технические версии квантовых генераторов электромагнитных излучений более высоких частот, не достигло пока стадии практического использования. Однако интерес к нему как к возможному средству поражения живой силы и техники вероятного противника в последнее время возрастает. Это обусловлено двумя его наиболее важными свойствами: во-первых, энергия рентгеновского излучения во много раз больше, чем у лазеров оптического диапазона; во-вторых, его большая проникающая способность позволяет не считать препятствием значительные по толщине различные материалы. Как средство целевого поражения объектов, оно превосходит лазеры и уфазеры (лучи которых могут отражаться от преград), а к факторам поражения, свойственных разерам, относится также и существенное ионизирующее излучение.

Гамма-лазерное оружие (гразер, Gamma-Ray-laser), судя по открытым публикациям, находится только в стадии превентивной разработки. В отличие от оптических лазеров, уфазеров и разеров, γ -лазер (гразер)

должен генерировать не свет, не ультрафиолетовое, и не рентгеновское излучение, а более высокочастотные и более проникающие γ -лучи (и по мощности γ -излучение таких установок, естественно, превосходит рентгеновское). Физическим источником высокочастотного излучения гразера и главным его конструктивным элементом — по одному из технических вариантов — может служить (как и в случае разера) вигглер, уже рассмотренный нами достаточно подробно в § 6.1. В качестве другого примера реализации гразера рассмотрим следующую конструкцию.

Физический источник излучения (активная среда) может представлять собой монокристалл гидрида урана (UH_6), источником накачки которого выступает процесс ядерной реакции деления одного из изотопов урана. Геометрически он может представлять собой стержень, на одном из концов которого (через разделительную стенку, поглощающую нейтроны) устанавливается внешний (например, полоний-бериллиевый) источник нейтронов. После инициации цепной ядерной реакции путем удаления поглощающего элемента, в зоне волны реакции деления будет происходить излучение γ -фотонов, которые рождаются в процессе деления ядер урана и — распространяясь вдоль стержня к его противоположному торцу, с нарастанием процесса — направленно излучаются с его торцевой поверхности в пространство. Известно, что испытания подобного аппарата были проведены в США в 1980 г. под руководством Эдварда Теллера.

Действие *корпускулярно-ускорительного оружия* (иначе говоря, пучкового оружия, или генераторов коллимированных пучков элементарных частиц) основано на использовании энергии узконаправленного потока электрически заряженных или нейтральных частиц (электронов, протонов, нейтронов) больших скоростей. Для придания частицам высоких энергий могут использоваться мощные ускорители, а для повышения «дальнобойности» таких устройств и увеличения проникающей способности ионизирующих излучений эти устройства, согласно имеющимся представлениям, должны работать в импульсном режиме (режим формирования групповых ударов по 10...20 импульсов в каждом).

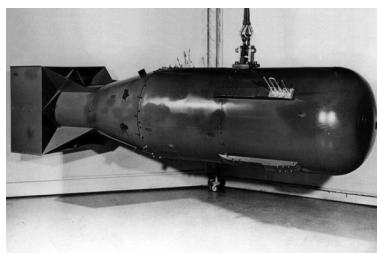
Мощный поток корпускулярного излучения такой установки создает на поверхности и в приповерхностном слое цели механические ударные нагрузки, вызывает интенсивное тепловое воздействие, может индуцировать краткосрочное электромагнитное (рентгеновское или гамма-) излучение. В качестве космических целей, для которых создаются такие

установки, могут выступать искусственные спутники Земли и межконтинентальные баллистические ракеты. В качестве наземных и надводных целей — военная техника и живая сила противника. При использовании такого оружия весьма уязвимым элементом перечисленных объектов является электронное оборудование и, разумеется, биологические объекты.

Мощным источником корпускулярного и электромагнитного излучений (наряду с механической взрывной волной) является *атомная бомба* («atomic bomb» — термин, придуманный Г.Уэллсом под влиянием Фридерика Содди) — своеобразный неуправляемый ядерный реактор, в котором реализуется цепная реакция деления тяжелых нуклидов (рис. 6.28).

В примитивном ознакомительном изложении, устройство этого *ядерного оружия* (атомной бомбы) предполагает наличие: сверхкритической массы делящихся нуклидов (^{235}U , ^{239}Pu или др.), которая в исходном состоянии разделена на части; системы соединения делящегося материала в единый блок и устройства управления этой системой; автономного источника нейтронов (нейтронного запала); отражателя нейтронов (для воспрепятствования их утечке за пределы зоны реакции); общего корпуса. Соединение частей делящегося материала для запуска цепной реакции деления может происходить под действием взрыва тринитротолуола (иначе говоря, — тротила, тола, ТНТ), тепловое действие которого (при теплотворной способности 4190 кДж/кг) в замкнутом пространстве преобразуется в механическое действие. В более поздних версиях изделия вместо чистого ТНТ может использоваться смесь тринитротолуола с бариевой селитрой — баратол или триаминотринитробензол (иначе говоря, ТАТБ) — взрывчатые вещества, используемые, например, в разработках США. Роль нейтронного запала (инициатора) может выполнять полоний-бериллиевый источник — принцип действия которого заключается в протекании (α, n)-реакции — находящийся в центре конструкции (активной зоны). Конструктивно бомба (в части формирования ядерного заряда) представляет собой изделие из нескольких концентрических сфер (см. рис. 6.29).

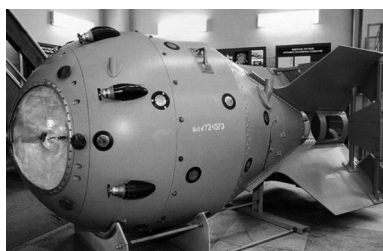
Импульсный нейтронный инициатор в начальном типовом варианте представляет собой шар диаметром 2 см, покрытый тонким слоем металлического полония (на основе изотопа ^{210}Po) или сплава полония с иттрием. При механическом сжатии под действием внешних сил, в результате смещения бериллия с полонием нейтронный инициатор активируется. В более позд-



(а)



(б)



(в)

Рис. 6.28. Полномасштабные макеты атомных авиабомб:

- (а) — первая урановая бомба «Little Boy» (США),
- (б) — плутониевая бомба «Fat Man» (США),
- (в) — плутониевая бомба РДС-1 (СССР)

них разработках полоний заменен другим α -излучателем — изотопом урана ^{238}U в связи с большим средним временем жизни нуклидов. Изотоп плутония ^{239}Pu высокой чистоты, окружающий нейтронный инициатор, для улучшения равномерности сжимаемости может легироваться небольшим количеством галлия. Плутониевый заряд окружен сферическим слоем отражателя нейтронов, возвращающего нейтроны утечки в активную зону при протекании цепной реакции деления ядер плутония. В качестве материала отражателя может быть использован уран. Вокруг отражателя предусмотрена оболочка из алюминия, отделяющая внешнее взрывчатое вещество (ТНТ). Секторально расположенное внешнее взрывчатое вещество при синхронном подрыве всех его частей обеспечивает направленную внутрь взрывную волну, внутреннее сжатие содержимого вложенных сфер и запуск неуправляемой цепной ядерной реакции взрывного характера.

Командный сигнал, определяющий начало взрывного процесса, может поступать от альтиметра (высотомера) — для срабатывания аппарата на заданной высоте (в случае применения авиационной атомной бомбы или ракетной ядерной боеголовки). Такая авиабомба обычно

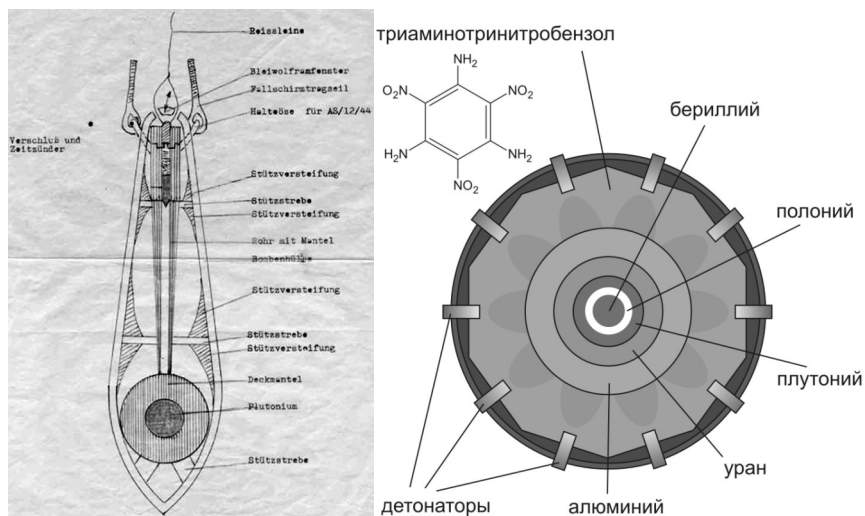


Рис. 6.29. Устройство плутониевой атомной бомбы: (а) — фото документа, иллюстрирующего техническое предложение К.Ф. Вайцзеккера, (б) — сечение концентрических сфер формирования ядерного заряда

снабжена парашютом для обеспечения плавного движения в атмосфере над наземной целью. Работы по созданию атомного оружия начались еще в 1939 г., сразу после первых экспериментов по делению ядер урана. Они были развернуты почти одновременно в Германии («Урановый проект»), в Японии (проект «Ни»), в Великобритании (проект «Tube Alloys»), в США («Манхэттенский проект») и в СССР (проект «РДС-1»). В Германии над созданием атомной бомбы работали немецкие физики: Вернер Гейзенберг, Пауль Гратек, Отто Ган, Вильгельм Грот, Карл Фридрих фон Вайцзеккер и другие. В патенте (рис. 6.29), полученном К.Ф.Вайцзеккером — сыном госсекретаря гитлеровского правительства (старшим братом будущего президента послевоенной Федеративной Республики Германия), который являлся неформальным лидером немецкой группы физиков-ядерщиков, — уже в 1941-м году было дано описание инженерно-физических принципов создания ядерной (атомной) бомбы, в качестве взрывчатого вещества для которой предлагалось использование плутония. Надо сказать, что плутоний был открыт (точнее — получен) только в конце 1940 года — напомним, что

этот химический элемент — продукт технического (неестественного) происхождения. Плутоний был получен в Беркли, в лаборатории Калифорнийского университета, случайно — при бомбардировке оксида урана (U_3O_8) дейтронами — группой американских радиохимиков во главе с Г.Сиборгом, обнаружившей неизвестный прежде излучатель α -частиц. Этим излучателем оказался изотоп химического элемента № 94 Периодической системы с массовым числом 238, с периодом полураспада 87,7 лет — ^{238}Pu . Таким образом, 14 декабря 1940 года были получены первые микрограммовые количества плутония — вместе с примесью других элементов и их соединений. Вскоре (март 1941 года) Глен Сиборг, Эдвин Макмиллан, Артур Уолх, Эмилио Сегрэ, Артур Валь и др. синтезировали с технологической точки зрения более важный изотоп — ^{239}Pu , с периодом полураспада 24000 лет — посредством облучения природного урана ускоренными в циклотроне протонами, в результате образования и распада изотопа нептуния ^{239}Np . Первое химически чистое соединение плутония было получено в 1942 г., а первые значимые весовые количества металлического плутония — в 1943 г.

Понимая перспективы создания и применения ядерного оружия, американские ученые Лео Силард, Эдвард Теллер и Юджин Вигнер убедили Альберта Эйнштейна — физика с непререкаемым авторитетом — написать предупреждающее письмо президенту США Франклину Рузвельту, после чего в США были развернуты работы по созданию ядерного оружия, и многие европейские физики (Э. Ферми со своей группой и др.) перебрались из Европы на Северо-Американский континент. Во Франции инициировать разработки ядерного оружия пытался Фредерик Жолио-Кюри, но в условиях оккупации германскими войсками Франции проведение таких разработок оказалось невозможным. В Великобритании разработками теоретических основ ядерного оружия занимались Макс Борн, Отто Фриш, Рудольф Пайерлс и др. (позднее присоединившиеся к американской группе). Еще в 1940 г. Отто Фришем и Рудольфом Пайерлсом была выполнена расчетная оценка критической массы ^{235}U для атомной бомбы — этот результат был изложен в так называемом «меморандуме Фриша-Пайерлса», который дал старт дальнейшим широкомасштабным исследованиям возможности создания ядерного оружия. Некоторые физики, обладавшие немалыми знаниями в области физики деления атомных ядер, от участия в этих проектах отказались — среди них была и Л. Мейтнер, которой — за ее гениальные научные догадки — были обязаны и ее племянник О. Фриш, и Н. Бор (руко-

водитель О. Фриша). Возможно, именно глубокие знания ядерной физики — и на этой основе предвидение последствий — стали для некоторых ученых (Майорана, Мейтнер и др.) фактором, сдерживающим их от участия в гонке вооружений.

После подписания президентом Ф. Рузвельтом и британским премьер-министром У. Черчиллем секретного соглашения об объединении усилий по созданию атомной бомбы (1943 г.) работы в этом направлении были ускорены. Примечательно, что Р. Оппенгеймер — руководитель «Манхэттенского проекта», родившись в семье влиятельного промышленника-эмигранта из Германии Ю. Оппенгеймера, не особенно нуждался в деньгах, имел обширные связи и коммунистические взгляды: он мог позволить себе пойти на конфликт с одним из своих сотрудников — выдающимся физиком-антикоммунистом Э. Теллером — и добиться отставки последнего, а затем, имея в штате вакансию, приобщил к «Манхэттенскому проекту» другого физика — Клауса Фукса, которого курировала Урсула Кучински-Бертон, секретный агент ГРУ СССР. После этого, по каналам военной разведки, от Клауса Фукса начали поступать материалы по британскому атомному проекту Tube Alloys, а затем и по «Манхэттенскому проекту», что давало возможность координировать усилия разных стран по созданию ядерного оружия. Задачи агентуре СССР по сбору информации ставились начальником ГРУ И.Ильичевым, получавшим в свою очередь ориентировки от И.В. Курчатова и оргсодействие от Л.П.Берия — так от Клауса Фукса за период с 1941 по 1943 гг. ГРУ получило более 570 листов ценных документов, относящихся к созданию атомной бомбы, а в 1944 году К.Фукс был передан в ведение внешней разведки НКВД и вместе с агентами Артуром Адамсом и Алланом Мейем продолжал помогать развитию советского проекта атомной бомбы РДС-1.

Технические документы, которые благодаря К.Фуксу становились достоянием советских ученых — И.В. Курчатова, П.Л. Капицы, И.Е. Тамма, Ю.Б. Харитона, Я.Б. Зельдовича и др. — позволили сократить сроки создания атомной бомбы в СССР и начать работы «на опережение» по созданию более мощного оружия. Как альтернативный вариант, который, правда, не был реализован в инженерных разработках того времени, рассматривалась и заявка на изобретение, поданная в октябре 1940 года украинскими сотрудниками из Харьковского физико-технического института В.А. Масловым и В.С. Шпинелем, под названием «Об использовании урана в качестве взрывчатого и отравляющего вещества» (в которой предлагалось бомбовый заряд

составить из нескольких подкритических массовых частей ^{235}U , которые разделить «рядом непроницаемых для нейтронов перегородок из ацетил-серебра, уничтожаемых путем взрыва в требуемый момент»).

По свидетельству военного историка Райнера Карлша, нацистское военно-морское ведомство, форсируя свои научно-технические разработки ядерного оружия, уже в октябре 1944 года провело первое испытание нового изделия близ побережья Германии — на острове Рюген (древнеславянское название — о. Руян — крупнейшем острове в пределах Германии в Балтийском море. Позже, как считает историк, группе нацистских ядерщиков, работавшей в Тюрингии, недалеко от местечка Ордруф, удалось повторить в марте 1945 г. (3-го и 12-го числа) успешные испытания еще двух ядерных зарядов, называемых в немецких документах (рис. 6.29) «Zerlegungsbombe» («распадающаяся бомба»). В книге Р. Карлша приводится копия отзыва, направленного начальнику Главного разведывательного управления Красной Армии за подписью И.В. Курчатова, на материал под заголовком «О немецкой атомной бомбе». В своем отзыве И.В. Курчатов высказывает такое мнение: «У меня не осталось полной уверенности, что немцы действительно делали опыты с атомной бомбой. Эффект разрушения от атомной бомбы должен быть больше, чем указано, и распространяться на несколько километров, а не сотен метров...». Заметим, однако, что в подтверждение своей версии событий того времени, Карлш приводит результаты измерений, произведенных на месте испытательного полигона в Тюрингии, в ходе которых были обнаружены следы радиоактивных изотопов — в частности, образцы почвы показали наличие радиоактивных изотопов урана, плутония, цезия и кобальта. Заметим, что в то время действие ядерных зарядов в основном связывали с бризантными (разрывными) свойствами, а не действием ионизирующей радиации.

Попытки создать атомную бомбу активно предпринимались и в Японии, с которой нацистское правительство Германии поддерживало тесные связи, поставляя необходимую для этого техническую информацию и материалы (обогащенный уран и др.). Создававшаяся бомба предназначалась — после бомбардировки Перл-Харбора — для одного из крупных городов США на Северо-Американском континенте, может быть, как говорят японцы, для Сан-Франциско. Исследования проводились под руководством Иосио Нишина, который в молодые годы был учеником Нильса Бора в Копенгагене. По словам американского эксперта в области ядерных вооружений Чарльза

Стоуна, японцы еще до начала второй мировой войны начали работы над созданием атомной бомбы. Инициатором разработок был генерал Такео Ясуда, начальник отдела науки и техники главного штаба военно-воздушных сил Японии, приобщивший к разработкам И.Нишина. Один из бывших учителей генерала, Риокичи Сагане, который в свое время стажировался в Калифорнийском университете, по просьбе Т.Ясуда написал подробный доклад о том, как ставшие ему известными новейшие открытия в области ядерной физики могут быть использованы в военных целях. Согласно документальным источникам, 5 мая 1943 года И. Нишина направил главнокомандующему военно-воздушных сил Японии доклад, в котором сообщал, что создание атомной бомбы уже не только теоретически обосновано, но и технически возможно. Сведения, приведенные Ч.Стоуном, подтверждают исследования его соотечественника Теодора Макнелли, служившего в конце второй мировой войны в аналитическом разведывательном центре Тихоокеанского флота США под командованием генерала Макартура. По свидетельству Макнелли, американская разведка располагала данными о крупном ядерном центре в контролируемом японцами г. Хыннам (Корея) — здесь, по мнению Стоуна, и была изготовлена японская атомная бомба, испытанная в Японском море, недалеко от побережья Кореи, со всеми характерными для ядерного взрыва признаками: огненный шар диаметром приблизительно 1000 метров, огромное грибовидное облако и изотропная ионизирующая радиация в окружающем пространстве.

По официальной версии, первый успешный полномасштабный испытательный ядерный взрыв (рис. 6.30, а) — так называемая операция Trinity — был произведен США 16 июля 1945 г. в 60 милях от Аламогордо (шт. Нью-Мексико), на военном полигоне, на плато в горах Джемез. Мощность взорванного заряда была приблизительно равна мощности бризантного действия 20 килотонн в тротиловом эквиваленте.

Вскоре после этого первая атомная авиабомба тротильным эквивалентом 20000 т, производства США, была применена в качестве ядерного оружия: она была сброшена при помощи парашюта с самолета-бомбардировщика, и взорвана на высоте 580...600 м над г. Хиросима (Япония, 6 августа 1945 г.). Эта бомба (получившая название «малыш», оригинальное кодовое название «Little Boy») имела массу 2722 кг, была снаряжена ядерным зарядом — на основе урана, обогащенного изотопом ^{235}U . Вторая атомная бомба, тротильным эквивалентом 21000 т, производства США (названная «толстяк»,

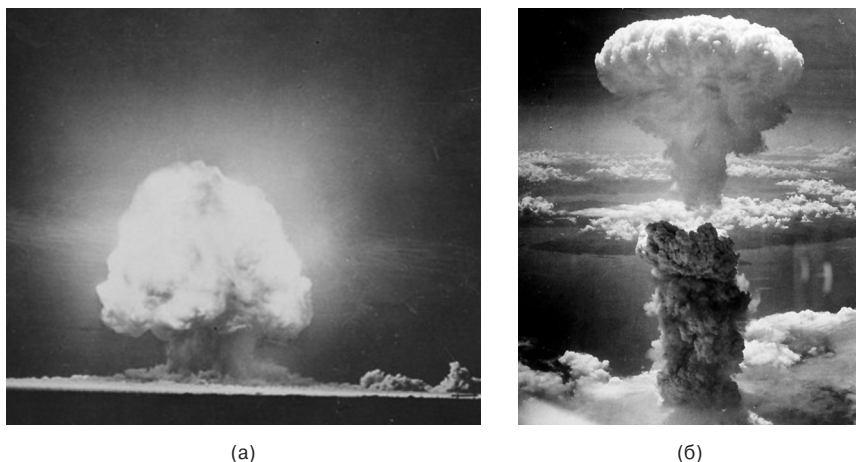


Рис. 6.30. Первые ядерные взрывы, произведенные США:

(а) — наземный взрыв,

(б) — взрыв в атмосферном пространстве

оригинальное кодовое название «Fat Man»), взорванная аналогичным образом в атмосфере над Нагасаки (Япония, 9 августа 1945 г.), имела массу 3175 кг (с учетом противобронейного корпуса из стали толщиной 9,8 мм — 4680 кг) и была снаряжена зарядом из плутония ^{239}Pu . Последствия этих бомбардировок, без преувеличения, стали причиной гуманитарной и экологической катастрофы того времени.

После второй мировой войны, в стремлении к глобальному мировому господству, к середине 1948 г., в Комитете начальников штабов США была разработана стратегия ядерной войны с СССР «Чариотир» (Charioteer). Она предусматривала, что нападение на СССР должно начаться с массированных авианалетов с американских баз в Западной полушарии и с островов Великобритании с использованием атомных бомб (только за первые 30 дней военных действий намечалось сбросить 133 атомные бомбы на 70 крупнейших городов). Сообщение о том, что Советский Союз близок к созданию собственного ядерного оружия вызвало у правящих кругов США желание ускорить нападение на СССР: был разработан план «Тройан» (Trojan), в котором предусматривалось начать боевые действия 1 января 1950 года. На то время США располагало 840 стратегическими бомбардировщиками в строевых ча-

стях (1350 держалось в резерве) и уже более чем тремя сотнями атомных бомб: это грозило новой гуманитарной и экологической катастрофой. Только в результате форсирования СССР собственных разработок и успешного испытания 29 августа 1949 года на полигоне в районе г.Семипалатинск первого советского ядерного устройства «РДС-1», план США — из-за опасности нанесения ответного удара — был свернут. Правда, первое в СССР испытательное сбрасывание атомной бомбы с самолета было произведено лишь 18 октября 1951 г.

В результате развернувшегося дальнейшего соперничества в области ядерных вооружений между США и СССР (получившего название «холодная война») было разработано и изготовлено большое количество различного ядерного оружия с разнообразными средствами его доставки, а испытания этого оружия обернулись серьезной экологической проблемой в последующие годы.

После срабатывания *ядерного заряда*, не считая мгновенного нейтронового и γ -излучения, отсроченную радиационную опасность представляют осколки деления тяжелых нуклидов. Среди продуктов деления, которые являются источниками ионизирующих излучений, сразу при взрыве наблюдается большое количество изотопов с относительно малым временем жизни — таких, как йод ^{131}I и барий ^{140}Ba , которые дают основной вклад в радиационные поля, возникающие в результате взрыва. Примерно через четыре месяца доминируют излучения изотопов: церия ^{141}Ce , циркония ^{95}Zr , ниобия ^{95}Nb и стронция ^{89}Sr . По прошествии двух-трех лет наибольшая доля радиоактивного материала представлена изотопами: церия ^{144}Ce , празеодима ^{144}Pr , рутения ^{106}Ru , родия ^{106}Rh и прометия ^{147}Pm . После нескольких лет и десятилетий преобладают излучения изотопов: стронция ^{90}Sr и цезия ^{137}Cs , а излучения через сотни и тысячи лет определяются в основном такими изотопами как технеций ^{99}Tc и, главным образом, различными изотопами плутония.

После утраты США в 1949 г. мировой монополии на атомное оружие правящими кругами активно продолжались попытки сосредоточить деятельность физиков на совершенствовании и производстве ядерных вооружений еще более разрушительных типов. Ученые, считавшие эти попытки опасными для человечества, отстранялись от технологических процессов и от информации о новых разработках, как это стало, например, в 1954 г. с Р. Оппенгеймером. Другие американские ученые, и в первую

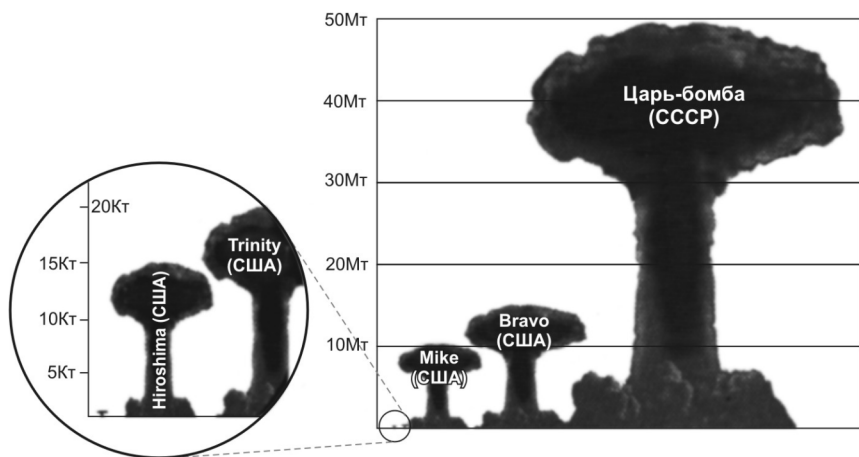
очередь Э. Теллер, напротив — активно включились в выполнение директивы президента Трумэна от 31 января 1950 г. о продолжении работ над всеми видами ядерного (как тогда говорили — «атомного») оружия, включая и термоядерное.

В Германии к идее термоядерной (водородной) бомбы вплотную подошел еще в 1938 году Карл Фридрих фон Вайцзеккер. Разработанное в США, силами большого научного коллектива под руководством Э.Теллера — на основе идеи Вайцзеккера — первое термоядерное устройство было взорвано 1 ноября 1952 г. на атолле Эниветок (Маршалловы острова). Энергия этого термоядерного взрыва почти стократно превосходила энергию взрыва бомб, сброшенных на Хиросиму и Нагасаки, она вызвала испарение 80 млн. тонн грунта, а взрывная воронка достигла глубины почти в 1 км при диаметре более 3,5 км. Облако этого взрыва поперечником около 13 км поднялось на высоту 45 км (рис. 6.31, а).

Облучение пучками элементарных частиц слоев урана, входившего в состав устройства, вызывало множество ядерных взаимодействий. Интенсивность нейтронного излучения при взрыве была настолько велика, что в лабораторных условиях того времени даже близко не могла быть достигнута — и американским физикам, изучавшим продукты взрыва, пользуясь случаем, удалось обнаружить среди продуктов реакций два новых транс-урановых элемента (№99 и 100), названных эйнштейнием и фермием (*Es* и *Fm*) — в честь Эйнштейна и Ферми (еще при жизни великих физиков). Взорванное устройство, получившее кодовое название «Майк» было громоздким (82-тонный аппарат размером 203×617 см), что не отвечало условиям его транспортабельности: наземное сооружение, в котором термоядерное горючее (дейтерий и тритий) находилось в жидком состоянии при температуре, близкой к абсолютному нулю, которая обеспечивалась вспомогательной криогенной установкой. Инициация взрывной реакции термоядерного синтеза осуществлялась путем первичного сжатия дейтерий-тритиевой плазмы до сверхвысоких давлений, достигаемого при помощи имплозии — взрыва, направленного вовнутрь, с обжатием вещества сходящейся концентрической взрывной волной — технического решения, предложенного польским эмигрантом Станиславом Уламом в развитие идеи Сэта Неддермейера (примененной еще при проектировании плутониевого ядерного заряда). Испытание этого термоядерного исследовательского взрывного устройства стало промежуточным шагом американских физиков на пути к созданию термоядерного оружия.



(a)



(б)

Рис. 6.31. Термоядерные взрывы: (а) — наземный взрыв термоядерного заряда, (б) — сравнительная диаграмма мощности произведенных ядерных взрывов

Первое в мире оружейное термоядерное устройство (РДС-6), сконструированное под руководством А.Д. Сахарова, Я.Б. Зельдовича и Ю.Б. Харитона, 12 августа 1953 г. было успешно испытано на Семипалатинском полигоне в СССР. Коллектив физиков-теоретиков, которые работали по этому направлению, в тот период (с 1948 г. по 1954 г.) возглавлял И.Е. Тамм, в молодые годы получивший опыт работы в Одесском политехническом институте. В этом аппарате, который получил название *водородная бомба*, в качестве термоядерного горючего был использован, по предложению В.Л. Гинзбурга, литий в составе твердого химического соединения, что позволило в ходе термоядерных реакций (при взрыве) — за счет облучения лития тепловыми нейтронами — получить дополнительное количество трития (см. табл. 4.1). С тех пор в термоядерном оружии обычно применяется дейтерид изотопа лития ${}^6\text{Li}$, то есть ${}^6\text{LiD}$, более выгодный и удобный в обращении по сравнению с тритием. Конструктивные предложения Сахарова и Гинзбурга — наряду с оригинальным инженерным решением В.М. Некруткина по обеспечению имплозии методом Улама-Неддермейера — заметно повышали мощность взрыва при меньших габаритах аппарата. Для инициации взрыва водородной бомбы использовалось повышение давления и температуры (до значений, обеспечивающих термоядерную реакцию) при помощи взрыва атомной бомбы по схеме «бомба в бомбе» (конструкция «бомба-слойка»). Этот подход в 1946 г. предложили советские ученые И.И. Гуревич, Я.Б. Зельдович, И.Я. Померанчук и Ю.Б. Харитон, выступив с идеей об использовании термоядерных реакций для создания бомбы (уже тогда они пришли к выводу о том, что «желательна наибольшая возможная плотность дейтерия, которая должна быть достигнута применением его при высоком давлении», а инициация взрыва может быть осуществлена применением уранового заряда). Испытанный в СССР термоядерный заряд конструкции «бомба-слойка» был готов к применению в качестве транспортабельного аппарата, то есть представлял собой первый образец авиационной водородной бомбы, созданной большим творческим коллективом. Технической особенностью советских разработок было то, что тритий нарабатывался в ходе термоядерных реакций в процессе взрыва, а получавшиеся высокоэнергичные нейтроны обеспечивали «трехтактную» схему реакций «деление-синтез-деление» — эта трехтактность играет большую роль и в современном *термоядерном оружии*.

Наряду с советскими учеными в послевоенное время вспомогательные разработки в сфере ядерных вооружений проводили на территории СССР

и немецкие ученые — Макс Теенбек, Николаус Риль, Манфред Арденне, и др. Созданный коллективными усилиями новый бомбовый аппарат имел несколько больший вес (при тех же габаритах) по сравнению с первой советской ядерной бомбой, однако в 20 раз превышал ее по мощности, при этом вклад собственно термоядерных реакций в полную величину мощности взрыва приближался к 15...20 %.

В 1954 г. на атолле Бикини (Маршалловы острова) был испытан термоядерный боеприпас США, изготовленный уже в виде авиабомбы (рис. 6.32).

Первый сброс *термоядерной бомбы* с самолета был осуществлен 22 ноября 1955 г. в СССР. Вскоре после этого в СССР была создана и конструкция гораздо большего по мощности термоядерного боеприпаса (авторы разработки — А.Д. Сахаров, В.Б. Адамский, Ю.Н. Бабаев, Ю.Н. Смирнов, Ю.А. Трутнев), который можно было уже ставить на вооружение.

В 1955 г. инициативная группа из шестнадцати Нобелевских лауреатов, озабоченных возможными гуманитарными и экологическими последствиями ядерных взрывов на планете, собралась на острове Майнау (озеро Констанс, Швейцария), чтобы выработать заявление, осуждающее дальнейшую разработку и использование ядерного оружия — это заявление стало основой декларации, подписанной пятьдесят одним лауреатом Нобелевской премии — однако, разработки и испытания ядерного оружия продолжались, исходя из политической целесообразности.

Непревзойденный до сих пор по мощности *термоядерный взрыв*, отличавшийся тем, что 97 % его мощности приходилось на термоядерные реакции, был осуществлен 30 октября 1961 года — более, чем 20-тонная авиабомба, прозванная «Царь-бомба», или — другое название — «Кузькина мать» (которую Н.С. Хрущев в свое время обещал показать американцам) была взорвана на высоте четырех километров над одним из островов архипелага Новая Земля (между Баренцевым и Карским морями, в Северном Ледовитом океане) — этим была доказана техническая возможность конструирования и военного использования термоядерных зарядов практически неограниченной мощности.

Взрывная волна (на которую был сделан расчет при конструировании бомбы) оказалась столь сильной, что выбила стекла в поселке на острове Диксон, расположенном в 800 км от Новой Земли — у противоположного побережья Карского моря (в северо-восточной части Енисейского залива),

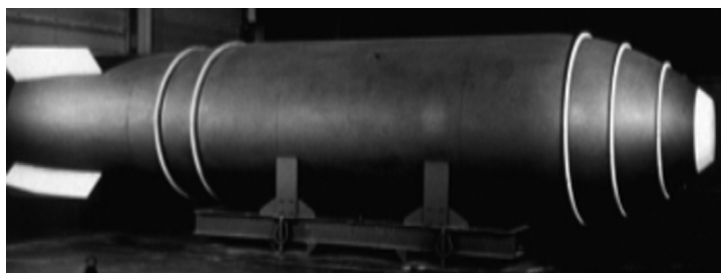


Рис. 6.32. Термоядерная «водородная» авиабомба США Mark-17 ($m = 20$ т)

однако радиоактивное заражение территории после взрыва оказалось незначительным. В этой бомбе также работал принцип имплозии Некруткина-Улама-Неддермейера, и некоторые технические решения, информацию о которых из Лос-Аламоса в Москву мог передать на этот раз выдающийся коллега Э.Тэллера Георгий Гамов (в молодые годы — студент Одесского университета), связь с которым после его эмиграции из СССР продолжала поддерживать (через его жену) советская агентура. Разработчиками следующих, усовершенствованных конструкций термоядерного (водородного) вооружения стали Е.И. Забабахин, Ю.А. Романов и Л.П. Феоктистов. Позднее Ю.Н. Бабаевым и Ю.А. Трутневым, а также многими другими выдающимися конструкторами, были внесены существенные дополнительные технологические улучшения в техническую конфигурацию взрывных аппаратов этого класса.

Новые оружейные изделия СССР и США требовали все новых и новых, экологически опасных, испытаний. Применяемый в большинстве изделий — в целях миниатюризации ядерного боезаряда — оружейный плутоний способствовал значительному радиоактивному загрязнению окружающего пространства. Только в период с 1945 г. по 1963 г. около пяти тонн плутония попало в атмосферу в результате ядерных (удачных и неудачных) испытаний. Суммарное же количество плутония, выброшенного в атмосферу из-за ядерных испытаний до 1980-х годов, экспертами оценивается примерно в 10 тонн. По некоторым оценкам, почва в Соединенных Штатах Америки теперь в среднем характеризуется поверхностной активностью 2 милликюри (этой активностью обладают 28 мг плутония ^{239}Pu) на квадратный

километр — от выпадения радиоактивных осадков, а содержание плутония в водах Тихого океана в настоящее время статистически выше по сравнению с общим распространением ядерных материалов на Земле. Последнее явление связано с регулярными многочисленными ядерными испытаниями, проводившимися США в Тихоокеанском регионе, на территории Маршалловых островов, начиная с середины 1950-х годов.

Как характерный пример экологически опасных радиоактивных загрязнений, связанных с ядерным оружием, можно привести крушение в регионе Северной Атлантики (на территории Гренландии) в январе 1968 года самолета ВВС США, несшего на борту четыре ядерных заряда, — от разрушения бомб при падении самолета возник большой выброс плутония в воды океана. Похожий случай произошел при падении водородной бомбы (без взрыва, но с разрушением зарядов и загрязнением территории сельскохозяйственных районов Испании) при дозаправке в воздухе самолета стратегической авиации НАТО, случались и другие подобного рода экологические инциденты.

С пониманием опасности надвигающейся большой катастрофы гуманитарного и экологического характера, постепенно на смену идеям гигантомании в области стратегии ядерных вооружений пришли более взвешенные доктрины — ядерное оружие стало приобретать «тактические» (компактные) формы, при совершенствующихся электронных системах повышенной точности наведения, и с использованием множества различных новаций. Так, в частности, было предложено применение полония ^{210}Po в сплаве с легким изотопом лития ^6Li — в качестве вещества, которое способно существенно снизить критическую массу ядерного заряда и одновременно послужить своего рода ядерным детонатором.

Снижение массы и габаритов такого рода изделий при сохранении мощности позволило рассматривать в качестве *средств доставки ядерного оружия* не авиацию, а тактические ракеты (от нем. *rakete* — беспилотные реактивные летательные аппараты) различной дальности, оснащенные относительно малогабаритными ядерными боеголовками. Малыми ядерными боеголовками оснащались советские крылатые ракеты большой дальности «Москит» («убийцы авианосцев»), американские ракеты «Минитмен» и MX (LGM-118A-Peacekeeper), а также многие другие (рис. 6.33, а). Крупными ядерными боеголовками продолжали оснащаться тяжелые советские ракеты стратегического назначения УР-500 «Геркулес», разработанные в конструкторском бюро В.Н.Челомея (при длине 45 м и ширине 8 м масса

Рис. 6.33. Ракетные средства доставки ядерных боезарядов:
(а) — ракета морского базирования (США);
(б) — межконтинентальная ракета наземного базирования (СССР, Россия)



(а)



(б)

полезной нагрузки ракеты — то есть масса боеголовки — составляла 20 тонн, благодаря двигателям В.П. Глушко) и более поздние мощные ракеты типа «Протон» (рис. 6.33, б).

Постепенно стали пересматриваться и физические концепции применения крупномасштабного механического разрушительного воздействия ядерного оружия — акценты сместились в область новых технологий, ориентированных больше на уничтожение живой силы противника за счет фактора воздействия *ионизирующих излучений*.

С учетом того, что критическая масса для ^{239}Pu (в виде металла) составляет 5,6 кг, появились разработки весьма малых ядерных зарядов. Так, например, укомплектованный таким зарядом один из артиллерийских снарядов, разработанный в США, весил 34,5 килограмма при длине 78,7 см и диаметре 28 сантиметров. В литературе описаны и другие разработки подобного типа: 155-мм артиллерийские снаряды М-454 (энергия взрыва 80 тонн в тротиловом эквиваленте), ХМ-785 (энергия взрыва 1,5 килотонны



Рис. 6.34. Выстрел снарядом, содержащим ядерный заряд, из 280-миллиметровой гаубицы



Рис. 6.35. Минометное тактическое ядерное оружие промышленного наименования M388 (США)

в тротиловом эквиваленте), 203-мм снаряды М-422 (энергия взрыва 2 килотонны в тротиловом эквиваленте), М-753 (2,2 килотонны в тротиловом эквиваленте) и т.д. и т.п.

Результаты стрельбы такого рода ядерным снарядом представлены на рис. 6.34 (по данным журнала министерства обороны России «Зарубежное военное обозрение»).

Иллюстрации маломощных тактических ядерных минометных снарядов США приведены на рис. 6.35.

Помимо взрывной волны, способной механически уничтожить, скажем, узловую железнодорожную станцию, подобный снаряд при разрыве обеспечивает мощное ионизирующее излучение и создает долгоживущие радиоизотопы, обеспечивающие длительное радиационное заражение территории. Перечислим эти радиоизотопы в порядке возрастания их долгоживучести: теллур ^{132}Te ($T_{1/2} = 3,26$ сут.), йод ^{131}I ($T_{1/2} = 8,04$ сут.), барий ^{140}Ba ($T_{1/2} = 12,74$ сут.), церий ^{141}Ce ($T_{1/2} = 32,50$ сут.), ниобий ^{95}Nb ($T_{1/2} = 35,15$ сут.), рутений ^{103}Ru ($T_{1/2} = 39,28$ сут.), стронций ^{89}Sr ($T_{1/2} = 50,50$ сут.), иттрий ^{91}Y ($T_{1/2} = 58,51$ сут.), цирконий ^{95}Zr ($T_{1/2} = 63,98$ сут.), церий ^{144}Ce ($T_{1/2} = 284,30$ сут.), рутений ^{106}Ru ($T_{1/2} = 368,20$ сут.), сурьма ^{125}Sb ($T_{1/2} = 2,77$ года), стронций ^{90}Sr ($T_{1/2} = 29,12$ года), цезий ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ лет) и другие, еще более долгоживущие изотопы. Количество этих радиоизотопов после взрыва определяется мощностью и характером ядерных зарядов, перемещаемых доставочными переносчиками (снарядов, боеголовок, бомб, ракет).

Авиационные бомбы, ракетные ядерные боеголовки и малые ядерные снаряды стали оснащать устройствами, обеспечивающими при взрыве усиленное нейтронное излучение. Это оружие, автором первичной конструкции которого считается Самуэль Козэн (США, 1958 г.), получило название «нейтронного»: *нейтронные бомбы* (для средств авиационной доставки) и *нейтронные боеголовки* (для ракета-носителей). Примером подобного изделия является боеголовка W-70-mod-0 (производства США), обеспечивающая при взрыве энерговыделение, эквивалентное энергии взрыва всего 1-й килотонны тротила. Это в 20 раз меньше мощности бомбы, сброшенной на Хиросиму, и примерно в 1000 раз меньше мощных термоядерных бомб, но большее энерговыделение по технологическому замыслу просто нецелесообразно — основная доля энергии при взрыве такой ядерной боеголовки приходится на *интенсивный выход нейтронов* (75 % нейтронов образуется за счет реакций синтеза и 25 % — за счет реакций деления). Это дает большие значения

суммарного потока нейтронов, ради чего, собственно, такие аппараты и были разработаны.

Обсуждая вопросы, связанные с *нейтронным оружием*, надо сказать, что в отличие от термоядерных зарядов, в которых в качестве реагента используется дейтерид лития, реакция синтеза чистого дейтерия и трития имеет свои преимущества, хотя она менее технологична. В этой реакции большая часть энергии — примерно 80 % — высвобождается в виде высокоэнергетических нейтронов и только 20 % — в виде тепловой энергии, рентгеновского излучения и γ -лучей. При этом плотность потока быстрых нейтронов при взрыве нейтронной бомбы в 10 и более раз выше, чем при взрыве «классических» ядерных бомб. Радиус зоны смертельного уровня нейтронного облучения в таких зарядах превосходит дистанцию поражения ударной волной. Действие мгновенного нейтронного излучения усиливается излучением радиоактивных изотопов, образующихся в результате различных реакций активации стабильных нуклидов нейтронами.

При атмосферных ядерных взрывах особенно большое значение имеют реакции нейтронов с атмосферным азотом: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$, $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$ — первая из этих реакций дает последующее излучение электронов при распаде радиоуглерода ^{14}C ($T_{1/2} = 5568$ лет), а вторая, являясь причиной вторичного γ -излучения, может привести к таким ядерным реакциям в атмосферном веществе, как $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$, $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$, $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ и др. с образованием радионуклидов и нового нейтронного излучения, провоцирующего снова реакцию $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ и т.д.

Защита от действия ионизирующей радиации этих и других радиоизотопов традиционно возлагалась на броню средств транспортировки вооруженных формирований (боевого контингента мотопехоты).

Как известно из физики термоядерных реакций (достаточно вспомнить формулы 4.25, 4.27) выход высокоэнергетических нейтронов в процессах синтеза легких ядер значителен (14,1 МэВ). Учитывая, что наземная и надводная военно-транспортная техника того времени была полностью ориентирована на защиту в виде металлической брони, понятно, что нейтронное излучение рассматривалось как один из основных поражающих факторов вследствие *наведенной радиоактивности* (иначе говоря, активации конструкционных материалов). Использование такой техники — например, танка или бронетранспортера — становится губительным для экипажа (в том числе и нового экипажа, взамен погибшего), поскольку броня после активации ней-

тронами, надолго превращается в источник ионизирующих излучений. Поэтому дальнейшие разработки ядерного оружия были направлены на усиление именно этого поражающего фактора.

При воздействии на стальную бронетехнику (при облучении железа нейтронами) существенный вклад в наведенную радиоактивность вносит изотоп ^{55}Fe с периодом полураспада 2,7 лет, образующийся из легко-го изотопа ^{54}Fe , а для борированной стали имеет место и реакция активации $^{10}\text{B}(n, 2\alpha)\text{T}$. Большое значение имеет активация нейтронами изотопа железа ^{58}Fe с образованием ^{59}Fe : радиоактивный изотоп железа ^{59}Fe , получающийся из стабильного изотопа железа ^{58}Fe после захвата нейтрона, становится источником испускания электронов в процессе распада и преобразования в стабильный изотоп ^{59}Co ($T_{1/2} = 47$ суток), а также — источником γ -излучения.

Принцип наведенной радиоактивности положен в основу идеи так называемой *кобальтовой бомбы* — модификации нейтронной бомбы (боеголовки), которая представляет собой обычный термоядерный заряд с оболочкой из кобальта ^{59}Co , в которой под действием нейтронного излучения при термоядерном взрыве создается изотоп кобальт ^{60}Co — сильнейший источник смертоносного γ -излучения, распадающийся ($T_{1/2} = 5,27$ лет) с образованием радиоактивного изотопа ^{60}Ni .

В зависимости от состава материала, подвергаемого облучению нейтронами, могут иметь значение различные реакции активации. Например, содержание в облучаемых сплавах изотопов никеля, молибдена, ниобия, серебра и висмута может привести к образованию долгоживущих радиоизотопов: ^{69}Ni ($T_{1/2} = 100$ тыс. лет), ^{94}Nb ($T_{1/2} = 20$ тыс. лет), ^{91}Nb ($T_{1/2} = 680$ лет), ^{93}Mo ($T_{1/2} = 4$ тыс. лет). Воздействие быстрыми нейтронами на сплавы аэрокосмического назначения — на основе легированного литием алюминия — приводит к образованию трития $^6\text{Li}(n; 2\alpha)\text{T}$ ($T_{1/2} = 12,5$ лет) и долгоживущего радиоизотопа алюминия ^{26}Al ($T_{1/2} = 700$ тыс. лет) и т.д.

Если взрыв *мощной нейтронной бомбы*, ориентированной на создание ионизирующего излучения, надолго загрязняет радиоактивными веществами территорию радиусом около 7 км, то зона воздействия взрыва *тактической нейтронной боеголовки* на высоте 100 м, вызвав наземные разрушения лишь в радиусе 200...300 м, окажет *поражающее воздействие излучением* на территории радиусом до 2,5 км.

Заметим, что распространенное мнение о том, что при взрыве нейтронной бомбы материальные ценности остаются неразрушенными, сильно

преувеличено: в пределах радиуса нейтронного поражения ударная волна может если не уничтожить, то, по крайней мере, сильно повредить большинство зданий и сооружений (но при этом ионизирующие излучения — главный поражающий фактор такого ядерного оружия).

Логичным ответом на создание нейтронного оружия стали разработки новых видов защитной брони: в ее состав пришлось вводить, например, борированные ингредиенты (для поглощения нейтронов) и пластик на основе углеводородных соединений (для замедления нейтронов) или обедненный изотопами ^{235}U и ^{234}U уран, как это предусмотрено в танке М-1 «Abrams» (США).

Новым этапом создания ядерных вооружений, в котором для преодоления нейтронно-защитных барьеров ставка была сделана на такой фактор поражения, как γ -излучение, стали разработки ядерных боеголовок с преимущественным испусканием при взрыве γ -лучей. При этом, в стремлении минимизировать долговременные факторы загрязнения окружающего пространства в зоне боевых действий, стали рассматриваться технологии создания такого ядерного оружия, применение которого сопровождается мощным γ -излучением, но не приводит к образованию долгоживущих радиоактивных изотопов. Физической основой технологии обеспечения такого эффекта может быть искусственный перевод в основное энергетическое состояние ядерных изомеров некоторых нуклидов.

Так, согласно литературным данным (New Scientist, 3 July 1999,—р.42 и др.), Карл Коллинз и его коллеги из Техасского университета (США) продемонстрировали практическую возможность активации рентгеновскими лучами γ -излучения от изомерного ядерного перехода гафния $^{178m2}\text{Hf}$ в основное энергетическое состояние ^{178}Hf (без активации переход характеризуется периодом полураспада $T_{1/2} = 31$ год). Результаты экспериментов подтвердили возможность быстрого (взрывного) высвобождения энергии, запасенной в возбужденных ядрах гафния (мощность порядка 1 ЭВт) — по грубым оценкам 1 грамм ядерного изомера гафния энергетически эквивалентен примерно 50 кг тротила (удельный запас энергии 1,3 ГДж/г). В отличие от традиционного ядерного оружия, для взрыва *гафниевой бомбы* не требуется критической массы — заряды боеприпасов (мини-бомб, снарядов, мин и т.д.) могут быть весьма компактными — это вписывается в доктрину США по применению «мини-нюков» (ядерных боеприпасов мощностью менее 5 килотонн в тротиловом эквиваленте), и в мае 2003 года конгресс США одобрил исследования по созданию подобного лучевого тактического ядерного оружия нового поколения.

Для получения ядерного изомера $^{178m2}\text{Hf}$ можно использовать облучение изотопа тантала ^{181}Ta ускоренными протонами, но такой способ наработки гафниевой или другой подобной «взрывчатки» относительно малопродуктивен и для производства в военных целях экономически оправданных перспектив, по-видимому, не имеет. Так или иначе, но интерес к технологиям применения в качестве оружейного материала ядерных изомеров — таких как нуклиды тантала ^{180m}Ta , иридия $^{192m2}\text{Ir}$ и особенно гафния $^{178m2}\text{Hf}$ (имеющего наибольшую энергию возбуждения среди известных ядерных изомеров с периодом полураспада больше 1 года) — очевиден. Перспективы работ по развитию технологий до уровня их практического применения, контролируемые DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency — агентством передовых оборонных исследовательских проектов министерства обороны США), пока не ясны.

Исследуя ядерно-физические характеристики известных веществ, можно предположить, что к числу возможных перспективных материалов, применение которых вероятно в составе оружия с использованием *лучевых факторов поражения*, относятся, в числе других, изотопы осмия. Для понимания возможных экологических последствий от применения этого химического элемента проанализируем — может ли он быть задействован для увеличения силы лучевых поражающих факторов от малых снарядов. Как известно, в природе осмий встречается в виде семи изотопов, шесть из которых стабильны: ^{184}Os , ^{187}Os , ^{188}Os , ^{189}Os , ^{190}Os и ^{192}Os . На долю самого тяжелого изотопа (^{192}Os) приходится 41 %, на долю самого легкого изотопа (^{184}Os) лишь 0,018 % общих «запасов». Изотоп ^{186}Os подвержен распаду с испусканием α -частиц, но учитывая его чрезвычайно большой период полураспада — примерно $(2,0 \pm 1,1) \cdot 10^{15}$ лет — его можно считать практически стабильным. Таким образом, стабильность осмия делает его безопасным при обращении — вполоть до непосредственного военного применения. Отличительной физической особенностью изотопов осмия является исключительно высокая плотность этого металла (22600 кг/м^3), которая, судя по всему, объясняется «лантаноидным сжатием» — закономерным уменьшением атомных радиусов из-за недостаточного экранирования заряда атомного ядра электронами $4f$ -орбитали атома. Высокая плотность (иначе говоря, удельная масса) осмия, выступающая мерой инертности содержащего его снаряда, может придать снаряду большой импульс тела, а значит — высокую пробиваемость препятствия (брони). Увеличение массивности снарядов при сохранении

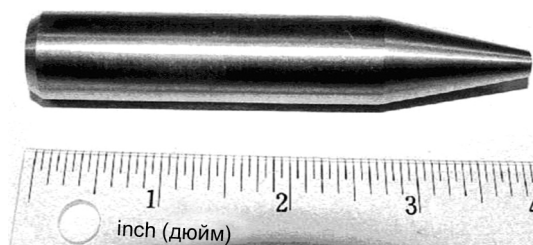


Рис. 6.36. Сердечник из обедненного урана снаряда калибра 30 мм пушки GAU-8 (США)

их формы и габаритных (а значит аэродинамических и баллистических) характеристик — известный подход в артиллерии. Например, в танковой и авиационной артиллерии используются снаряды с сердечником из обедненного (изотопами ^{234}U и ^{235}U) природного металлического урана, представленного на рис. 6.36.

Известно, что интенсивность α -излучения от обедненного урана составляет около 60 % того, что дает природный уран той же массы — урановый снаряд практически безопасен в обращении (менее радиоактивен, чем урановая руда). Главное военное применение обедненного урана на современном этапе — бронебойные снаряды: использование обедненного урана в боеприпасах вызвано его высокой плотностью 19100 кг/м^3 и, соответственно, большим импульсом тела, что обеспечивает высокую бронебойность и существенные запреградные разрушения. Применение осмия как дополнительного ингредиента в составе такого снаряда могло бы только усилить его бризантные свойства. Но главный интерес — с точки зрения получения от малых бронебойных снарядов интенсивного γ -излучения — представляют ядерно-физические свойства изотопов осмия. Так, зависимости сечений радиационного захвата в $(n;\gamma)$ -реакциях некоторых изотопов (рис. 6.37) ясно свидетельствует о значительном сечении взаимодействия ядер осмия с нейтронами малых и весьма малых энергий. К сожалению, полный обстоятельный анализ выполнить трудно, поскольку в современных библиотеках общего пользования, как свидетельствуют эксперты Николаев М.Н. и Забродская С.В. (Физико-энергетический институт им. академика А.И. Лейпунского, г. Обнинск), данные о взаимодействии осмия с нейтронами имеются не для всех изотопов, а для природного осмия (смесь изотопов)

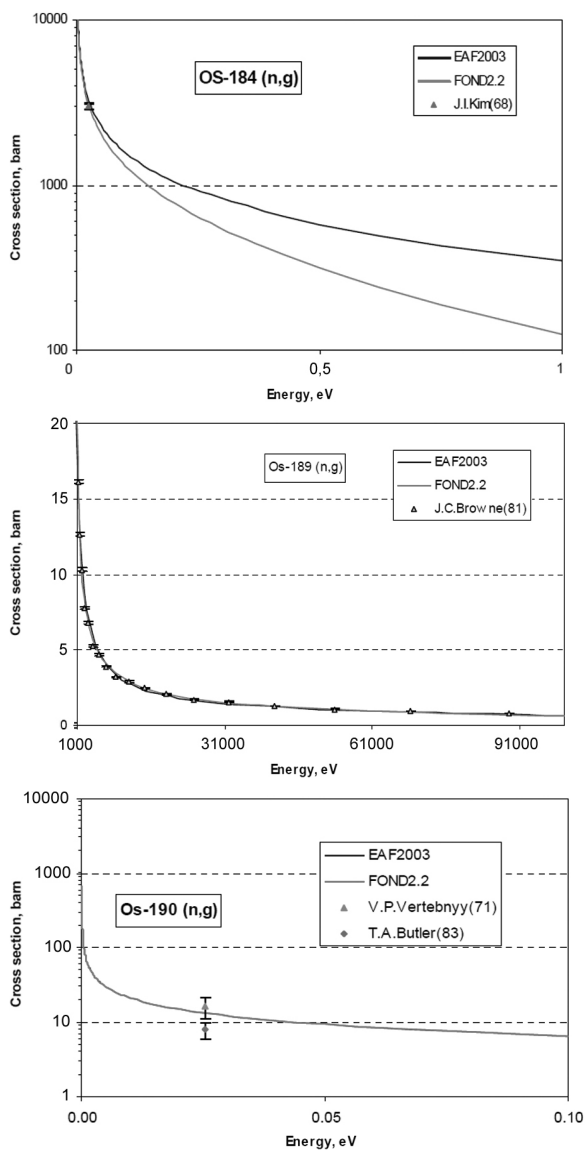


Рис. 6.37.(1) Зависимости сечений радиационного захвата ультрахолодных, холодных и тепловых нейтронов в (n,γ) -реакциях некоторых изотопов осмия (библиотека нейтронных данных JEFF-3)

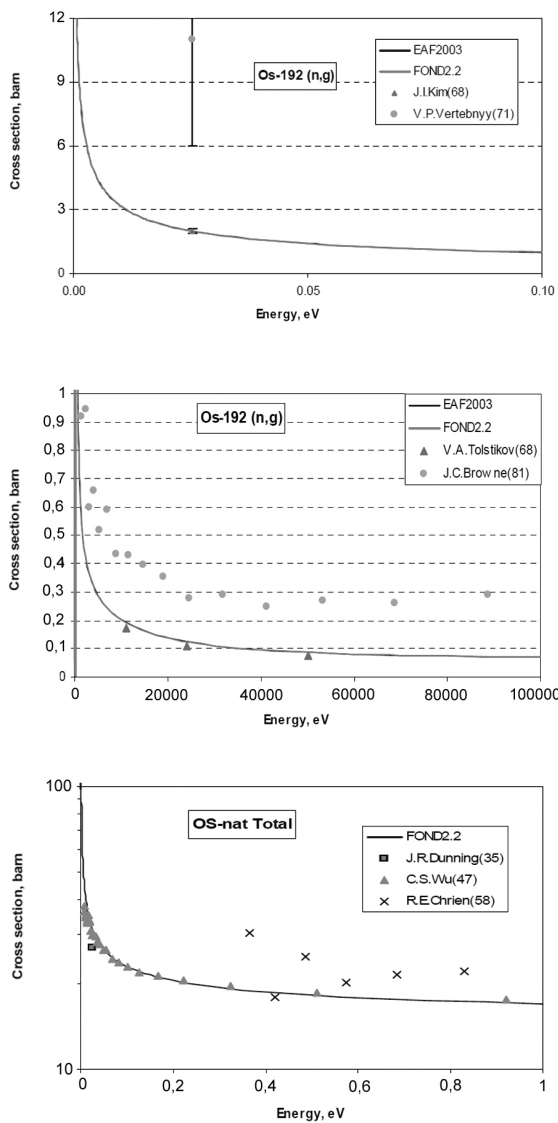


Рис. 6.37.(2) Зависимости сечений радиационного захвата ультрахолодных, холодных и тепловых нейтронов в $(n;\gamma)$ -реакциях некоторых изотопов осмия (библиотека нейтронных данных JEFF-3)

существует лишь одна оценка, выполненная для библиотеки нейтронных данных Государственного научного центра Российской Федерации, и принятая также и в системе JEFF-3 (Delayed neutron data. Steven C. van der Marck, Alfred Hogenbirk, NRG, Petten, Netherlands). Но и этих данных достаточно для понимания перспектив использования осмия в реакциях с захватом нейтронов и испусканием γ -лучей.

Можно видеть также, что в области энергий медленных нейтронов наблюдаются множественные резонансы сечений ($n;\gamma$)-реакций естественной смеси изотопов осмия (рис. 6.38). Разработка и применение снарядов с осмием или им подобных — логичное развитие разработок бронебойных снарядов, но уже — снарядов, обладающих способностью к лучевым поражениям γ -фотонами личного состава противника, «защищенного» бронетехникой.

Нетрудно прийти к пониманию того, что попадание в броню танка, которая содержит обедненный уран, даже обычного стального снаряда, содержащего как присадку бериллий-осмиевую смесь, может превратить боевую транспортную единицу в источник γ -излучения. Ведь использование ингредиентов из бериллия может вызвать γ -излучение вследствие совокупного протекания ($\alpha;n$)-реакции от соединения урана с бериллием и ($n;\gamma$)-реакции при соединении бериллия с осмием. Таким образом, становится понятной возможность применения осмия в качестве конвертора-усилителя ионизирующих излучений военного назначения. Очевидно, что этот вид вооружения полностью стирает различия между ядерными и обычными вооружениями, приводя к эффектам ионизирующего облучения при отсутствии, по сути, какого-либо ядерного заряда.

Надо сказать, что кроме целевого использования ионизирующих излучений и бризантных ядерных зарядов, действие которых сопровождается ионизирующими излучениями, есть много других перспективных возможностей военно-технического характера. К ним, например, относятся новейшие разработки так называемых вакуумных бомб: в США — авиационный боеприпас крупного калибра (Massive Ordnance Air Blast — MOAB, прозванный по этой аббревиатуре Mother Of All Bomb, или «мама всех бомб»), в России — еще более мощная бомба — самая мощная из неядерных бомб (44 тонны в тротиловом эквиваленте), впервые испытанная в 2007 г., и названная в унисон американской разработке «папа всех бомб».

Сочетанное действие вакуумных зарядов и радиоактивных веществ

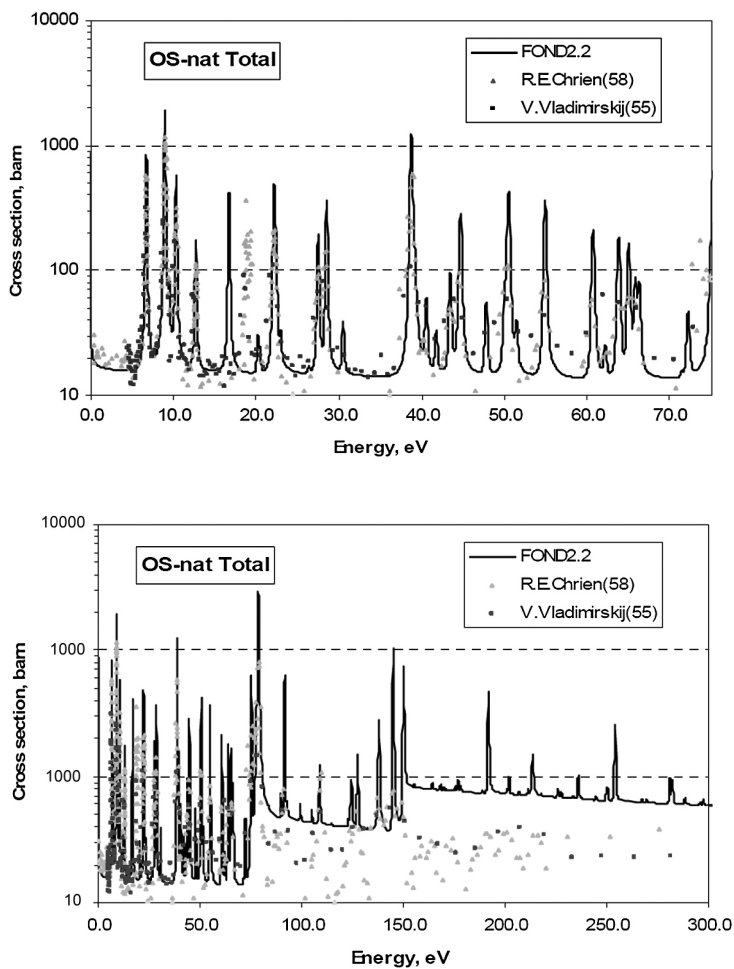


Рис. 6.38. Множественные резонансы радиационного захвата естественным осмием медленных нейтронов в надтепловой области энергий (библиотека нейтронных данных JEFF-3)

может в перспективе породить по сравнению с рассмотренными еще более опасные — с экологической и гуманитарной точки зрения — гибридные разработки неядерного (а значит — и незапрещенного) лучевого оружия, к поражающим факторам которого относится действие ионизирующих излучений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 6

1. Технологии каких типов имеют отношение к ионизирующим излучениям?
2. Приведите примеры технологий, в которых преследуемая цель является задуманным следствием генерации открытых радиационных полей или ионизирующих излучений.
3. Какие известны аппараты, предназначенные для лабораторных исследований, с использованием радиационных полей и направленных ионизирующих излучений?
4. Для каких исследований используются лабораторные излучатели электромагнитных волн ультрафиолетового диапазона?
5. Что такое ртутные лампы, почему они так называются?
6. Что такое галогенные лампы, каковы технологические истоки названия?
7. Каковы конструктивные элементы лампы ультрафиолетового излучения?
8. Расскажите о первых лампах ультрафиолетового излучения.
9. Каким образом можно модифицировать спектр ультрафиолетового излучения?
10. Как можно преобразовать ультрафиолетовое излучение в видимый свет?
11. Полностью ли подавляется ультрафиолетовое излучение благодаря люминесцентному покрытию стекла колбы лампы «дневного света»?
12. Какие химические добавки могут использоваться в газовом объеме источников ультрафиолетовых лучей для модификации спектра излучения?
13. Приведите примеры областей научных исследований, где находят применение ультрафиолетовые излучатели малой и средней мощности.
14. Почему в ламповых излучателях ультрафиолетового и рентгеновского излучений применяется стекло из кварца высокой чистоты?
15. Что такое кварцевое стекло и как его получают?
16. Сравните характеристики кварцевого стекла с другими стеклами.

17. Возможно ли применение стекол общего назначения для изготовления высокочастотных (ультрафиолетовых и рентгеновских) излучателей?
18. Какова рабочая температура кварцевого стекла, применяемого в излучателях ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов?
19. Что такое газоразрядная «трубка Крукса»?
20. Каковы элементы базовой конструкции и каков принцип действия рентгеновской трубки?
21. По каким признакам классифицируются источники рентгеновского излучения?
22. Расскажите об устройстве рентгеновской трубки конструкции Кулиджа.
23. Из каких материалов изготавливаются аноды рентгеновских трубок?
24. Из каких материалов изготавливаются катоды рентгеновских трубок?
25. В каких исследованиях применяются рентгеновские излучатели?
26. Опишите конструкцию излучателя для рентгено-структурного анализа.
27. Поясните структурно-функциональную схему конструкции рентгеновского спектрометра.
28. В каких исследованиях применяется рентгеновский спектроскопический анализ?
29. Расскажите о квантовых генераторах ультрафиолетового, рентгеновского и γ -излучения.
30. Опишите конструкцию ондулятора квантового генератора.
31. Каковы режимы работы вигглера?
32. Какие вигглеры принято называть ондуляторами?
33. Перечислите варианты ускорителей электрически заряженных частиц.
34. Чем циклический ускоритель отличается от линейного?
35. Какой ускоритель частиц называется бетатроном?
36. Что такое циклотрон, каково его назначение?
37. Какой ускоритель частиц называется синхротроном?
38. Что такое фазотрон?
39. Какой циклический ускоритель заряженных частиц называется синхрофазотроном?
40. Какой ускоритель частиц (и почему) получил название «лиnak»?

41. Что такое коллайдер, каково его предназначение?
42. Как при помощи ускорителей были получены химические элементы двенадцатого десятка таблицы Менделеева?
43. Каков принцип действия генераторов, излучающих нейтроны высоких энергий?
44. Что из себя представляют мишени-конверторы излучений в нейтронных генераторах?
45. Опишите упрощенную схему — любой вариант на выбор — нейтронного генератора.
46. Поясните способ генерирования нейтронного излучения при помощи ускорителей, в ходе фотоядерных реакций.
47. Приведите технический пример практической реализации лабораторного нейтронного генератора на базе линейного ускорителя электронов.
48. Приведите примеры малогабаритных (маломощных) источников нейтронных излучений.
49. Приведите примеры источников нейтронных излучений большой мощности.
50. Какими параметрами характеризуется установка для исследований на выведенных пучках медленных нейтронов на базе импульсного реактора?
51. Приведите примеры радиоизотопных миниатюрных излучателей.
52. Что представляют собой образцовые источники α -, β - и γ -излучений?
53. Приведите примеры эталонных источников нейтронного излучения.
54. Приведите примеры эталонных источников рентгеновского излучения.
55. Приведите примеры конструктивного исполнения бериллиевых окон рентгеновских излучателей.
56. Для чего в сфере медицины используются источники ультрафиолетового излучения?
57. В каких целях в медицине используются рентгеновские излучатели?
58. Что такое рентгенография, каков принцип получения рентгеновских снимков?
59. С какой целью применяются в рентгенографии контрастирующие вещества?

60. Что такое флюорография?
61. Для чего проводятся флюорографические обследования?
62. Для чего используются рентгеновские компьютерные томографы?
63. Каков принцип действия современного рентгеновского томографа?
64. Объясните принцип позитронно-эмиссионной томографии.
65. Какие препараты называются радиофармацевтическими?
66. Какие ионизирующие излучения испускают вводимые в организм радиофармацевтические препараты?
67. Что такое скинтиграфический метод анализа?
68. Какие радионуклиды используются в практике скинтиграфической томографии?
69. Приведите примеры целевого выбора радионуклидов для скинтиграфической томографии различных органов.
70. В каких случаях целесообразна томография, основанная на введении в организм радионуклидных источников ионизирующих излучений?
71. Что такое лучевая терапия, на каком постулате она основана?
72. Какие виды лучевой терапии существуют?
73. В чем особенность общей лучевой терапии?
74. В чем особенность лучевой брахитерапии?
75. Расскажите о применении линейных ускорителей для лучевой терапии.
76. Применяются ли для лечения ионизирующими излучениями синхротроны?
77. Кто впервые предложил облучение пациентов протонами в качестве терапевтического средства?
78. Расскажите о применении облучения нейтронными пучками в терапевтических целях?
79. Расскажите о методе борозахватной нейтронной лучевой терапии.
80. Чем определяется необходимость, вид, мера и выбор технических средств воздействия ионизирующим излучением в лечебных целях?
81. Какова цель применения ионизирующих излучений в период военного времени?
82. Какие угрозы создает применение оружия, использующего ионизирующие излучения в качестве поражающего фактора?

83. Что такое целевое лучевое оружие?
84. На чем основано действие лазерного оружия, велико ли ионизирующее воздействие лазерного луча?
85. Какой технический модуль может быть использован в конструкции ультрафиолетового лазера (уфазера)?
86. Каковы оружейно-тактические свойства разера и гразера?
87. Приведите примеры технической реализации разеров и гразеров.
88. Каков принцип действия корпускулярно-ускорительного оружия?
89. Что такое «атомная» бомба, чем она опасна?
90. Каково, в общих чертах, устройство и действие ядерного заряда на основе деления нуклидов ^{239}Pu ?
91. Какого рода угрозу представляет собой взрыв ядерного заряда?
92. Что такое «водородная» бомба?
93. Чем термоядерное оружие отличается от оружия на основе реакции ядерного деления?
94. Чем опасны осколки деления тяжелых нуклидов?
95. Какие радиоактивные изотопы и какие ионизирующие излучения вносят загрязнение в экологическое пространство в результате ядерного взрыва?
96. Какова хронология доминирования ионизирующих излучений различных радионуклидов из числа продуктов ядерного взрыва?
97. Что подразумевается под «тактическими» ядерными боезарядами, каково их радиационное воздействие?
98. Что такое нейтронное оружие, чем характеризуется его действие?
99. Какие ядерные боезаряды получили названия: «кобальтовая» бомба и «гафниева» бомба?
100. Каковы перспективы создания эмиттеров ионизирующих излучений оружейного характера?

ГЛАВА 7

Потенциально опасные
источники ионизирующих излучений
промышленно-технологического характера

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Под промышленными технологиями обычно понимают технологии, используемые для массового производства орудий труда, энергии, товаров и услуг всеобщего потребления. Во многих промышленных технологиях используются процессы, связанные с возникновением электромагнитных или корпускулярных ионизирующих излучений различного пространственного масштаба и различной мощности.

В этой главе рассмотрены промышленные технологии, в которых предусмотрены процессы, сопровождаемые ионизирующими излучениями, не являющимися конечным целевым результатом: излучения становятся неизбежным побочным или промежуточным — но в любом случае локализованным — продуктом, внешние проявления которого нежелательны и по технологическому замыслу изолированы.

Источники внутренних ионизирующих излучений находятся в пределах, организованных, как правило, инженерным путем и эксплуатируются только при условии достаточно малой вероятности разрушения барьеров безопасности. Экологическая опасность таких закрытых источников является лишь потенциальной.

К широко применяемым и одновременно потенциально опасным — а поэтому надежно защищенным — источникам относятся маломощные излучающие устройства, радиоизотопные промышленные дефектоскопы, технические средства радиоизотопного производства, источники автономного энергоснабжения необслуживаемых аппаратов, ядерные энергетические установки (стационарные и транспортные) и некоторые другие технические изделия — при использовании которых можно встретиться с ионизирующими излучениями внутритехнологического характера. Все описанные в главе потенциально опасные источники ионизирующих излучений промышленно-технологического характера используются в мирной индустриально-хозяйственной деятельности людей.

§ 7.1. | ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

Малые технические устройства, как правило, характеризуются мало-мощными ионизирующими излучениями и создают малую угрозу — при соблюдении установленных правил техники безопасности.

К малым техническим устройствам, действие которых связано с закрытыми источниками ионизирующих излучений, относятся машины, аппараты и элементы, обслуживание и использование которых обычно осуществляется в замкнутом внутрикорпусном пространстве, с соответствующими мерами предосторожности. Кратко опишем такие устройства, затронув прежде всего те области применения, которые вызывают интерес в человеческом обществе (здоровье, финансы, еда, зрелища, энергоснабжение и др.).

К применяемым в *финансовой сфере* портативным устройствам для *проверки банковских купюр*, имеющих скрытые изображения, которые проявляются в лучах невоспринимаемого глазом излучения (рис. 7.1), относятся, в частности, аппараты, использующие излучение ультрафиолетового диапазона, способное к слабой локальной ионизации.

Такие устройства могут быть выполнены как настольные (рис. 7.2) или карманные (рис. 7.3) анализаторы подлинности банкнот и содержат *ультрафиолетовый излучатель* в виде маломощной (несколько ватт) лампы или — при альтернативной конструкции — в виде мощного (также несколько ватт) светодиода или сборки светодиодов, работающих в ультрафиолетовом диапазоне излучений (рис. 7.4). В таких технологиях выявления фальсификатов, как правило, используется явление люминесценции, возникающей при ультрафиолетовом облучении спецфрагментов изделий, а эффект видимого люминесцентного свечения (или его отсутствия) является признаком — то есть технологическим результатом.

Визуально воспринимаемую люминесценцию в лучах маломощного ультрафиолетового излучения применяют также в *торговой промышленности* — и не только для *обнаружения поддельных денежных знаков*, но также для *анализа качества пищевых продуктов*, в том числе — контроля качества скоропортящихся (органических) изделий и выявления степени фальсификации искусственных фабрикатов и полуфабрикатов. Так, например, для проверки качества меда образец достаточно поместить под ультрафиолетовый



Рис. 7.1. Визуализация в ультрафиолетовых лучах скрытых изображений на фрагментах банкнот



Рис. 7.2. Настольные анализаторы скрытых изображений банкнот в ультрафиолетовых лучах

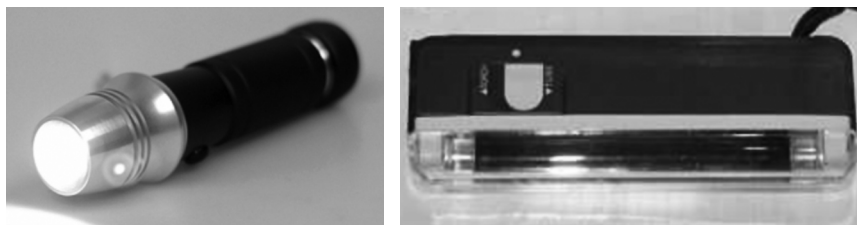


Рис. 7.3. Портативные ультрафиолетовые излучатели для детектирования скрытых маркировок



Рис. 7.4. Светодиодные излучатели ультрафиолетового диапазона частот

излучатель и исследовать его в отраженных лучах: натуральный органический мед в ультрафиолетовых лучах светится в основном желтым и оранжевым цветом с незначительным зеленоватым оттенком (который может быть свойственен для майского меда от цветения акации), мед с искусственными примесями люминесцирует темно-зеленым и иссене-зеленым цветом, а искусственный продукт и продукт, модифицированный добавлением в мед свекловичной сахарозы, светится свинцово-серыми лучами.

На предприятиях *сферы здравоохранения* применение ультрафиолетовых излучателей используется не только в терапевтических и профилактических целях (§ 6.2), но и в устройствах для *стерилизации* медицинского инструмента. Эти устройства предусматривают корпусную закрытую камеру, в которой (часто в автоматическом режиме) подвергаются облучению скальпели, зажимы, захваты, трепаны, перфораторы, иглы, ножницы и т.п. инструменты — для обеззараживания (дезинфекции) которых в альтернативных случаях используются высокотемпературные автоклавы и другие стерилизаторы.

В *косметических технологиях* ультрафиолетовое излучение может использоваться и как *бактерицидное средство*, и как *фиксатор красителей* гри머ного назначения. Отверждаемые ультрафиолетовым излучением краски находят также все более широкое *применение в полиграфии* — при офсетной печати, в *сушильно-фиксирующих модулях* печатных машин. Конструкция таких устройств включает: излучатель, систему охлаждения излучателя и зер-

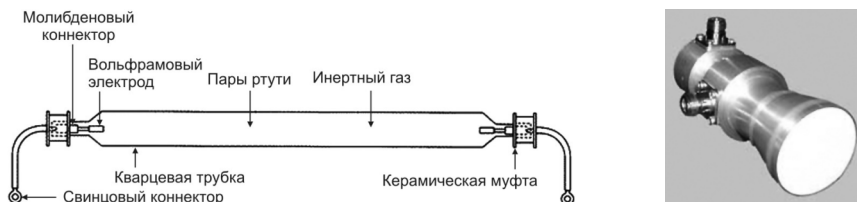


Рис. 7.5. Излучатели, применяемые в полиграфической промышленности (при офсетной печати)



Рис. 7.6. Промышленное полиграфическое устройство на светодиодах ультрафиолетового излучения

кальные отражатели. В качестве излучателей ультрафиолетовых лучей в полиграфической промышленности используются как специализированные ртутные лампы (рис. 7.5), так и светодиодные излучатели, также применяемые в промышленных печатных устройствах (рис. 7.6).

В сушильных устройствах полиграфических машин обычно устанавливаются лампы, обеспечивающие интенсивность от 80 до 300 Вт/см². Для сушки и закрепления красок с катионным механизмом отверждения требуются более мощные лампы. Повышение мощности излучателей требуется и потому, что зеркальные системы поглощают примерно 20...30 % ультрафиолетового излучения, что снижает эффективность облучения. Необходимый для отверждения красок спектр излучения лампы зависит от спектральной чувствительности входящих в состав краски фото-инициаторов и спектрального поглощения пигментов красителей.

Отверждаемые ультрафиолетовым излучением лаки и краски имеют свойство активно поглощать лучи, не позволяя им проникать вглубь красочного слоя, поэтому облучением инициируют реакцию фотополимеризации в основном на поверхности краски. Заметим, что для некоторых красок, например, содержащих белый пигмент из диоксида титана (TiO_2) применение ламп с ртутным газонаполнением неэффективно, поскольку TiO_2 характеризуется высоким поглощением квантов ультрафиолетового излучения. Поэтому для сушки титановых белил используют ртутные лампы с добавкой галлия, которые имеют один из пиков излучения на стыке ультрафиолетового и фиолетового диапазонов спектра. Для сушки толстых слоев краски, например трафаретных отпечатков, а также красок черного, синего, зеленого и красного цветов, эффективно применение ртутных ламп с добавкой паров железа. Однако, при выборе источника излучения следует понимать, что ртутные лампы с добавками паров металлов испускают на 35...40 % больше инфракрасного излучения, чем ртутные лампы без добавок, что следует учитывать при обеспечении их технологического охлаждения.

Рефлекторы, работающие с ультрафиолетовыми излучателями, обычно имеют покрытие из полированного или матированного алюминия, так как этот металл характеризуется одним из самых больших коэффициентов отражения ультрафиолетового излучения (до 90 %), но — поскольку алюминий чувствителен к высоким температурам — его поверхность подвергается специальной обработке. В таких устройствах для ламп применяется воздушное охлаждение, а для рефлекторов — либо воздушное, либо водяное, в рулонных печатных машинах эффективным техническим решением является охлаждение запечатываемого полотна с помощью валиков, связанных с системой водяного охлаждения.

Ультрафиолетовые излучатели нашли применение также в индустрии развлечений: в системах технического обеспечения шоу (зрелищных мероприятий), для инициации свечения в темноте люминофоров, используемых при оформлении декораций интерьера слабоосвещенных помещений.

К промышленным технологиям применения *рентгеновского излучения* и γ -лучей относится *структурный анализ и дефектоскопия* на производстве и в некоторых других сферах человеческой деятельности (например, рентгеновское излучение применяется для исследования художественных полотен с целью установления их подлинности или для обнаружения добавочных

слоев краски поверх основного слоя). Применение рентгеновских установок медицинского назначения было рассмотрено в главе 6 (§ 6.2).

Квантово-лучевая дефектоскопия в промышленности получила особенно широкое распространение после того, как Г. Брэгг и Л. Брэгг стали лауреатами Нобелевской премии за разработку основ рентгеноструктурного анализа (1915 г.). Одно из наиболее востребованных применений высокочастотных излучений в промышленности — контроль качества материалов путем анализа их внутреннего строения. Соответствующие методы основаны на использовании проникающей способности излучения и учете особенностей его поглощения в различных материалах. Для конкретного материала при заданной длине волны (при заданной энергии квантов излучения) поглощение имеет определенные, заранее известные показатели. Регистрация излучения после его проникновения сквозь толщу обследуемого образца позволяет судить о наличии и характере скрытых полостей или примесей в материале, пользуясь предварительно созданной базой данных. Распределение интенсивности проходящих через толщу материала лучей может рассматриваться как сигнатурный признак общего химического состава изделия при идентификации подлинности твердотельного микстурного образца. Интенсивность лучей в промышленных технологиях такого рода регистрируют фотографическими методами (получая снимок на пленке) либо визуализируют изображение при помощи флуоресцирующего экрана, электронно-оптических преобразователей или таких электронных матричных преобразователей сигналов, как микроканальные пластины. Кратко поясним техническое устройство таких преобразователей, позволяющих, по существу, сделать ионизирующее излучение внутри-технологическим процессом.

Электронно-оптический преобразователь дефектоскопа представляет собой вакуумный фотоэлектронный прибор, служащий для преобразования невидимого глазом изображения объекта (например, в ультрафиолетовом или рентгеновском спектре) — в видимое изображение. Как вариант цели применения этого прибора может рассматриваться усиление (в общем случае) яркости изображения. Его действие основано на преобразовании высокочастотного электромагнитного излучения в электронно-лучевое (с помощью фотокатода), а электроннолучевого — в видимое (с помощью катодолюминесцентного экрана). Микроканальные пластины представляют собой плоские матрицы на основе свинцовосиликатного стекла. Базовыми

элементами такого преобразователя являются трубчатые каналы, в поверхностном слое каждого из которых формируется резистивно-эмиссионный слой толщиной 200...300 нм. Этот слой состоит, в первом приближении, из двух страт: очень тонкого (порядка 10 нм) верхнего эмиссионного слоя на основе SiO_2 (почти диэлектрика), обеспечивающего вторичную электронную эмиссию, и нижнего, более толстого, слоя проводимости (резистивного слоя), в котором сосредоточен металлический свинец (восстановленный из оксида свинца путем специального отжига стекла в водороде). Благодаря этому стенки каналов пластины приобретают вариативную электропроводность. Такие преобразователи позволяют исключить из технологии открытое действие ионизирующих излучений, превратив его во внутриаппаратное явление.

Применение *рентгенодефектоскопии* эффективно для деталей сравнительно небольшой толщины, так как проникающая способность рентгеновских лучей с увеличением их энергии возрастает незначительно. Так, рентгеновские дефектоскопы, как правило, применяют для детектирования раковин, трещин, инородных включений в литых и сварных стальных изделиях толщиной до 80 мм, а также в изделиях из легких сплавов толщиной до 250 мм. Для этого используют промышленные рентгеновские установки с энергией излучения от 5...10 до 200...400 КэВ. Для технического контроля массивных промышленных металлоизделий и сварных соединений используются *γ-дефектоскопы*. Примеры таких устройств изображены на рис. 7.7. Аппаратура для γ-дефектоскопии сравнительно проста, источник излучения компактен, что позволяет обследовать при помощи таких устройств труднодоступные участки изделий.

В этих устройствах в качестве источников ионизирующих излучений



Рис. 7.7. Примеры дизайна маломасштабных (переносных) γ-дефектоскопов

используются радионуклиды (изотопы селена ^{75}Se , иридия ^{192}Ir , кобальта ^{60}Co и др.). Отметим, что испускаемое радиоизотопом ^{60}Co γ -излучение, обладающее большой проникающей способностью сквозь толщу металла, стало причиной оригинального названия — кобальтовая пушка — устройства, являющегося частью дефектоскопа, снаряженного изотопом ^{60}Co , и широко использующегося при дефектоскопии, например, сварных швов газопроводов, различного оборудования реакторных установок АЭС и т.п.

Заметим, что аппаратный консерватизм ионизирующих излучений радионуклидных источников в таких устройствах позволяет их использовать и в качестве контейнеров для *транспортировки радиоактивных материалов* активностью до 120 Ки (4,44 ТБк). Система внутренней блокировки радиоизотопов и блок защиты (из обедненного урана, вольфрама, свинца) обеспечивают повышенную экологическую безопасность эксплуатации подобных дефектоскопов.

Ионизирующие излучения от радиоизотопов могут использоваться для анализа величин внутренних зазоров — люфтов (от нем. *luft* — воздух) в машинах и механизмах при их техническом диагностировании (при оценке износа трущихся деталей и т.п.). Распространенным методом в сфере таких технологий является *метод «меченых» атомов* (в качестве меток используется радиоактивность нуклидов), которые в качестве присадок добавляются в горюче-смазочные материалы в целях анализа пространственной конфигурации формируемых радионуклидами излучений (радиационных полей) от их скопления в зазорах диагностируемого механизма. Метод меченых атомов может применяться не только в диагностических целях, но и вообще *для мониторинга движения и перераспределения* внутренних сред, недоступных непосредственному визуальному восприятию.

Рентгеновские и γ -анализаторы часто являются наиболее эффективным инструментом контроля при изготовлении деталей путем их литья под давлением (в процессе которого расплав при помощи плунжерного устройства заталкивается в литейную форму). Такие аппараты используются, например, для *технологического контроля* артиллерийских стволов, бронез экранов и других ответственных (предназначенных для работы под большими нагрузками) изделий.

Для дефектоскопии относительно крупных (при толщинах от 500 мм) отливок и *крупного сталеπροката* применяются *бетатроны и линейные ускорители*, формирующие потоки частиц, обладающих энергий 25 МэВ и более. Для

аналогичных целей могут применяться и *нейтронно-графические технологии*, в которых в качестве зондирующего излучения используются нейтронные пучки. Такого рода установки могут быть небезопасны при вмешательстве извне во внутренний технологический процесс, их использование должно предусматривать целостность аппаратов и профилактическую защиту обслуживающего их персонала.

Мини-устройства для *устранения паразитических статических электрических зарядов* могут быть выполнены на основе радионуклидных источников ионизирующего излучения. В некоторых устройствах такого рода может содержаться, например, в качестве α -излучателя — изотоп полония ^{210}Po массой около 0,1 микрограмма (что соответствует активности до 500 мкКи). Этого количества, теоретически, достаточно, чтобы составить риск гибели 5000 человек — опасность такого источника очевидна. Однако, в таких устройствах радиоизотопный источник надежно упакован (локализован и презервирован), и для того, чтобы извлечь его ради злого умысла необходимы изощренные технологии и глубокие знания. Еще одно применение компактных и изолированных радионуклидных источников — современное *специальное автомобилестроение*: локализованное ионизирующее излучение может использоваться для улучшения электропроводности воздушного зазора между электродами свечей зажигания — в двигателях внутреннего сгорания системы Отто (в карбюраторных бензиновых двигателях) или для улучшения характеристик сгорания ионизированного топлива с воспламенением от сжатия — в двигателях внутреннего сгорания системы Дизеля (работающих на соляровом масле — дизтопливе).

К весьма малым устройствам локального действия, в которых применяются презервированные источники ионизирующих излучений, относятся *радиоизотопные преобразователи энергии*. Принцип работы радиоизотопных электрогенераторов основан на том, что в процессе торможения частиц или поглощения квантов электромагнитного излучения в веществе, окружающем радиоактивный источник, происходит выделение тепла. Это тепло утилизируется путем нагрева контактного соединения двух разнородных проводников (горячего спая термопары), в результате чего между холодными контактами (если цепь не замкнута) возникает разность потенциалов, которая может выступать в качестве электродвижущей силы (э.д.с.) при замыкании цепи. Этот эффект возникновения термо-э.д.с. в проводниках

с градиентом температур, известный под названием *термоэлектрического эффекта*, был открыт Т.И. Зеебеком (1821 г.), и нашел широкое техническое применение при использовании термопар — в том числе, в энерготехнологиях. Электрический сигнал от микро-термопары может использоваться в подключенной к ней электрической схеме.

Исторически первый радиоизотопный источник электрической энергии (Beta Cell) был создан британским физиком Г. Мозли (1913 г.). Этот электрогенератор представлял собой стеклянную сферу, посеребренную изнутри, в центре которой на изолированном электроде располагался источник излучения в составе солей радия. Электроны, испускаемые при распаде радионуклидов радия, создавали разность потенциалов между серебряным слоем стеклянной сферы и электродом.

К числу аппаратов, в которых нашли применение миниатюризированные радиоизотопные источники энергии, освоенные медицинской промышленностью, относятся, например, *электрокардиостимуляторы*. Кардиостимуляторы — это устройства искусственного управления ритмом работы сердца. История разработки и применения электростимуляции миокарда восходит к первым опытам по изучению реакции мышц на воздействие электрическим током (точнее — электрическим напряжением). Как известно, способность электрического воздействия вызывать сокращения мышц впервые отметил А. Вольты в его опытах на лягушках. Позднее российские физиологи Ю.М. Чаговец и Н.Е. Введенский изучили особенности воздействия электрического импульса на сердце и предложили использовать электростимуляцию в области кардиологии. Первый в мире (наружный) электрокардиостимулятор был применен (G. Нуман, 1927 г.) для вспоможения пациенту, страдающему редким сердцебиением и потерями сознания (приступами Моргани-Эдемса-Стокса). Имплантируемый, то есть полностью находящийся под кожей, кардиостимулятор был разработан через три десятилетия (Р. Элмквист и др., 1958 г.). Такие устройства поначалу оказались недолговечными — их срок службы составлял от 12 до 24 месяцев, и не в последнюю очередь из-за ограниченного ресурса источников питания. Применение батареи, содержащей радиоизотопный источник, позволило устранить эту проблему. Современные имплантируемые электрокардиостимуляторы (рис. 7.8) для электроснабжения которых используются радиоизотопные батареи на основе плутония ^{238}Pu , теперь имеют срок службы 10...12 лет, эффективно продлевая жизнь пациентам.



Рис. 7.8 Современные кардиостимуляторы на радиоизотопных источниках питания

Такое устройство представляет собой прибор в герметичном металлическом корпусе небольшого размера, в котором располагается батарея радиоизотопного электропитания и микропроцессорный блок. В нормальном случае функцию водителя ритма сердца выполняет синусовый узел миокарда (он расположен в месте впадения верхней полой вены в правое предсердие, характеризуется длиной 15 мм и шириной 2...3 мм) — генерируемые им электрические импульсы проходят по волокнам предсердий и достигают атриовентрикулярного узла миокарда. На электрическую активность синусового и атриовентрикулярного узлов оказывает существенное влияние вегетативная (периферическая) нервная система организма (парасимпатические нервы подавляют автоматизм синусового узла и замедляют проводимость, симпатические нервы оказывают противоположное действие) — коррекция при помощи радиоизотопного электрокардиостимулятора аномального воздействия периферической нервной системы на сердце может оказаться жизненно необходимой некоторым людям. Кардиологические аномалии могут быть весьма разнообразными, и в случаях, когда патология не может быть устранена фармацевтическими средствами, применяются такие радиоизотопные электрокардиостимулирующие кибернетические (управляющие) устройства.

Все современные кардиостимуляторы воспринимают собственную (физиологическую) электрическую активность (ритм) сердца, и, подстраи-

ваясь под нее — если не происходит естественного своевременного формирования электрического импульса, поступающего от синусового узла миокарда — формируют электросигналы, возбуждающие сокращение желудочков сердца искусственным образом.

В случае возникновения нарушения электропроводимости (атриовентрикулярной проводимости) тканей сердца, устройство также начинает генерировать электрические импульсы для искусственного стимулирования сокращений миокарда. Кратко остановимся на описании развития соответствующих технологий — для понимания целесообразности применения в кардиостимуляторах радиоизотопных источников электропитания.

К относительно маломасштабным техническим устройствам, в которых используются герметизированные источники ионизирующего излучения, относятся *радиоизотопные термоэлементы* различного назначения. Характеристики основных источников ядерных излучений, применяемых в разработанных и перспективных источниках тепла, представлены в табл. 7.1.

Радиоизотопные термоэлементы могут, например, применяться в *устройствах для обогрева* малогабаритных помещений автономной дислокации — например, в *наземной и морской навигации* — для энергообеспечения необслуживаемых маяков в труднодоступных районах, для обогрева приборных отсеков *космических аппаратов* и т.п.

Радиоизотопы могут применяться в области космической промышленности и в установках для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую — так плутоний ^{238}Pu является источником питания для зондов New Horizons, Galileo и Cassini, марсохода Curiosity и других космических аппаратов (США). Такие системы получили общее наименование SNAP (Systems for Nuclear Auxiliary Power — вспомогательные ядерные энергетические установки).

Первые практически применяемые радиоизотопные электрогенераторы появились в середине XX в. в США и СССР — именно в связи с освоением космического пространства. Одним из веских оснований к применению радиоизотопных источников энергии в космической промышленности послужил ряд явных их преимуществ перед другими источниками энергии (практическая необслуживаемость, компактность и др.).

Понятно, что вследствие снижения со временем активности радиоизотопного источника и, соответственно, интенсивности испускаемого им излучения, полезная мощность автономной нерегулируемой энерго-

установки будет экспоненциально уменьшаться, что определяется законом радиоактивного распада. В этой связи к числу основных требований, которые предъявляются при выборе радиоизотопов для автономных источников энергопитания, относится достаточно большой период полураспада радионуклидов. Кроме того, конечно, важным показателем является высокая температура плавления технологически используемых соединений этих радиоизотопов с другими химическими элементами и достаточно большое удельное энерговыделение.

Очень важным преимуществом рабочего элемента источника энергопитания является образование в процессе распада дочерних радионуклидов, также обладающих свойством создавать интенсивные локальные излучения, приводящие к значительному тепловыделению — ибо, если цепочка ядерных преобразований удлинится, возрастает суммарная энергия, которую можно использовать, и продлевается срок службы радиоизотопного источника электроэнергии. Наилучшим примером изотопа, дающего длинную цепочку последовательных распадов (и характеризующегося энерговыделением на порядок выше, чем у большинства других нуклидов), является изотоп урана ^{232}U . Помимо этого изотопа, с учетом изложенных выше требований, представляются технологически интересными такие изотопы трансурановых элементов как плутоний ^{238}Pu , кюрий ^{242}Cm , кюрий ^{244}Cm , кюрий ^{245}Cm и другие — более тяжелые — например, изотопы калифорния ^{248}Cf , ^{249}Cf , ^{250}Cf , изотоп эйнштейния ^{254}Es , изотоп фермия ^{257}Fm , а также ряд сравнительно легких изотопов — например, полония ^{208}Po , ^{209}Po , ^{210}Po , изотоп актиния ^{227}Ac и др. Примеры некоторых изотопов, которые нашли применение в малых радиоизотопных устройствах электронабжения, представлены в табл. 7.2.

Анализируя приведенные характеристики радиоизотопов, применяемых в источниках термо-э.д.с., можно заметить, что с увеличением периода полураспада возможное значение удельной мощности имеет тенденцию к снижению.

Заметим, что при использовании излучателей ионизирующих излучений с большим удельным энерговыделением часто возникает технологическая необходимость снизить концентрацию рабочего изотопа, механически соединив его с другими химическими элементами для уменьшения объемного тепловыделения. В качестве смесительных добавок используются различные металлы (сплавы), а также оксиды или другие (химически инертные) соединения. Пользуясь данными табл. 7.1 и 7.2, можно опре-

Таблица 7.1. | Характеристики используемых и перспективных радиоизотопных источников
локального выделения тепловой энергии

Изотоп	Период полураспада	Суммарная энергия распада (кВт·ч/г)	Средняя энергия β -частиц (МэВ)	Энергия α -частиц (МэВ)	Энергия γ -фотонов (МэВ)
^{60}Co	5,25 года	193,2	0,31	*	1,17; 1,33
^{238}Pu	87,74 лет	608,7	*	5,5(72 %); 5,46(28 %)	*
^{90}Sr	28,6 лет	162,721	0,546	*	*
^{144}Ce	284,9 сут.	57,439	0,31	*	*
^{242}Cm	162,8 сут.	677,8	*	6,11(74 %); 6,07(26 %)	*
^{147}Pm	2,6234 года	12,34	0,224	*	*
^{137}Cs	30 лет	230,24	1,176	*	*
^{210}Po	138,376 сут.	677,59	*	5,305(100 %)	*
^{244}Cm	18,1 года	640,6	*	5,8(77 %); 5,76(23 %)	*
^{208}Po	2,898 года	659,561	*	5,115(99 %)	*
^{232}U	68,9 лет	4887,103	*	5,32(69 %); 5,26(31 %)	*
^{248}Cf	333,5 сут.	*	*	6,27(82 %); 6,22(18 %)	*
^{250}Cf	13,08 года	*	*	6,03(85 %); 5,99(15 %)	*
^{254}Es	275,7 сут	678,933	*	6,43 (93 %)	0,27-0,31(0,22 %), 0,063(2 %)
^{257}Fm	100,5 сут.	680,493	*	6,52(99,79 %)	*
^{209}Po	102 года	626,472	*	4,881(99,74 %)	0,4(0,261 %)

Продолжение табл. 7.1.

²²⁷ Ac	21,773 года	13,427	0,046(98,62 %)	4,95(1,38 %)	*
¹⁴⁸ Gd	93 года	576,816	*	3,183(100 %)	*
¹⁰⁶ Ru	371,63 сут.	9,864	0,039(100 %)	*	*
¹⁷⁰ Tm	128,6 сут.	153,044	0,97(~99 %)	*	0,084(1 %)
^{194m} Ir	171 сут.	317,979	2,3(100 %)	*	0,15; 0,32; 0,63
²⁴¹ Am	432,5 года	*	*	5,49(85 %); 5,44(15 %)	*
¹⁵⁴ Eu	8,8 года	*	1,85(10 %), 0,87(90 %)	*	0,123; 0,724, 0,876; 1; 1,278

*) Приведенные в литературе числовые данные имеют разброс значений

Таблица 7.2. | Характеристики некоторых источников ионизирующих излучений, применяемых
| в радиоизотопных элементах электропитания малой мощности

Изотоп	Вид излучения	Период полураспада	Полезный срок службы электрогенератора	Мощность теплового потока от излучения (Вт/см²)
²¹⁰ Po	α	138,7 сут.	6 мес.	6 мес.
²⁴² Cm	α	160 сут.	6 мес.	6 мес.
²³⁸ Pu	α	86 лет	10 лет	10 лет
¹⁴⁴ Ce	β	9,3 мес.	1 год	1 год
¹³⁷ Cs	β	27 лет	10 лет	10 лет
⁹⁰ Sr	β	28 лет	10 лет	10 лет

делить, например, что один кубический сантиметр полония ^{210}Po обладает тепловой мощностью около 1320 Вт (для сравнения: изотоп кюрия ^{242}Cm дает энергосвыделение около 1169 Вт/см³, а изотоп стронция ^{90}Sr — энергосвыделение около 0,54 Вт/см³). Такая удельная мощность ^{210}Po может вызвать плавление чистого полония, поэтому его используют, как вариант, в составе антиэкзтектической (от греч. *eutektos* — легко плавящийся) смеси со свинцом. Хотя подобные сплавы имеют заметно меньшее удельное энергосвыделение (до 150 Вт/см³), они технологически намного более приемлемы по изложенным выше причинам.

При выборе веществ, с которыми используются радионуклиды, должны образовывать смесь, важно учитывать ядерные реакции смешиваемых материалов от излучений, испускаемых рабочим радиоизотопом, и соответствующие сечения ядерных реакций. Так, хотя бериллий или его тугоплавкие соединения (оксид, карбид, борид) удобны для композиции с β -радиоактивными изотопами — вследствие высокой теплопроводности, малой плотности, большой теплоемкости — однако, в контакте с α -излучателем, как известно, бериллий превращается в мощный источник нейтронного излучения — что по соображениям безопасности совершенно недопустимо. При создании полониевых источников важную роль при смешении с наполнителями играет то обстоятельство, что полоний летуч. В этом случае в качестве вспомогательных материалов пригодны свинец и иттрий, так как они образуют тугоплавкие и механически прочные полониды.

Изотоп полония ^{210}Po , испускающий α -частицы с энергией 5,3 МэВ (которые в твердом веществе тормозятся, отдавая при этом свою энергию на расстояниях лишь в тысячные доли миллиметра) давно начал использоваться в автономно работающих аппаратах — ведь для получения мощности 1 кВт достаточно всего 7,5 г полония, который даст необходимую активность и обеспечит требуемую интенсивность излучения. Удельная мощность этого радиоизотопа велика — 140 Вт/г (капсула, содержащая всего 0,5 г полония нагревается до 500 °С). Это свойство и сейчас используется для создания на его основе высокоэффективных термоэлектрических источников. В этом отношении такой источник превосходит другие компактные источники энергии и не случайно был установлен в свое время на автоагрегат «Луноход-2» (СССР) для обогрева аппаратуры. Конечно, мощность полониевых источников энергии со временем слишком быстро убывает —

снижается вдвое каждые 4,5 месяца, однако более долгоживущие радиоизотопные батареи слишком дороги.

Другие радиоизотопные источники на основе ^{90}Sr (в составе титаната стронция) долгое время активно использовались в американских космических летательных аппаратах благодаря технологически удобному превращению ^{90}Sr в иттрий ^{90}Y (с вероятностью 100 % сопровождаемому β -излучением с энергией электронов примерно 545,9 КэВ):



Такой вариант технологии создает цепочку распадов, поскольку нуклиды ^{90}Y также радиоактивны (с периодом полураспада 64 часа) и излучают электроны с энергией 2,28 МэВ, превращаясь в стабильный изотоп циркония ^{90}Zr . Это является существенным технико-экономическим достоинством. Однако, к недостаткам применения ^{90}Sr относится сравнительно малая мощность радиоизотопного источника электроэнергии при относительно больших количествах используемых радиоизотопов. Для иллюстрации сказанного укажем, что радиоизотопный SNAP на базе стронциевого источника для обеспечения мощности 25 Вт требует использования в установке в 2000 раз больше ^{90}Sr , чем его нарабатывает реактор деления, также используемый в SNAP и обеспечивающий электрическую мощность 50 кВт. Это количество стронция всего в 1,25 раза меньше, чем количество, которое образуется при взрыве водородной бомбы мощностью 2 мегатонны в тротиловом эквиваленте.

Отметим, что радиоизотопы, применяемые в космических и других автономных аппаратах — при разгерметизации защитных барьеров установки — могут создать угрозу в случае близости к ним биологических объектов. Поэтому надежным конструированием стремятся достичь весьма малой вероятности разрушения защитных барьеров таких установок в потенциально возможных аварийных ситуациях.

§ 7.2. | КРУПНОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПРОИЗВОДСТВО, СВЯЗАННОЕ С РАДИОИЗОТОПАМИ

Современное крупномасштабное энергетическое производство, развивающееся на планете и связанное с ионизирующими излучениями, представлено такими мощными генерирующими комплексами как энергоблоки тепловых и атомных электростанций (ТЭС и АЭС). Работа ТЭС, на первый взгляд, никак не связана с образованием и распространением в экологическом пространстве радионуклидов или формированием ионизирующих излучений, но это впечатление обманчиво. При добыче и последующем сжигании на ТЭС органического топлива — например, угольных пород, содержащих природные радионуклиды, образуются пылеуглеуносы, золоотвалы и дымовые газы, обогащенные (с определенными коэффициентами концентрации) радионуклидами. Система фильтрации, используемая на ТЭС, призвана сделать эти выбросы в окружающее пространство ограниченными. При условии, что работа газо-дымо-адсорберов и пыле-золо-уловителей, применяемых при сжигании радиоактивных углей и радиоактивного природного газа на ТЭС, является эффективной, тепловые электростанции лишь потенциально опасны с экологической точки зрения. Фактические угрозы постоянного характера от недостаточной эффективности систем фильтрации атмосферных выбросов ТЭС рассмотрены в главе 8 (§ 8.1).

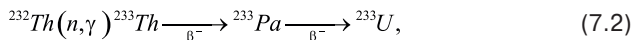
Далее остановимся на экологически значимых вопросах работы АЭС, поскольку крупное энергетическое производство, прежде всего, ассоциируется именно с атомными электростанциями. В этой связи сначала дадим пояснения, дающие представление об общем ядерно-топливном цикле в атомной энергетике.

Ядерный топливный цикл — это совокупность технологических процессов, связанных с подготовкой ядерного топлива, использованием его в ядерных реакторах и обращением с отработавшим ядерным топливом. В атомной энергетике существуют топливные циклы трех основных типов:

I — урановый топливный цикл, в котором делящимся материалом служит уран ^{235}U , а сырьевым материалом — урановая руда; низкообогащенное ядерное топливо (1...5 % по изотопу ^{235}U) этого цикла используют в реакторах на тепловых нейтронах, а высокообогащенное (до 93 % по изотопу ^{235}U) — в реакторах на быстрых нейтронах;

II — уран-плутониевый топливный цикл, в котором делящимся материалом служит ^{239}Pu , входящий в топливную смесь с природным или обедненным ураном (0,2...0,3 % по изотопу ^{235}U); ядерное топливо этого цикла в зависимости от обогащения (по изотопу ^{239}Pu) может быть использовано как в реакторах на тепловых нейтронах, так и в реакторах на быстрых нейтронах; сырьевым материалом для этого цикла служит урановая руда;

III — торий-урановый топливный цикл, в котором сырьевым материалом служит природный изотоп ^{232}Th , содержащийся в Земной коре в большем количестве, чем уран; в ядерный реактор его загружают вместе с урановой смесью, обогащенной ^{235}U ; в результате ядерных превращений под действием нейтронов от деления ^{235}U образуется ^{233}U ;



который является делящимся материалом и может быть использован как вторичное ядерное горючее.

Любой из вышеперечисленных ядерных топливных циклов может быть как *открытым* (разомкнутым) — то есть заканчивающимся захоронением отработавшего топлива и радиоактивных отходов, так и *закрытым* (замкнутым) — то есть предусматривающим достаточно полную переработку отработавшего топлива и других продуктов предприятий ядерной индустрии с целью утилизации элементов, которые являются технологически полезными и могут быть использованы в дальнейшем. Чем больше предусмотрено технологических операций в ядерном топливном цикле, тем больше вероятность технологических сбоев и факторов, способствующих загрязнению окружающего пространства. Априори все технологические этапы топливного цикла АЭС должны быть экологически изолированными.

Согласно промышленно применяемым в настоящее время в атомной электроэнергетике технологиям, выработка электроэнергии связана с использованием тепловой энергии, высвобождаемой в ходе цепных ядерных реакций деления тяжелых нуклидов. В эксплуатируемых в мировой электроэнергетике ядерных реакторах АЭС в основном используются реакции деления на тепловых нейтронах. В качестве делящихся нуклидов (ядерного горючего) большей частью применяется изотоп урана ^{235}U . Его удельная массовая активность составляет $3,7 \cdot 10^8$ Бк/кг. Как известно, содержание этих делящихся нуклидов в природном уране мало — оно примерно равно

Таблица 7.3. | Состав урансодержащих минералов
в урановых рудах

Минерал	Основной состав минерала	Содержание урана, %
Уранинит	$UO_2, UO_3 + ThO_2, CeO_2$	65...74
Карнотит	$K_2(UO_2)_2(VO_4)_2 \cdot H_2O$	около 50
Казолит	$PbO_2 \cdot UO_3 \cdot SiO_2 \cdot H_2O$	около 40
Самарскит	$(Y, Er, Ce, U, Ca, Fe, Pb, Th) \cdot (Nb, Ta, Ti, Sn)_2O_6$	4...14
Браннерит	$(U, Ca, Fe, Y, Th)_3Ti_5O_{15}$	40
Тюямунит	$CaO \cdot UO_3 \cdot V_2O_5 \cdot nH_2O$	50...60
Цейнерит	$Cu(UO_2)_2(AsO_4)_2 \cdot nH_2O$	50...53
Отенит	$Ca(UO_2)_2(PO_4)_2 \cdot nH_2O$	около 50
Шрекингерит	$Ca_3NaUO_2(CO_3)_3SO_4(OH) \cdot 9H_2O$	25
Уранофан	$CaO \cdot UO_2 \cdot 2SiO_2 \cdot 6H_2O$	около 57
Фергюсонит	$(Y, Ce)(Fe, U)(Nb, Ta)O_4$	0.2...8
Торбернит	$Cu(UO_2)_2(PO_4)_2 \cdot nH_2O$	около 50
Коффинит	$U(SiO_4)(OH)_4$	около 50

0,7204 %, а основную долю природного урана (99,2796 %) составляет изотоп ^{238}U с продуктом его распада ^{234}U (в природном уране содержание этих нуклидов составляет 99,2739 % и 0,0057 %, соответственно). Удельная массовая активность ^{238}U составляет $1,6 \cdot 10^8$ Бк/кг. При этом содержание урана в урановой руде (в виде смеси оксидов, основной из которых U_3O_8) колеблется от одного до нескольких процентов. Исходя из этих числовых характеристик, между прочим, можно заметить, что активность одного килограмма урановой руды соизмерима или даже в некоторых случаях меньше активности одного кубического метра природного газа (см. гл.8).

Урановую руду добывают путем разработки открытых или подземных месторождений, а затем перерабатывают по соответствующей технологии. Важнейшими урановыми рудами являются настуран (урановая смолка), уранинит и карнотит. Основными минералами — спутниками урана — являются молибденит MoS_2 , галенит PbS , кварц SiO_2 , кальцит $CaCO_3$, гидромусковит и другие химические смеси, представленные в табл. 7.3.

Поскольку в реакторах АЭС, согласно нормам МАГАТЭ, используется получаемый переработкой минерального сырья оксид урана UO_2 , содержащий до 5 % изотопа ^{235}U , то для получения ядерного топлива в виде указанного оксида требуется обогащение урана в составе оксида (обогащение природного сырья) по данному изотопу. Для этого природный оксид урана U_3O_8 химически превращают — действием фторирующих реагентов AgF_2 , FeF_3 , BrF_3 или ClF_3 в летучее газообразное химическое соединение, возгоняемое из твердой фазы при $56,5^\circ C$ — гексафторид урана UF_6 , представляющий собой соль шестивалентного урана и фтороводородной (плавиковой) кислоты.

Далее UF_6 перерабатывается на обогатительных предприятиях до нужной кондиции. Технологическая кондиция достигается сепарацией соединений на изотопах ^{235}U и соединений на изотопах ^{238}U методами газовой диффузии и центрифугирования — для последующего получения тетрафторида урана UF_4 и — на основе отдельной технологической цепочки — искомого конечного обогащенного продукта UO_2 на основе изотопа ^{235}U .

Известно множество технологий получения UO_2 из UF_6 . Одна из них — так называемый АУС-процесс (аммоний-уранил-карбонатный процесс), предусматривающий на начальном этапе пропускание газообразного UF_6 через водный раствор для получения уранилфторида (UO_2F_2). Затем полученное вещество смешивается с аммиаком (NH_3) и углекислым газом (CO_2) для получения уранил-карбонат-аммония $(NH_4)_4[UO_2(CO_3)_3]$, который выпадает в осадок. Суспензию пропускают через ротационный фильтр, промывают и помещают в печь с кипящим слоем, где NH_3 и CO_2 термохимически распадаются. Получаемый триоксид урана UO_3 при температуре примерно $500^\circ C$ после этого восстанавливается водородом до диоксида урана UO_2 .

Содержание остаточных фтористых соединений в порошке UO_2 уменьшают до 0,01 % путем пропускания через полученный порошкообразный продукт водяного пара при температуре $650^\circ C$. Затем методом порошковой металлургии формируют таблетки из UO_2 . Для этого порошок UO_2 сначала гомогенизируют, а затем при помощи дробления и просеивания получают мелкодисперсный материал. После добавления связующих и смазочных ингредиентов таблетки прессуют до плотности приблизительно $5,5 \text{ г/см}^3$ и помещают в специальную печь для обжига при температуре $500\ldots 1000^\circ C$. В процессе обжига связующие и смазочные материалы, а также оставшиеся фториды, из таблеток улетучиваются, и оксид урана

восстанавливается H_2 до стехиометрического качества (от греч. *στοιχεῖον* — основа, *μέτρῶ* — измеряю), с теоретически выверенными пропорциями состава UO_2 . После этого таблетки запекают в течение 2...3 часов при температуре 1600...1750°C до достижения кондиционной плотности 10,3...10,5 г/см³. Затем на кругло-шлифовальном станке таблетки обрабатывают до нужных размеров. После этих технологических операций проводится контроль качества таблеток, во время которого проверяются геометрические размеры, класс обработки поверхности, содержание влаги и соотношение атомов кислорода и урана.

После контроля качества, таблетки из UO_2 используются для *изготовления тепловыделяющих элементов* (ТВЭЛ). Их собирают, помещая топливные таблетки в трубчатую (диаметром 8...9 мм) оболочку из циркониевого сплава с герметизацией торцов сваркой, — чтобы сформировать таким образом стержневые ТВЭЛ для реакторов. Находящееся в ТВЭЛ свежее ядерное топливо, исходя из характеристик распада содержащихся в нем изотопов урана (напомним, что для ^{238}U и ^{235}U периоды полураспада равны соответственно $4,51 \cdot 10^9$ и $7,13 \cdot 10^8$ лет), обладает низкой активностью, распадаясь с испусканием α -частиц, не проникающих через оболочку ТВЭЛ. Тем не менее, обращение со свежим ядерным топливом для АЭС требует определенных мер осторожности.

Дополнительным ингредиентом оксидного ядерного топлива по МОХ-технологии (Mixed-Oxide fuel) может быть искусственный оксид плутония ^{239}Pu , активность которого по сравнению с изотопами урана значительно выше.

Отметим, что при таком производстве ТВЭЛ для АЭС наряду с обогащенным оксидированным ураном образуются и соединения, обедненные изотопом ^{235}U . По некоторым данным, в США хранится около 560 000 тонн обедненного гексафторида урана (UF_6). Отвальный *обедненный уран* (в составе химических соединений с содержанием изотопа ^{235}U приблизительно 0,2 %) в основном пока находит место в хранилищах — для использования, по мере необходимости, в перспективных технологиях. К таким технологиям — для применения в реакторах на быстрых нейтронах (парк которых, правда, еще сравнительно мал) — относятся процессы захвата быстрых нейтронов ядрами ^{238}U и ^{232}Th в зоне воспроизводства ядерного горючего в целях получения делящихся нуклидов ^{239}Pu и ^{233}U .

Побочные продукты переработки урановой руды — зольные остатки, в

которых присутствуют природные изотопы урана ^{238}U или тория ^{232}Th — подлежат при подготовке к хранению тщательной переработке до безопасных состояний. Хотя большой опасности (как излучатели) сами они не представляют, существует потенциальная возможность выхода в экосистему радиоактивных нуклидов цепочек их распада (см. Приложение 5).

Процессы добычи урановой руды, изготовления уранового концентрата (в форме октооксида урана U_3O_8 или диураната натрия $\text{Na}_2\text{U}_2\text{O}_7$); конверсии урана (производство гексафторида урана UF_6 и его обогащение по ^{235}U); изготовления топлива (металлического, оксидного, керамического или нитридного) и ТВЭЛ для ядерных реакторов могут стать источником экологических угроз от утечки химических реагентов низкой активности, которые острой радиационной опасности для экосистемы не представляют, но могут стать причиной отсроченных накопительных рисков. Это определяется низкой активностью и маломощными радиационными полями самого урана. Заметим, что первые производственные этапы отдельно взятого цикла складываются из одинаковых стадий — как для энергетического урана, так и для оружейного — различие состоит лишь в степени изотопного обогащения продукта и в степени его очистки. Поэтому рассмотренные технологические процедуры имеют лишь частичное отношение к ядерной энергетике.

Тепловыделяющие сборки (ТВС) для нужд ядерной энергетики — набранные из ТВЭЛ на соответствующих предприятиях — в виде топливных кассет, после доставки на АЭС, загружают в активную зону реактора, где технологически должна протекать цепная ядерная реакция деления ^{235}U : с выделением тепловой энергии, разогревом ТВЭЛ и передачей тепла движущемуся через активную зону реактора жидкому теплоносителю. Во время этого процесса содержание нуклидов ^{235}U в топливе неуклонно уменьшается, а количество высокорadioактивных нуклидов — продуктов деления — увеличивается. В газоохлаждаемых реакторах эффекты аналогичны.

Процесс деления ядер и захват нейтронов в топливе, теплоносителе и конструкционных материалах приводит к образованию не только продуктов деления, но и дополнительных радионуклидов в результате *активации нейтронами* стабильных изотопов. *Активность продуктов деления*, определяемая их количеством — как и *активность конструкционных материалов*, а также *активность теплоносителя* — зависят от интенсивности технологического процесса работы реактора. Кроме того, активность и определяемые

ею радиационные поля зависят от стадии, в которой находится загрузка активной зоны (то есть от того, насколько отработавшим является топливо). Так, к примеру, каждые 1140 кг свежей загрузки ТВЭЛ реакторов с водным теплоносителем, при обогащении топлива 3,2% по ^{235}U , в установившемся режиме перегрузок, содержит 32 кг изотопа ^{235}U и 968 кг изотопа ^{238}U , а такое же по массе количество отработавшего топлива с выгоранием 36 МВт·сут/кг содержит уже: изотопов ^{235}U — 6,8 кг, изотопов ^{238}U — 942 кг, изотопов ^{236}U — 4,1 кг, других различных продуктов деления — 36,9 кг, наработанных изотопов ^{239}Pu — около 9,5 кг, изотопов нептуния ^{237}Np — 0,5 кг, а также небольшое количество изотопов некоторых других актиноидов.

Перед выгрузкой из реактора *отработавшее топливо* имеет наибольшую активность. Например, для случая, скажем, реактора на тепловых нейтронах типа PWR или ВВЭР (загрузка активной зоны примерно 80 тонн топлива при мощности выработки электроэнергии 1 МВт) — в конце цикла облучения ТВС суммарная активность полной топливной загрузки составляет $3,7 \cdot 10^{20}$ Бк (10^{10} Ки). Другой пример — активность свежей топливной загрузки активной зоны типичного реактора с кипящим теплоносителем типа BWR (как реактор энергоблока японской АЭС Фукусима-1) увеличивается в течение кампании от примерно $11,1$ ТБк до $6,3 \cdot 10^{20}$ Бк ($1,7 \cdot 10^{10}$ Ки). Понятно, что, в основном, эта активность определяется накоплением продуктов деления нуклидов изотопа ^{235}U .

Среди продуктов деления в отработавшем ядерном топливе — иначе говоря, в *облученном ядерном топливе* — присутствуют такие радионуклиды как: теллур ^{132}Te ($T_{1/2} = 3,26$ сут.), йод ^{131}I ($T_{1/2} = 8,04$ сут.), барий ^{140}Ba ($T_{1/2} = 12,74$ сут.), церий ^{141}Ce ($T_{1/2} = 32,50$ сут.), ниобий ^{95}Nb ($T_{1/2} = 35,15$ сут.), рутений ^{103}Ru ($T_{1/2} = 39,28$ сут.), стронций ^{89}Sr ($T_{1/2} = 50,50$ сут.), иттрий ^{91}Y ($T_{1/2} = 58,51$ сут.), цирконий ^{95}Zr ($T_{1/2} = 63,98$ сут.), церий ^{144}Ce ($T_{1/2} = 284,30$ сут.), рутений ^{106}Ru ($T_{1/2} = 368,20$ сут.), сурьма ^{125}Sb ($T_{1/2} = 2,77$ года), цезий ^{134}Cs ($T_{1/2} = 2,062$ года), стронций ^{90}Sr ($T_{1/2} = 29,12$ года), цезий ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ лет), углерод ^{14}C , ($T_{1/2} = 5730$ лет) и другие радионуклиды.

Некоторые из продуктов деления, такие, как тритий и особенно изотопы криптона и ксенона, образуются в газообразном виде, но при целостности оболочек ТВЭЛ остаются внутри топливной матрицы; летучими являются радиоизотопы йода и цезия; другие продукты деления и актиноиды формируются, в основном, в твердом агрегатном состоянии — все они локализо-

Таблица 7.4. | Радионуклиды из числа продуктов деления,
| присутствующие в теплоносителе

Радиоизотопы	Период полураспада	Удельная активность теплоносителя Бк/л (Ки/л)
криптон ^{85}Kr	1072 года	$3,92 \cdot 10^4$ ($1,06 \cdot 10^{-6}$)
стронций ^{89}Sr	50,62 суток	$4,96 \cdot 10^3$ ($1,34 \cdot 10^{-7}$)
стронций ^{90}Sr	29,2 года	$1,65 \cdot 10^1$ ($4,46 \cdot 10^{-10}$)
йод ^{131}I	8,01 суток	$5,92 \cdot 10^6$ ($1,6 \cdot 10^{-4}$)
йод ^{133}I	20,9 года	$1,15 \cdot 10^7$ ($3,11 \cdot 10^{-4}$)
ксенон ^{135}Xe	9,1 года	$2,58 \cdot 10^7$ ($6,97 \cdot 10^{-6}$)
цезий ^{137}Cs	30,2 года	$6,55 \cdot 10^5$ ($1,77 \cdot 10^{-5}$)

ваны внутри герметичных ТВЭЛ. Продукты деления ядерного горючего при разгерметизации (или в следствие заводских дефектов) ТВЭЛ могут попасть в теплоноситель — основные из радионуклидов, которые покидают ТВЭЛ в первую очередь, представлены в табл. 7.4.

Продуктами активации теплоносителя (с примесями) и конструкционных материалов являются, в основном, такие радионуклиды: азота ^{16}N ($T_{1/2} = 7,11$ с), аргона ^{41}Ar ($T_{1/2} = 1,83$ ч), натрия ^{24}Na ($T_{1/2} = 15,00$ ч), калия ^{42}K ($T_{1/2} = 12,36$ ч), хрома ^{51}Cr ($T_{1/2} = 27,73$ сут.), марганца ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312,00$ сут.), марганца ^{56}Mn ($T_{1/2} = 2,58$ ч), железа ^{59}Fe ($T_{1/2} = 45,10$ ч), кобальта ^{58}Co ($T_{1/2} = 70,78$ сут.), кобальта ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,272$ года), трития ^3H ($T_{1/2} = 12,26$ года) и нуклиды других радиоизотопов.

Естественно, газообразные продукты деления горючего и активации теплоносителя имеют преимущественную возможность для выхода за предусмотренные барьеры их локализации. Характеристики распада и радиационных полей таких изотопов представлены в табл. 7.5.

Если в ядерном реакторе используется бериллий (замедлитель, отражатель, конструкционный материал) или тяжелая вода (замедлитель, теплоноситель), то — вследствие необычно малой энергии связи нейтрона в нуклидах бериллия ^9Be и дейтерия ^2H — под действием γ -фотонов на ядрах этих изотопов эффективно протекают фотоядерные (γ, n)-реакции. Особенно много γ -фотонов при этом дают радиоактивные продукты деления урана, но

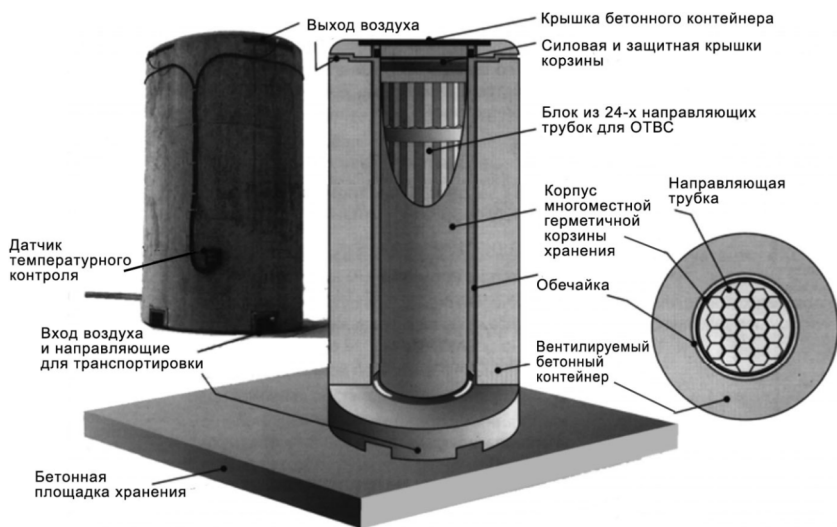
Таблица 7.5. Характеристики распада и радиационных полей
газообразных радиоизотопов

Изотоп	Период полураспада	Максимальная энергия β -частиц (МэВ)	Энергия γ -фотонов (МэВ)
^3H	12,26 года	0,0186	*
^{14}C	5730 лет	0,156	*
^{41}Ar	1,83 часа	2,49 (0,8 %); 1,198(99,2 %)	1,293(99 %)
$^{83\text{m}}\text{Kr}$	1,86 часа	*	0,009(9 %)
^{85}Kr	10,76 года	0,67	0,514(0,41 %); 0,150(74 %); 0,305(13 %)
^{87}Kr	76 мин.	3,8	0,403(84 %); 0,85(16 %); 2,57(35 %)
^{88}Kr	2,8 часа	2,8	0,166(7 %); 0,191(35 %); 0,36(5 %); 0,85(23 %); 1,55(14 %); 2,19(18 %); 2,4(35 %)
^{133}Xe	5,27 сут.	0,346	0,081(37 %)
$^{133\text{m}}\text{Xe}$	2,3 сут.	*	0,233(14 %)
^{135}Xe	9,14 часа	0,92	0,250(91 %); 0,61(3 %)
$^{135\text{m}}\text{Xe}$	15,6 мин.	*	0,527(80 %)
^{137}Xe	3,9 мин.	4,1	0,455(33 %)
^{131}I	8,05 сут.	0,806	0,080(2,6 %); 0,284(5,4 %); 0,364(82 %); 0,637(6,8 %); 0,723(1,6 %)
^{132}I	2,26 часа	2,12	*
^{133}I	20,3 часа	1,27	0,53(90 %)
^{134}I	52,0 мин.	2,43	*
^{135}I	6,68 часа	1,4	сложный состав

*) Приведенные в литературе числовые данные имеют разброс значений

Таблица 7.6. Динамика снижения активности и мощности остаточного тепловыделения в реакторе типа PWR мощностью 1100 МВт (эл.) после его остановки

Прошедшее время (сутки)	Активность (ГБк)						Мощность остаточного тепловыделения (КВт)
	Изотопов йода и брома	Благородных (инертных) газов	Всех продуктов деления	Актиноидов	Продуктов активации материалов	Суммарная активность	
0	$5,309 \cdot 10^{10}$	$4,588 \cdot 10^{10}$	$5,106 \cdot 10^{11}$	$1,276 \cdot 10^{11}$	$3,92 \cdot 10^8$	$6,382 \cdot 10^{11}$	225000
1	$9,80 \cdot 10^9$	$8,18 \cdot 10^9$	$1,069 \cdot 10^{11}$	$4,92 \cdot 10^{10}$	$3,40 \cdot 10^8$	$1,565 \cdot 10^{11}$	17400
5	$3,73 \cdot 10^9$	$3,88 \cdot 10^8$	$6,919 \cdot 10^{10}$	$1,60 \cdot 10^{10}$	$3,11 \cdot 10^8$	$8,547 \cdot 10^{10}$	9720
15	$1,062 \cdot 10^9$	$1,07 \cdot 10^0$	$4,736 \cdot 10^{10}$	$1,47 \cdot 10^9$	$2,77 \cdot 10^8$	$4,92 \cdot 10^{10}$	5600
30	$2,494 \cdot 10^8$	$1,765 \cdot 10^8$	$3,504 \cdot 10^{10}$	$3,46 \cdot 10^8$	$2,37 \cdot 10^8$	$3,56 \cdot 10^{10}$	4060
60	$1,828 \cdot 10^7$	$2,90 \cdot 10^7$	$2,427 \cdot 10^{10}$	$2,34 \cdot 10^8$	$1,76 \cdot 10^8$	$2,46 \cdot 10^{10}$	2350
120	$1,045 \cdot 10^5$	$2,438 \cdot 10^7$	$1,483 \cdot 10^{10}$	$2,18 \cdot 10^8$	$1,02 \cdot 10^8$	$1,52 \cdot 10^{10}$	1740
210	$1,143 \cdot 10^2$	$2,397 \cdot 10^7$	$9,028 \cdot 10^9$	$2,06 \cdot 10^8$	$5,03 \cdot 10^7$	$9,25 \cdot 10^9$	1100
365	$8,066 \cdot 10$	$2,331 \cdot 10^7$	$5,402 \cdot 10^9$	$1,91 \cdot 10^8$	$2,272 \cdot 10^7$	$5,60 \cdot 10^9$	659
1097	$8,066 \cdot 10$	$2,046 \cdot 10^7$	$1,75 \cdot 10^9$	$1,64 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,92 \cdot 10^9$	204
3653	$8,066 \cdot 10$	$1,306 \cdot 10^7$	$6,633 \cdot 10^8$	$1,21 \cdot 10^8$	$4,88 \cdot 10^6$	$7,88 \cdot 10^8$	67



(а)



(б)

Рис. 7.9. Защитные контейнеры СХОЯТ, применяемые на АЭС:
(а) — конструкция контейнера,
(б) — расположение контейнеров на промышленной площадке

немало их испускают и другие вещества, активированные нейтронами. Таким образом, в тяжеловодных ядерных реакторах и реакторах с использованием бериллия присутствуют *дополнительные источники нейтронного излучения*.

После останова реактора, когда ядерные реакции деления прекращаются, имеется определенная динамика уменьшения остаточного тепловыделения и снижения активности наработанных радионуклидов. Для пояснения этих процессов можно привести данные для реактора типа BWR энергоблока электрической мощностью 1100 МВт (см. табл. 7.6)

По истечении определенного периода работы ТВЭЛ — по прошествии *топливной кампании* (3...5 лет) — облученное (отработавшее топливо) покассетно выгружают из активной зоны реактора и, после непродолжительного *хранения ТВС* в специальных *бассейнах выдержки* на АЭС (год и более) перевозят на площадки промежуточного, довольно длительного (десяtkи лет) *сухого хранения отработавшего ядерного топлива (СХОЯТ)*. За трехлетний период выдержки, включая охлаждение после выгрузки на АЭС, транспортировку и промежуточное хранение, активность продуктов деления и наработанных актиноидов в облученном топливе уменьшается приблизительно на два порядка.

Обращение с отработавшим ядерным топливом требует особых мер осторожности и средств радиационной защиты вследствие большой активности содержащихся в нем радионуклидов и создаваемого ими интенсивного ионизирующего излучения, поэтому на открытых проветриваемых площадках СХОЯТ отработавшие ТВС находятся в специальных защитных железобетонных контейнерах, изображенных на рис. 7.9.

Обратим внимание на то, что конструкция контейнеров должна предусматривать защиту не только от α -, β - и γ -лучей, но и от нейтронного излучения, поскольку нейтроны (при отсутствии ядерных реакций деления) могут образовываться в отработавшем ядерном топливе вследствие (α, n) -реакций, обусловленных наличием α -радиоактивных нуклидов с энергией испускаемых частиц от 4 до 7 МэВ, рождающихся в результате радиоактивного распада ядер урана и других актиноидов, которые присутствуют в облученных ТВЭЛ. Наиболее вероятно протекание (α, n) -реакции на ядрах кислорода и других легких ядрах продуктов деления.

По прошествии срока хранения, контейнеры с отработавшими ТВС, активность содержимого которых и интенсивность радиационного поля вокруг которых со временем снижаются по экспоненциальному закону,

могут быть непосредственно помещены (захоронены) в *могильники отработавшего ядерного топлива*, расположенные в глубоких геологических формациях.

Как вариант, альтернативный захоронению, отработавшее ядерное топливо (ОЯТ) может быть отправлено на специальные *радиохимические комбинаты* — например, комбинат «Маяк» (Россия) — для *переработки* ОЯТ. На радиохимических комбинатах из ОЯТ продукты деления и тяжелые нуклиды, которые остались без деления, могут быть извлечены и отсепарированы. Переработка отработавшего ядерного топлива помогает пригодные для утилизации изотопы (преимущественно изотопы урана и плутония) после их выделения снова вернуть в технологическое использование. Не пригодные для утилизации радиоизотопы — после специальной обработки (путем остекловывания или другого преобразования в механически и химически устойчивые формы) подлежат окончательному захоронению в глубоких геологических формациях в расчете на то, что основная масса продуктов деления в отработавшем топливе практически полностью распадается за первые, после захоронения, 500 лет.

Все описанные технологии и производственные циклы, обеспечивающие выработку электроэнергии на АЭС, могут представлять собой радиационную опасность экологического и гуманитарного характера только в случае экстраординарных аварийных ситуаций. Заметим, что согласно рекомендациям МАГАТЭ приемлемый риск широкомасштабного загрязнения радионуклидами окружающей среды в результате аварии на АЭС или на другом ядерном объекте должен характеризоваться вероятностью события не более $1/1000000$ в течение года. В некоторых странах эти *нормы радиационной безопасности* являются еще более жесткими. Например, во Франции риск, связанный с эксплуатацией реактора АЭС, признается приемлемым только после того, как будет доказано, что вероятность возможной аварии в течение года не превосходит значения $1/10000000$. Снижение риска *радиационной аварии* обеспечивается созданием соответствующих *инженерных барьеров радиационной безопасности* и адекватной эксплуатацией АЭС.

В перспективе возможно развитие промышленных энергетических технологий на базе термоядерного синтеза, не предусматривающих наработку долгоживущих радиоактивных изотопов. Предварительный сравнительный анализ необходимости защиты от ионизирующих излучений от ядерных реакций деления (на АЭС) с необходимостью защиты от ионизирующих излу-

чений при реализации ядерных реакций синтеза (перспективных реакторов) показывает: если в первом случае физическая защита должна обеспечивать снижение уровня интенсивности радиационных полей на шесть-семь порядков, то во втором случае — только на один порядок (при одинаковой мощности реакторов). Тем не менее вопросы перспективной радиационной безопасности термоядерных энергетических установок требуют основательной проработки. Рассмотрим далее энергетические технологии ядерного синтеза — как источник скрытой радиационной опасности.

Все технические устройства для осуществления ядерного синтеза, разрабатываемые на протяжении последних 50-60 лет, можно разделить на три больших класса: 1 — устройства со стационарным разогревом; 2 — импульсные разогревающие устройства; 3 — устройства без разогрева (аппараты «холодного» синтеза). Далее поясним основные физические принципы соответствующих процессов в названных устройствах, после чего обратим внимание на излучения, которыми сопровождаются соответствующие ядерные энергетические технологии.

Сначала рассмотрим получившие наибольшее технологическое развитие устройства реализации ядерного синтеза, принадлежащие первому классу — *устройства со стационарным разогревом*. В них реализуется способ устойчивого поддержания высокой температуры, необходимой для термоядерного синтеза, с удержанием высокотемпературной среды при помощи так называемой магнитной изоляции плазмы. Конкретная схема с использованием термоизоляции высокотемпературной плазмы электрическим полем была впервые сформулирована советским физиком О. А. Лаврентьевым (1950 г.). Спустя год А. Д. Сахаров и И. Е. Тамм предложили модифицировать схему, разработав теоретическую основу *термоядерного реактора*, где плазма имела бы форму тора и удерживалась магнитным полем. Первоначально устройство было названо «токамаг» (аббревиатура от «тороидальная камера магнитная») по предложению И. Н. Головина, ученика И.В. Курчатова, но Н. А. Явлинский, один из авторов разработки первой тороидальной системы, уточнил название, заменив «-маг» на «-мак» для благозвучия. Первый токамак (в новом лингвистическом варианте — тороидальная камера с магнитными катушками) был разработан в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова в 1956 г. Иллюстрация принципиальной конструкции токамак показана на рис. 7.10.

Принципиальная конструкция токамак представляет собой вакуумную

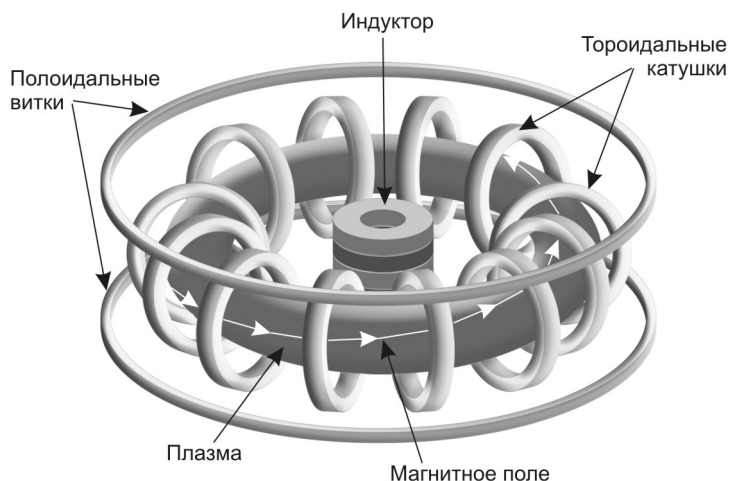


Рис. 7.10. Схема принципиальных узлов токамак для удержания плазмы при термоядерном синтезе

камеру в форме тора (тороподобную или, иначе — тороидальную, камеру), вокруг которой закреплены катушки индуктивности для создания магнитного поля. Конфигурация поля, по технологическому замыслу, должна соответствовать форме камеры. Из этой камеры сначала откачивают воздух и заполняют ее смесью дейтерия и трития. Эта смесь путем разогрева доводится до состояния полной ионизации газа (плазмы). Разогрев и поддержание требуемой температуры плазмы осуществляется при помощи *индуктора* — он представляет собой первичную обмотку большого трансформатора, в котором камера токамак играет роль вторичной обмотки. Переменное магнитное поле, источником которого является ток индуктора, создает в камере вихревое электрическое поле, которое вызывает протекание электрического тока в плазме, находящейся внутри камеры.

Плазма является хорошим проводником электрического тока благодаря ионно-электронному составу, и протекающий в плазме электрический ток нагревает ее (так же, как нагревал бы любой другой проводник — согласно закону Джоуля-Ленца). Для управления плазменным шнуром, кроме *тороидальных катушек*, необходимы также дополнительные кольце-

вые витки вокруг вертикальной оси камеры — *катушки полоидального поля* (название поля определяется тем, что его силовые линии направлены вдоль линий, проходящих через *полюсы* сферической системы координат). Наличие полоидального поля необходимо для стабильного удержания плазмы в такой системе.

Согласно физической концепции токамак, магнитное поле должно воздействовать на плазму так, чтобы вызывать концентрацию ионов и электронов плазмы вдоль замкнутой центральной линии тороидальной камеры (физически «сжимать» поток заряженных частиц плазмы, удерживая ее), поэтому в устройстве достигается такая форма магнитного поля, при которой винтовые магнитные силовые линии как бы «обвивают» плазменный шнур. Магнитные линии оказываются незамкнутыми, они бесконечное число раз закручиваются вокруг тора, образуя так называемые «магнитные поверхности» тороидальной (торообразной) формы.

Так как разогрев создается за счет увеличения тока в индукторе — а оно не может быть бесконечным — были разработаны дополнительные способы нагрева плазмы. Так, для этого может быть применена инжекция в плазму ускоренных нейтральных атомов дейтерия или трития, а также может быть использовано микроволновое излучение на резонансных частотах, совпадающих со значениями циклотронной частоты движения электронов или ионов плазмы (явление циклотронного резонанса).

Одной из важных проблем токамак является обеспечение чистоты плазмы, так как попадающие в плазму примеси, естественно, не способствуют реакции ядерного синтеза. Примесные атомы попадают в плазму из стенок камеры в результате абляции (от лат. *ablare* — отнимать) и десорбции (от лат. *desorbere* — отхватывать), эта проблема получила специальное название: «проблема первой стенки». Дело в том, что движение частиц плазмы — и нейтронов, и протонов, и дейтронов, а также воздействие электромагнитных волн в диапазоне от инфракрасного излучения до γ -лучей, — все это неизбежно разрушает внутреннюю поверхность камеры, и в результате продукты разрушения попадают в плазму. Выбор материала магнитной камеры — отдельная сложная задача, одним из наиболее удачных решений этой задачи оказался выбор бериллия в качестве материала внутренней стенки камеры.

Другая разработка этого же класса — *стелларатор* (от лат. *stella* — звезда, что, по-видимому, должно указывать на схожесть процессов,

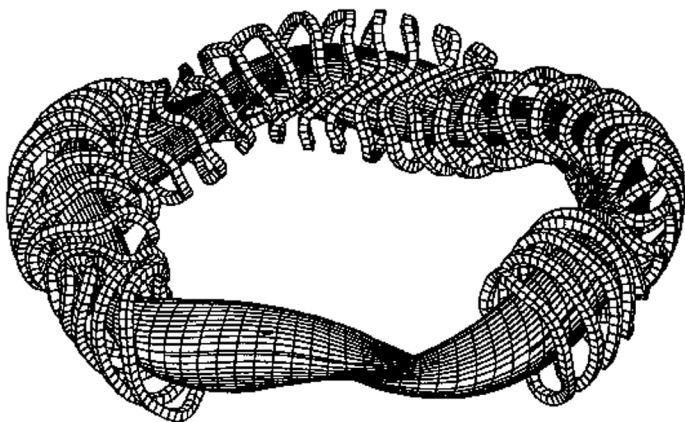


Рис. 7.11. Модульные магнитные катушки стелларатора для удержания плазмы при термоядерном синтезе

происходящих в этом устройстве и внутри звезд.) была предложена в Принстонской лаборатории (Л. Спитцер, 1951 г.). Как и токамак, это устройство представляет собой магнитную ловушку с замкнутыми магнитными поверхностями. Вакуумный сосуд стелларатора — тороидальной формы, но в отличие от камеры токамак он не имеет азимутальной симметрии. Полость этого сосуда откачивается до высокого вакуума и затем заполняется смесью дейтерия и трития для последующего нагрева рассмотренным выше способом электронного циклотронного резонанса.

В отличие от токамак, полоидальное магнитное поле, образующее магнитные поверхности, создается в стеллараторе с помощью внешних витков, а не током, протекающим по плазме. Его силовые линии подвергаются пространственной трансформации — вращательному преобразованию, в результате которого эти линии многократно обходят вдоль тора и образуют систему замкнутых вложенных друг в друга тороидальных магнитных поверхностей. Вращательное преобразование силовых линий может быть осуществлено как путем геометрической деформации тороидального соленоида (например, скручиванием его в «восьмерку»), так и с помощью винтовых проводников, навитых на тор. Для создания магнитного поля такой конфигурации необходимо использовать катушки сложной формы. Геометрия катушек, представленная на рис. 7.11, поясняет — каким

образом в стеллараторе создается не только тороидальное поле, но и требуемое полоидальное поле, создающее замкнутые магнитные поверхности. Это устройство имеет определенные преимущества перед токамаком — в нем не требуется сложных методов поддержания плазменного тока для стационарной работы, а концепция модульных катушек существенно упрощает конструкцию и увеличивает технологическую привлекательность устройства. К недостаткам стеллараторов при этом относится то, что в этих устройствах довольно велики потери энергии плазмы, поэтому в них трудно достичь необходимых температур и времени удержания плазменного потока.

В тороидальных магнитных устройствах для термоядерного синтеза время удержания плазмы при заданных температурах пока составляет лишь десятки секунд, до промышленного внедрения этих установок, надо признать откровенно — еще далеко.

Далее кратко рассмотрим устройства реализации ядерного синтеза, принадлежащие второму классу — *устройства с импульсным разогревом*. Импульсный разогрев микрозоны, где должна быть реализована реакция ядерного синтеза, может осуществляться при помощи лазерной техники. Эта отрасль научных технологий известна под названием *лазерный термоядерный синтез*.

Идея использования лазера для нагрева плотной плазмы до термоядерных температур была высказана Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным в начале 60-х годов XX в. Как уже было подробно разъяснено (§ 6.1), физической основой работы лазера служит квантово-механическое явление вынужденного (индуцированного) излучения, суть которого состоит в том, что (благодаря предварительной энергетической накачке) возбужденные атомы приобретают способность излучать фотоны (под действием других фотонов, без их поглощения). В импульсном режиме излучение лазера может достигать предельно больших пиковых мощностей, при этом луч лазера может быть сфокусирован в точку диаметром порядка микрона. Благодаря таким техническим возможностям обеспечиваются высокие степени сжатия и разогрева веществ на основе лазерных микровзрывов. Для практического осуществления процесса — микросфера, наполненная термоядерным топливом (дейтерием и тритием), со всех сторон облучается многоканальным лазером, и в образующейся локальной горячей плазме достигаются необходимые для ядерного синтеза скорости нуклидов.

Анализируя возможности осуществления лазерного термоядерного синтеза, следует заметить, что самыми подходящими для этого являются лазеры с излучением в высокочастотном диапазоне спектра электромагнитных излучений.

Теперь кратко рассмотрим устройства реализации ядерного синтеза, принадлежащие третьему классу — устройства *холодного ядерного синтеза*. Со времени первых экспериментов Дж. Кокрофта и Э. Уолтона (1932 г.) известно множество попыток осуществления ядерного синтеза без разогрева среды, большинство из которых (даже таких, которые можно было бы назвать успешными) имели низкую воспроизводимость. Это объясняется, по-видимому, значительным числом факторов, влияющих на ход реакции при таком подходе. Одним их критериев успешности осуществления синтеза ядер является, как известно, наличие нейтронов среди продуктов реакции. Так, например, сотрудники Калифорнийского научного центра SPAWAR (U.S. Navy's Space and Naval Warfare Systems Center, г. Сан Диего, США) сообщили, что им удалось при обычных температурах зафиксировать поток нейтронов в реакциях ядерного синтеза при электролизе тяжелой воды. Экспериментаторы, пропуская электрический ток через раствор, по их мнению, в течение нескольких секунд наблюдали реакцию холодного ядерного синтеза. Ими использовался специальный пластик (CR-39) для захвата и отслеживания (регистрации) всех частиц, включая нейтроны, которые могли быть испущены в ходе реакции. Кроме нейтронов в этом эксперименте были обнаружены и другие признаки, свойственные ядерной реакции синтеза: наличие рентгеновского излучения, присутствие трития и выделение тепловой энергии. Поисковые исследования в этом направлении активно продолжаются и, возможно, в недалеком будущем они достигнут стадии промышленного внедрения.

Анализируя *радиационную опасность технологий ядерного синтеза*, остановимся на уже упомянутой выше проблеме «первой стенки токамак». Задача уменьшения активации стенки нейтронами может быть решена за счет выбора подходящих материалов и устранения из них примесей, которые могут давать долгоживущие радиоактивные изотопы. На рис. 7.12 представлены графики на основе расчетов процессов активации некоторых технологических материалов в процессе работы реакторов ядерного синтеза и динамика спада их активности после прекращения работы реактора (для сравнения также приведен график, относящийся к реактору деления на быстрых нейтронах).

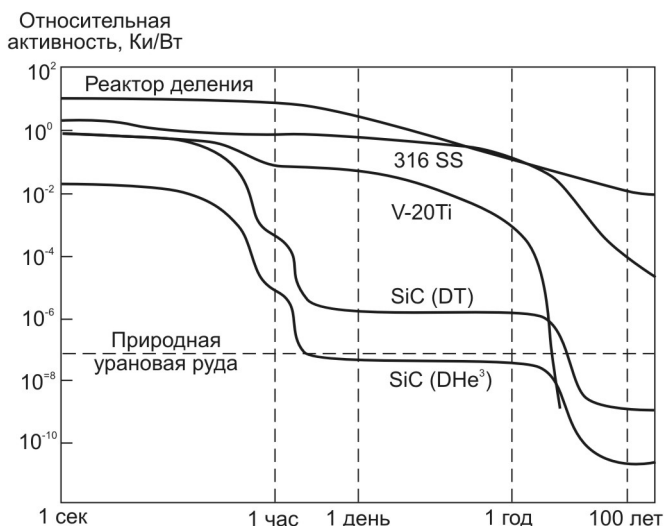


Рис. 7.12. Изменение уровня активности конструкционных материалов после останова реактора

Хорошо видно, например, что первая стенка, выполненная из ванадий-титанового сплава (*V-20Ti*) или карбида кремния (*SiC*), как источник ионизирующей радиации, снижает свою активность до приемлемо низкого уровня, который на порядок ниже активности руды природного урана) примерно за тридцать лет после остановки реактора. Пока физика этих материалов изучена не полностью, но то, что уже о них известно в части решения задач термоядерного синтеза, позволяет относить их к разряду перспективных материалов, хотя окончательно не ясно, можно ли их использовать в промышленном термоядерном реакторе.

Хотя активированная первая стенка не принадлежит к числу мобильных радиоактивных источников, часть активированных материалов существуют в камере реактора в виде пыли или в теплоносителе в виде продуктов коррозии и поэтому в принципе могут быть выброшены в экосистему в случае аварии реактора.

Подробный анализ возможных выбросов трития и радиоактивных материалов первой стенки в процессе работы термоядерного реактора был выполнен для проекта экспериментального реактора ИТЭР. По резуль-

татам этого анализа, ожидается, что работа установки при незначительных деконструктивных процессах в оборудовании будет сопровождаться суммарной утечкой трития на уровне 1 г трития и 0,5 г продуктов активации первой стенки в год. Максимально возможный выброс зависит от масштаба аварии. Например, для аварии, которая имеет вероятность $10^{-2} \dots 10^{-4}$ в год (то есть вряд ли произойдет за все время работы установки) выбросы трития оцениваются как 50 г за одно такое событие. Такая же авария приведет к выбросу 25 г активированных материалов стенки. Даже в этом случае наведенная радиоактивность от излучений, которые могут быть созданы, окажется небольшой.

Подводя итоги обсуждению возможностей промышленного использования технологий термоядерного синтеза с точки зрения экологической безопасности, отметим, что термоядерная электростанция с тепловой мощностью 1 ГВт с точки зрения радиационной опасности эквивалентна ядерному реактору деления мощностью 1 КВт (для сравнения: тепловая мощность реакторов деления, широко используемых в настоящее время в атомной энергетике, равна 3 ГВт). Понятно, что одним из условий реализации технологий крупного энергетического производства, вынужденно связанного с ионизирующими излучениями, является обеспечение надежных инженерных барьеров радиационной безопасности.

§ 7.3. | ЦЕЛЕВОЕ ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРОИЗВОДСТВО РАДИОИЗОТОПОВ

Промышленное производство радиоизотопов обусловлено потребностями в этих продуктах в таких, уже рассмотренных нами, сферах их применения, как лучевая дефектоскопия, медицина, космическая отрасль, геология, военное дело и в некоторых других.

Основными технологическими источниками получения *радионуклидов медицинского назначения* являются ускорители заряженных частиц, главным образом — циклотроны, и ядерные реакторы.

Для получения радионуклидов с малым периодом полураспада, применение которых может быть желательным по медицинским показаниям, преимущественно используются специализированные медицинские высокоточные циклотроны, что объясняется возможностью получения

Таблица 7.7. | Производство радионуклидов
на протонных ускорителях

Энергия протонов, МэВ	Ядерные реакции	Основные производимые радионуклиды
≤ 10	(p,n) , (p,α)	^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F
≤ 20	(p,n) , (p,α)	^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{67}Ga , ^{103}Pd , ^{109}Cd , ^{111}In , ^{123}I , ^{124}I , ^{186}Re
≤ 45	(p,pn) , $(p,2n)$, $(p,3n)$ и др.	^{22}Na , ^{38}K , ^{57}Co , ^{67}Ga , ^{68}Ge , ^{73}Se , $^{75-77}\text{Br}$, ^{81}Rb (^{81}Kr), ^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl , ^{225}Ac
≤ 200	$(p,4n)$, $(p,5n)$ и др.	^{22}Na , ^{28}Mg , ^{52}Fe , ^{67}Cu , ^{72}Se (^{72}As), ^{81}Rb (^{81}Kr), ^{82}Sr (^{82}Rb), ^{103}Pd , ^{109}Cd , ^{117}mSn , ^{123}I , ^{149}Tb , ^{201}Tl

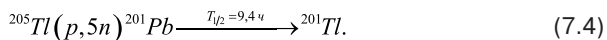
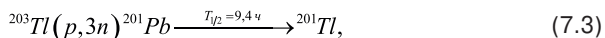
на них препаратов с оптимальными ядерно-физическими свойствами, наиболее полно отвечающими требованиям *радиофармацевтики*. Такие ускорители обычно находятся на территории крупных медицинских центров и позволяют производить продукцию непосредственно перед ее применением, без затрат времени на доставку. Характерным примером является производство и использование в клинических целях столь короткоживущих изотопов, как ^{15}O ($T_{1/2} = 2$ мин.) и ^{13}N ($T_{1/2} = 10$ мин).

Так, на циклотронах осуществляется производство радиоактивных изотопов: йода ^{123}I , фтора ^{18}F , углерода ^{11}C , азота ^{13}N , кислорода ^{15}O , рубидия ^{81}Rb , галлия ^{67}Ga , индия ^{111}In , таллия ^{201}Tl и радиофармакологических препаратов на их основе. В зависимости от энергетических характеристик циклотронов, их используют для производства тех или иных радионуклидов. Процесс производства радиоизотопов состоит, как правило, из двух основных операций: облучения мишени и приготовления из нее конечного радиоактивного препарата.

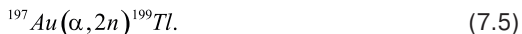
Табл. 7.7 иллюстрирует соответствие энергии протонов, ядерных реакций и радионуклидных продуктов, получаемых при помощи циклотронов (протонных ускорителей).

Как пример технологии производства на циклотроне изотопа таллия ^{201}Tl , который может быть получен при облучении стабильных изотопов протонами, имеющими энергию до 45 МэВ, приведем реакции, обозначен-

ные в табл. 7.7 — но в более подробном виде:

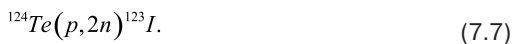


Заметим только, что методика получения конечного препарата достаточно сложна, предусматривает до 10 радиохимических операций и приводит к образованию большого количества радиотоксичных отходов. Учитывая эти технологические недостатки, исследовалась возможность получения на циклотроне и использования для радионуклидной диагностики вместо ^{201}Tl его короткоживущего аналога ^{199}Tl ($T_{1/2} = 7,4$ часа). Технологическим преимуществом в этом случае является то, что данный изотоп может быть получен на сравнительно небольших циклотронах путем облучения золота α -частицами с энергией 22...27 МэВ согласно реакции:



Прохождение α -частицы через золотую мишень в такой технологии сопровождается торможением, в результате максимальные значения концентраций тех или иных изотопов таллия достигаются на различных глубинах мишени в соответствии с зависимостями сечений этих процессов от энергии частиц. Исследования зависимости концентрации образовавшихся в мишени (стопка золотых фольг толщинами по 5 мкм) изотопов таллия от толщины мишени показали (г.Томск, Россия, 1985 г.), что наиболее чистый продукт ^{199}Tl нарабатывается в слое до 10 мкм. Однако, в этом случае его выход от общего количества не превышает 10 %, что также нетехнологично. Поиски эффективных — и вообще возможных — вариантов *производства радиоизотопов на циклотронах* продолжаются, технологии радиоизотопной индустрии развиваются.

Как другой пример технологии производства на циклотроне изотопа ^{123}I , коммерчески доступного для ядерной медицины, отметим ядерные реакции:



Эти реакции протекают на протонах, ускоренных до энергии 30 МэВ и выше. Ввиду того, что получаемый изотоп имеет небольшой период полураспада ($T_{1/2} = 13,3$ ч.), существенное значение приобретают такие факторы, как продолжительность его выделения из мишенного материала и изготовления на основе выделенного йода фармакологического препарата, а также время транспортировки препарата от места производства до непосредственного потребителя. Суммарное время от получения до использования этого радиоизотопа не должно превышать 24...30 часов. Указанный срок годности источника определяется еще и тем, что со временем в препарате накапливаются примеси других радионуклидов (более долгоживущих), образующихся по конкурирующим реакциям на примесных изотопах мишенного материала.

Приведем примеры и других реакций, обеспечивающих получение этого же изотопа йода:



Заметим, что к технологическим нюансам производства изотопов йода по приведенным реакциям относится то, что реакция (7.8) требует использования α -частиц с энергией 28 МэВ для того, чтобы примесь изотопа ^{124}I по конкурирующей реакции (α, n) не превышала на момент получения 3 % для толстослойных мишеней или (1,5...2,0) % — для тонких мишеней. Реакция (7.9) имеет более высокий выход, однако требует предварительного обогащения теллура по изотопу ^{122}Te — до 90 %.

Сферы применения промышленно изготавливаемых радиоизотопов с использованием циклотронных установок (протонных ускорителей) и их назначение охарактеризованы в табл. 7.8. Легкие изотопы плутония с массовыми числами $A = 232...237$ обычно получают тоже на циклотронах путем облучении изотопов урана α -частицами.

Для производства различных (в основном короткоживущих) изотопов разрабатываются циклотроны с новыми возможностями. Так, например, на базе циклотрона DC72, разработанного в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна, Россия) обеспечивается повышенная

Таблица 7.8. | Характеристики и области применения радиоизотопов, производимых на протонных ускорителях*).

Реакция получения	Изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада и энергия излучения, МэВ	Область применения (назначение)
${}^7\text{Li} (p,n)$	${}^7\text{Be}$	53 сут.	β^+ $\gamma (0,478)$	Промышленность (метка; стандартный γ -источник)
${}^7\text{Li} (d,2n)$				
${}^6\text{Li} (d,n)$				
${}^{10}\text{B} (d,\alpha)$				
${}^{10}\text{B} (d,n)$	${}^{11}\text{C}$	20 мин.	$\beta^+ (1,0)$	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)
${}^{11}\text{B} (d,2n)$				
${}^9\text{Be} ({}^3\text{He},n)$				
${}^{14}\text{N} (p,\alpha)$				
${}^{12}\text{C} ({}^3\text{He},\alpha)$				
${}^{12}\text{C} (p,pn)$				
${}^{12}\text{C} (d,n)$	${}^{13}\text{N}$	10 мин.	$\beta^+ (1,2)$	Медицина (диагностика)
${}^{14}\text{N} (d,n)$	${}^{16}\text{O}$	2 мин.	$\beta^+ (1,74)$	Медицина (диагностика)
${}^{16}\text{O} ({}^3\text{He},n)$	${}^{18}\text{F}$	112 мин.	$\beta^+ (0,63)$	Медицина (диагностика)
${}^{16}\text{O} (\alpha,pn)$				
${}^{20}\text{Ne} (d,\alpha)$				
${}^{20}\text{Ne} ({}^3\text{He},an)$				

Продолжение табл. 7.8.

$^{24}\text{Mg} (d, \alpha)$	^{22}Na	2,6 года	$\beta^+ (0,54; 1,83);$ ЭЗ; $\gamma (1,27)$	Стандартный γ -источник; сельское хозяйство (генетическая модификация)
$^{27}\text{Al} (\alpha, 3p)$	^{28}Mg	21 час	$\beta^- (0,42);$ $\gamma (0,03; 0,40; 0,95; 1,35)$	Медицина (диагностика)
$^{27}\text{Al} (p, d)$	^{26}Al	$7,2 \cdot 10^5$ лет	$\beta^+ (1,16);$ ЭЗ; $\gamma (1,12; 1,83; 2,96)$	Промышленность (метка)
$^{40}\text{Ar} (\alpha, p)$	^{43}K	22 часа.	$\beta^- (0,83);$ $\gamma (0,37; 0,63)$	Медицина (диагностика)
$^{48}\text{Ti} (p, n)$ $^{48}\text{Ti} (d, 2n)$	^{48}V	16 сут.	$\beta^+ (0,70);$ ЭЗ; $\gamma (0,98; 1,31; 2,25)$	Промышленность (метка)
$^{51}\text{V} (d, 2n)$	^{51}Cr	27,8 сут.	ЭЗ; $\gamma (0,32)$	Промышленность (метка); гидрология (метка, гидрометрия); медицина (диагностика)
$^{52}\text{Cr} (d, 2n)$ $^{56}\text{Fe} (d, \alpha)$	^{52}Mn	5,7 сут.	$\beta^+ (0,58);$ ЭЗ; $\gamma (0,73; 0,94; 1,45)$	Промышленность (метка); сельское хозяйство (метка, генетическая модификация)
$^{54}\text{Cr} (p, n)$ $^{56}\text{Fe} (d, \alpha)$	^{54}Mn	303 сут.	ЭЗ; $\gamma (0,84)$	Промышленность (метка); сельское хозяйство (метка, генная модификация)

Продолжение табл. 7.8.

^{50}Cr ($^3\text{He}, n$) ^{52}Cr ($^3\text{He}, 3n$) ^{50}Cr ($\alpha, 2n$)	^{52}Fe	8,3 час.	β^+ (0,80); ЭЗ; γ (0,16)	Медицина (диагностика)
^{60}Ni (p, α) ^{58}Ni (p, pn) ^{57}Ni $^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$	^{57}Co	267 сут.	ЭЗ; γ (0,122; 0,136)	Медицина (диагностика); рентгеноскопический анализ
^{64}Ni ($d, 2n$) ^{64}Ni (d, n)	^{64}Cu	12,7 часа	β^- (0,57); β^+ (0,66); ЭЗ; γ (1,34)	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)
^{65}Cu ($d, 2n$)	^{65}Zn	250 сут.	β^+ (0,32); ЭЗ; γ (1,12)	Промышленность (метка); гидрология (метка); сельское хозяйство (метка, генная модификация); экология (метка)
^{66}Zn (d, n) ^{65}Cu ($\alpha, 2n$)	^{67}Ga	78 час.	ЭЗ; γ (0,09; 0,18; 0,30)	Медицина (диагностика)
^{66}Zn ($\alpha, 2n$)	^{68}Ge	288 сут.	ЭЗ; γ (1,08)	Генератор изотопа ^{68}Ga (медицинская диагностика)
^{69}Ga (α, n)	^{72}As	26 час.	β^+ (2,5; 3,34); ЭЗ; γ (0,63; 0,83)	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)

Продолжение табл. 7.8.

^{74}Ge (<i>d, 2n</i>) ^{73}Ge (<i>d, n</i>) ^{71}Ga (<i>a, n</i>)	^{74}As	17,5 часа	β^- (0,72; 1,36); β^+ (0,91); ЭЗ; γ (0,60)	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)
^{75}As (<i>d, n</i>)	^{75}Se	127 сут.	ЭЗ; γ (0,14; 0,27; 0,40)	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)
^{75}As (<i>a, 2n</i>)	^{77}Br	57 час.	γ (0,24; 0,52)	Медицина (диагностика)
^{79}Br (<i>a, 2n</i>)	^{81}Rb	4,6 час.	β^+ (1,05); ЭЗ; γ (0,45; 1,1)	Генератор изотопа ^{81}Kr (медицинская диагностика)
^{84}Kr (<i>d, 2n</i>) ^{81}Br (<i>a, n</i>)	^{84}Rb	33 сут.	β^- (0,9); β^+ (0,8; 1,7); ЭЗ; γ (0,88)	Медицина (диагностика)
^{85}Rb (<i>p, n</i>) ^{85}Rb (<i>d, 2n</i>)	^{85}Sr	65 сут.	ЭЗ; γ (0,51)	Медицина (диагностика); сельское хозяйство (метка, генная модификация)
^{86}Kr ($^3\text{He}, 2n$)	^{87m}Sr	2,8 часа	ЭЗ; γ (0,39)	Медицина (диагностика)
^{85}Rb (<i>a, 2n</i>)	^{87}Y	80 час.	β^+ (0,47); ЭЗ; γ (0,48)	Генератор изотопа ^{87m}Sr (медицинская диагностика)

Продолжение табл. 7.8.

$^{110}\text{Pd} (d, 2n)$	^{110}Ag	253 сут.	$\beta^- (0,09; 1,5);$ $\gamma (0,66; 0,94)$	Промышленность (метка); гидрология (метка)
$^{109}\text{Ag} (d, 2n)$	^{109}Cd	470 сут.	ЭЗ; $\gamma (0,088)$	Стандартный γ -источник; источник для рентгенофлюоресцентного анализа
$^{110}\text{Cd} (d, n)$ $^{111}\text{Cd} (p, n)$ $^{112}\text{Cd} (p, 2n)$ $^{109}\text{Ag} (^3\text{He}, n)$	^{111}In	67 час.	$\gamma (0,17; 0,25)$	Медицина (диагностика)
$^{114}\text{Cd} (\alpha, n)$	^{117m}Sn	14 сут.	$\gamma (0,16)$	Медицина (диагностика)
$^{115}\text{In} (\alpha, 2n)$	^{117}Sb	2,8 часа	$\beta^+ (0,57);$ ЭЗ; $\gamma (0,16)$	Медицина (диагностика)
$^{121}\text{Sb} (\alpha, 2n)$ $^{123}\text{Sb} (^3\text{He}, 3n)$ ^{122}Te $(^3\text{He}, 2n)^{123}\text{Xe}$ $^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I}$ $^{123}\text{Te} (p, n)$	^{123}I	13 час.	ЭЗ; $\gamma (0,16)$	Медицина (диагностика)
$^{127}\text{I} (\alpha, 2n)$	^{129}Cs	32 час.	ЭЗ; $\gamma (0,38)$	Медицина (диагностика)
$^{131}\text{Xe} (p, n)$ $^{131}\text{Xe} (d, 2n)$	^{131}Cs	9,7 сут.	ЭЗ	Медицина (диагностика)

Продолжение табл. 7.8.

^{131}Xe (<i>d, n</i>) ^{132}Xe (<i>p, n</i>) ^{132}Xe (<i>d, 2n</i>)	^{132}Cs	6,6 сут.	β^+ (0,41); ЭЗ; γ (0,67)	Медицина (диагностика)
^{139}La (<i>d, 2n</i>)	^{139}Ce	140 сут.	ЭЗ; γ (0,166)	Стандартный γ -источник
^{155}Gd ($\alpha, 2n$) ^{159}Tb (<i>p, 3n</i>)	^{157}Dy	8,1 сут.	ЭЗ; γ (0,33)	Медицина (диагностика)
^{200}Hg (<i>d, n</i>) ^{201}Hg (<i>d, 2n</i>) ^{203}Tl (<i>p, 3n</i>) $^{201}\text{Pb}, ^{201}\text{Pb} \rightarrow$ ^{201}Tl	^{201}Tl	73 часа	ЭЗ; γ (0,14; 0,17)	Медицина (диагностика)
^{203}Tl (<i>d, 2n</i>) ^{203}Tl (<i>p, n</i>)	^{203}Pb	52 часа	ЭЗ; γ (0,28; 0,40)	Медицина (диагностика)
^{206}Pb (<i>d, 2n</i>) ^{207}Pb (<i>d, 3n</i>)	^{206}Bi	6,2 сут.	β^+ (0,98); ЭЗ; γ (0,18-1,72)	Медицина (диагностика, терапия)

*) Характеристическое рентгеновское излучение при электронном захвате (ЭЗ) и аннигиляционное γ -излучение от взаимодействия позитронов с электронами не указаны.

Таблица 7.9. Основные параметры типичного циклотрона для производства радионуклидов (DC72)

Наименование параметра и его разменность	Числовое значение
Диаметр полюса, мм	2600
Число секторов	4
Угловой размер сектора, град	45
Зазор между полюсами, мм	275
Зазор между секторами, мм	60
Индукция магнитного поля в центре, Тл	0,904...1,505
Число дуантов	2
Угловой размер дуанта, град	43
Напряжение на дуантах, КВ	(максимально) 60
Частота, МГц	18,5...32
Номера гармоник	2...6

интенсивность пучков легких ионов высоких энергий и ускорение тяжелых ионов низких энергий. Циклотрон DC72 представляет собой изохронный четырехсекторный циклотрон, ускоряющий пучки различных ионов: от H^- (с максимальной энергией $W = 72$ МэВ) до $^{129}\text{Xe}^{18+}$ (с максимальной энергией $W = 2,7$ МэВ/нукл.). Циклотрон DC72 может использоваться не только для производства радиофармакологических препаратов, но и непосредственно для терапии (например — терапии глаз: в офтальмологии), а также для решения научно-прикладных и фундаментальных ядерно-физических задач.

Основные параметры циклотрона DC72, как типичной установки для производства радионуклидов, представлены в таблице 7.9.

На рис. 7.13 приведена общая схема вывода пучков из циклотрона DC72 с обозначением выводных траекторий.

Траектории всех выводимых ионов должны иметь общую точку пересечения. Если исходить из конструкции ускорителя и его расположения в лабораторном зале, то эта точка должна находиться на радиальном удалении примерно 280 см. Выполнение этого условия — сложная инженерная задача. Как можно видеть из рисунка, выводные траектории

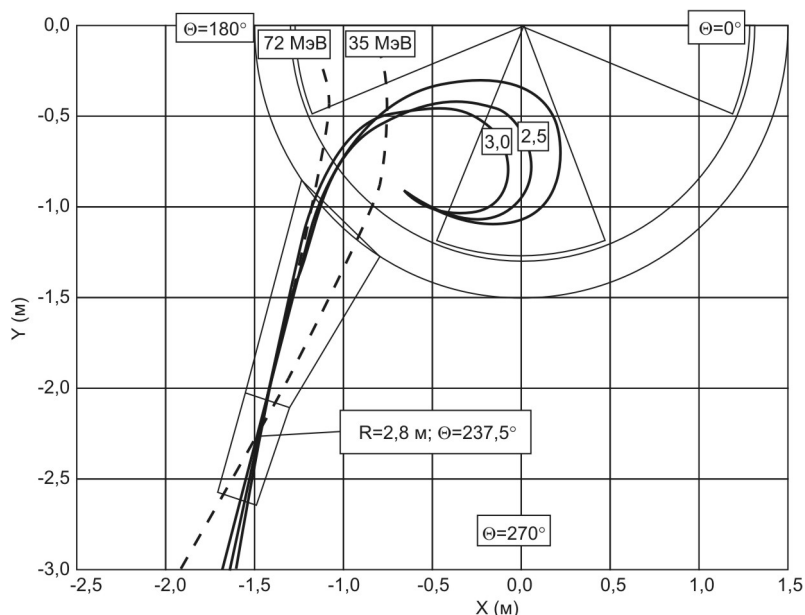


Рис. 7.13. Общая схема вывода пучков из циклотрона DC72 с обозначением выводных траекторий ионизирующих излучений

сходятся в общую точку, но имеют различные направления, при этом углы вылета частиц выводимых пучков по отношению к оси сектора ($\theta = 270^\circ$) для различных ионов составляют от 9° до 28° . Согласование выводных траекторий с системой транспортировки ионов осуществляется при помощи корректирующего магнита, изменяющего направления выхода пучков после магнита до 18° по отношению к оси сектора.

Понятно, что получение радионуклидов при помощи ускорителей — сложная техническая задача, решение которой основывается на прецизионном осуществлении ядерных реакций. Обычно управление циклотроном осуществляется программно, при помощи компьютерного интерфейса, и направлено на получение конечного продукта по заранее запрограммированному технологическому алгоритму.

К числу более простых установок, предназначенных для производства радионуклидов в сравнительно малых количествах, относятся *радиоизотоп-*

ные генераторы. В качестве типичного радиоизотопного генератора рассмотрим установку для получения изотопа индия ^{113m}In , который предназначен для производства растворов хлоридных комплексов индия медицинского назначения, применяемых в диагностических целях методом визуализирующего сканирования внутренних органов при томографических исследованиях. Этот препарат ценен тем, что индий ^{113m}In за счет изомерного перехода ($T_{1/2} = 99,3$ мин) превращается в стабильный изотоп индия ^{113}In , при этом изомерный переход сопровождается испусканием γ -фотонов энергией 329 КэВ, рентгеновских фотонов энергией 24...28 КэВ, а также электронов конверсии с энергией 365...392 КэВ. Технологическое удобство получения данного изотопа индия заключается в том, что «генерирование» происходит в процессе пассивного ожидания его образования вследствие распада изотопа олова ^{113}Sn (с $T_{1/2} = 115$ суток претерпевающего K -захват и испускание позитронов), помещенного в специальный защитный контейнер, локализирующий ионизирующие излучения.

Получение материнского радионуклида, то есть изотопа олова ^{113}Sn , проводят отдельно в ядерном реакторе (как побочную операцию), где технологически консервативно используют нейтронное излучение. Изотоп ^{113}Sn синтезируется путем реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами олова ^{112}Sn . Заметим, что в связи с малым значением сечения реакции радиационного захвата, эта реакция дает нужный выход лишь при воздействии нейтронного излучения, характеризованного большой плотностью потока. В качестве исходного материала используется металлическое олово, обогащенное по изотопу ^{112}Sn до 98,93%, который помещают для обеспечения химической чистоты в кварцевую ампулу. При облучении тепловыми нейтронами, плотность потока которых достигает $4 \cdot 10^{14}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), удельная массовая активность облученного материала составляет не менее 30 Ки/г. Этого достаточно для дальнейшего эффективного получения изомера индия ^{113m}In описанным выше способом.

Для производства радионуклидов при помощи ядерных реакторов, как правило, используются свободные технологические (центральноосевые) каналы топливных кассет, составляющих активную зону. Обычно эти каналы задействованы под размещение внутризонных нейтронных детекторов — в тех кассетах, где не предусмотрено (если, например, говорить о реакторах ВВЭР-1000) перемещение органов регулирования мощности реактора.

Гильзы датчиков энерговыделения вполне пригодны для размещения в них подлежащих облучению материалов, заключенных в блок-контейнеры, содержащие ампулы со стартовыми веществами. При этом подвеска из гильз и блок-контейнеров может образовывать своеобразную вертикальную гирлянду. К радионуклидам, нарабатываемым таким способом, относятся, например, молибден ^{99}Mo (ради последующего получения дочернего изотопа технеция ^{99m}Tc), йод ^{125}I , сера ^{35}S , кальций ^{45}Ca , хром ^{51}Cr , рубидий ^{86}Rb , сурьма ^{124}Sb , самарий ^{145}Sm , гадолиний ^{153}Gd , ртуть ^{203}Hg и др.

Одним из широко применяемых в различных областях науки и техники является нарабатываемый в энергетических реакторах изотоп углерода ^{14}C . Объем производства препарата на основе этого изотопа (в форме химического соединения BaCO_3) за год достигает количеств, дающих суммарную активность до 300 Ки. В качестве исходного материала для получения радиоизотопа углерода ^{14}C в результате нейтронного облучения, может использоваться нитрат кальция $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ или нитрид алюминия AlN .

Как пример промышленной наработки радиоизотопов различного назначения можно привести технологии, сопутствующие выработке электроэнергии на Ленинградской АЭС (г. Сосновый Бор, Россия). Среди изотопной продукции этой АЭС первое место занимает широко востребованный изотоп ^{60}Co . Возможности канальных реакторов РБМК-1000 этой станции за год позволяют накапливать данный изотоп с массовой удельной активностью 50...100 Ки/г — в объемах, характеризующихся суммарной активностью до 10 миллионов кюри. Нарботка изотопа кобальта ^{60}Co на Ленинградской АЭС осуществляется в устройствах, совмещающих в себе функции поглотителей нейтронов и накопления изотопа. Облученный кобальтовый материал (в форме таблеток диаметром 6,8 мм и высотой 1,5 мм) в никелевом покрытии герметизируют в капсулы из нержавеющей стали 06X18H10T, размеры которых (наружный диаметр 8,2 мм, длина 210 мм) соответствуют размерам внутренних капсул образцовых источников.

Как примеры успешного индустриального производства радиоизотопов, перечислим радионуклиды медицинского и общепромышленного назначения, производство которых осуществляется на Ленинградской АЭС: углерод ^{14}C , селен ^{75}Se , йод ^{125}I , сера ^{35}S , рубидий ^{86}Rb , самарий ^{145}Sm , кальций ^{45}Ca , молибден ^{99}Mo , неодим ^{147}Nd , скандий ^{46}Sc , олово ^{113}Sn , гадолиний ^{153}Gd , хром ^{51}Cr , индий ^{114m}In , тантал ^{182}Ta , железо ^{59}Fe , кадмий ^{115m}Cd , вольфрам ^{185}W , кобальт ^{60}Co , сурьма ^{124}Sb , иридий ^{192}Ir , цинк ^{65}Zn , теллур ^{125m}Te ,

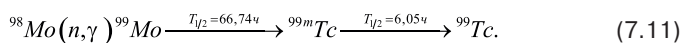
Таблица 7.10. Радиоизотопы медицинского назначения, производимые в ядерных реакторах

Изотоп	Период полураспада	Изотоп	Период полураспада
^{32}P	14,3 суток	^{131}I	8,0 суток
^{35}S	87,4 суток	^{132}I	2,3 часа
^{45}Ca	162,6 суток	^{133}Xe	5,2 суток
^{47}Sc	3,4 суток	^{145}Sm	340 суток
^{51}Cr	27,7 суток	^{153}Sm	46,7 часа
^{55}Fe	2,7 лет	^{153}Gd	241,6 суток
^{59}Fe	44,5 суток	^{165}Dy	2,35 часа
^{60}Co	5,3 лет	^{166}Dy (^{166}Ho)	81,5 часа (26,2 часа)
^{75}Se	119,8 суток	^{170}Tm	128,6 суток
^{86}Rb	18,8 суток	^{175}Yb	4,2 суток
^{85}Sr	64,8 суток	^{177}Lu	6,71 суток
^{99}Mo (β^- , ^{99m}Tc)	66 часов (6 часов)	^{186}Re	90,6 часа
^{103}Pd	16,7 суток	^{188}W (^{188}Re)	69 суток (16,9 часа)
^{109}Pd	13,7 суток	^{191}Os	15,4 суток
^{103}Ru	39,4 суток	^{192}Ir	74 суток
^{115}Cd	53,5 часов	^{195m}Pt	4 суток
^{117m}Sn	13,6 суток	^{198}Au	2,6 суток
^{125}I	60,1 суток	^{199}Au	3,2 суток

ртуть ^{203}Hg . В табл. 7.10 представлен перечень основных радиоизотопов, получаемых в медицинских целях при помощи ядерных энергетических установок (в реакторах).

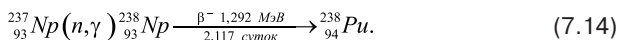
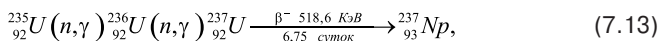
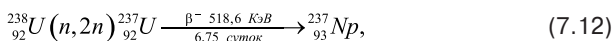
Большинство из производимых в ядерных реакторах радиоизотопов являются нейтронно-избыточными — и распадаются с испусканием β -частиц. По этой причине такие изотопы (как излучатели) в основном находят применение прежде всего — в области медицины.

Одним из самых распространенных изотопов, широко применяющийся в ядерной медицине (этот вопрос подробно рассмотрен в гл.6) является ядерный изомер технеция ^{99m}Tc — дочерний продукт распада изотопа молибдена ^{99}Mo , получаемого в ядерных реакторах. Для его производства задействованы многие ядерные реакторы энергетического назначения в различных странах мира (в Канаде, Бельгии, ЮАР, России и др.). Для получения ^{99m}Tc в ядерных реакторах используются две основные технологические схемы: реакция деления $^{235}\text{U}(n,f)^{99}\text{Mo}$ и реакция радиационного захвата $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$. Сечения этих ядерных реакций в области тепловых нейтронов, соответственно, равны 582,6 и 0,136 барн. Недостаток первой технологической схемы заключается в образовании большого количества неиспользуемых радиоактивных отходов: их активность составляет 50 Ки на 1 Ки полезной активности изотопа ^{99}Mo . Необходимость в последующей переработке и утилизации отходов, наряду с операцией отделения от них урана для повторного использования, приводит к большим экологическим проблемам. При использовании реакции радиационного захвата (n,γ) отходы практически не образуются. Основная проблема в этом случае связана с высокими значениями удельной активности ^{99}Mo . Так, при облучении природного молибдена, содержащего 24,13 % ^{98}Mo , при плотности потока тепловых нейтронов $1 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в течение 100 часов, образуется изотоп ^{99}Mo с удельной активностью 0,35 Ки/г. В тех же условиях, при использовании в качестве исходного материала высокообогащенного молибдена ^{98}Mo (степень обогащения более 95 %) расчетная удельная активность ^{99}Mo может иметь повышенные значения до 12...15 Ки/г за счет учета резонансов в нейтронном спектре реактора. При этом величина сечения может достигать 0,7 барн и более. На реакторах с плотностью потока нейтронов $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ возможна наработка ^{99}Mo с активностью около 200 Ки/г. Несмотря на то, что реакция (n,γ) не обеспечивает высокой удельной активности ^{99}Mo , ее можно достаточно эффективно использовать для последующей наработки из такого сырья высокоактивного изомера технеция ^{99m}Tc :



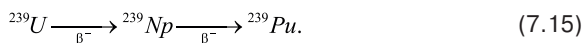
Важно отметить, что в такой технологии себестоимость ^{99m}Tc в 5...6 раз меньше по сравнению со стоимостью технологического продукта, получаемого на основе реакции $^{235}\text{U}(n,f)^{99}\text{Mo}$.

Для получения промышленного плутония ^{238}Pu , применяемого в радиоизотопных батареях энергоснабжения, в ядерных реакторах используют облучение нейтронами нуклидов изотопа урана ^{238}U , содержащихся в топливной загрузке в составе низкообогащенного уранового топлива, а также другие реакции:



Получение нуклидов изотопа ^{238}Pu возможно также благодаря захвату дейтрона нуклидом ^{238}U с образованием двух нейтронов и нуклида ^{238}Np , который далее распадается, испуская электроны, и превращается в искомый технологический продукт ^{238}Pu .

Получение ^{239}Pu возможно в результате взаимодействия ядер ^{238}U с нейтронами, высвобождающимися при делении ядер ^{235}U . При этом сначала образуется ^{239}U по реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$, а затем наблюдается каскадный распад, приводящий к образованию ^{239}Pu в топливной матрице:



После извлечения отработавших ТВС из реактора и последующей их выдержки, изотопы плутония выделяют из топливных матриц ТВЭЛ на радиохимических заводах. Для этого используется кислотное растворение содержащего ТВЭЛ, осаждение, экстракция, ионный обмен и другие технологические операции. При глубине выгорания топлива до 30 МВт-сут/кг и сроках предварительной выдержки 2...3 года, активность исходного раствора, поступающего на переработку, составляет 100...250 Ки/л. В составе *отработавшего топлива* содержатся различные изотопы плутония. Для получения этих изотопов может использоваться *пюрекс-процесс* (PUREX: Plutonium-Uranium Recovery by Extraction — регенерация урана и плутония посредством экстракции), основанный на предварительной экстракции урана и плутония с использованием трибутилфосфата в легком разбавителе (обычно 30 % раствор в керосине). Упрощенная схема пюрекс-процесса представлена на рис. 7.14.

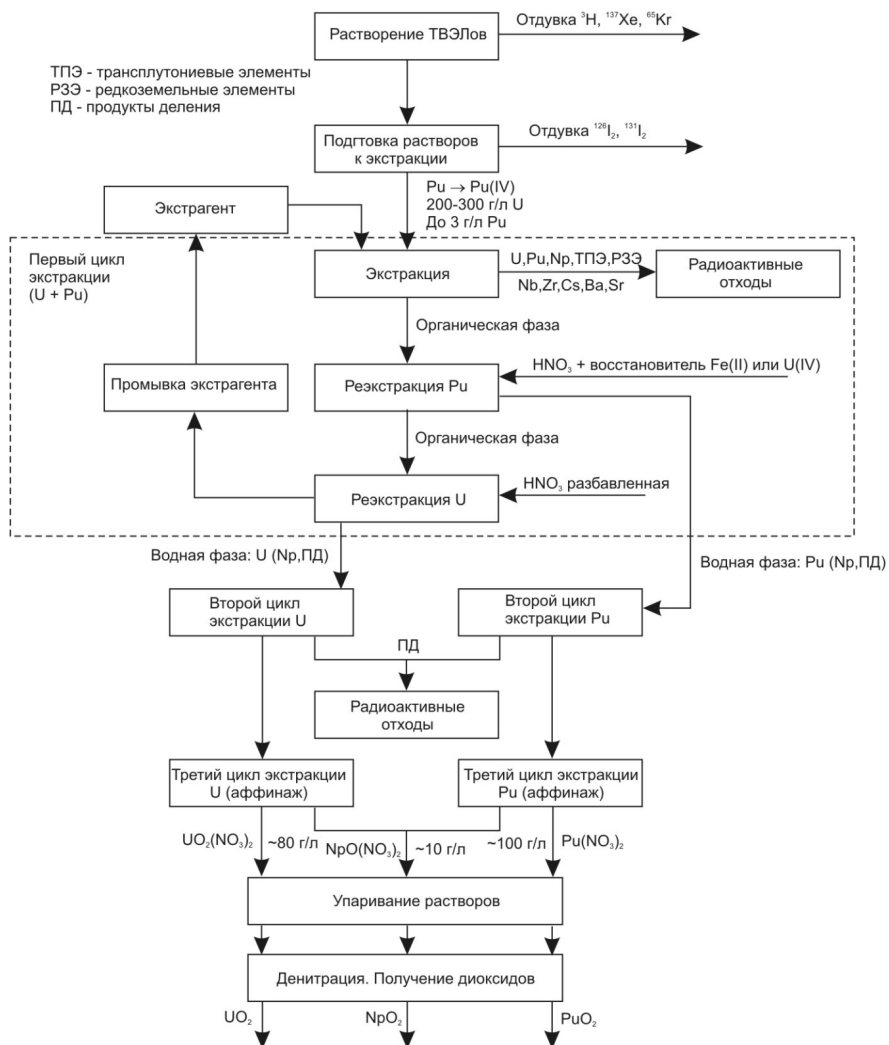


Рис. 7.14. Упрощенная схема пюрекс-процесса селекции изотопов урана и плутония при переработке отработавшего ядерного топлива

В первом цикле такого процесса осуществляют совместное освобождение плутония и урана от продуктов деления и только затем — их разделение. Для этого во втором и третьем циклах процесса плутоний подвергают химической селекции и концентрированию. Схема такого процесса основана на разнице в химических свойствах 4- и 6-валентных соединений разделяемых элементов. По одной из технологий, из кислотного раствора 6-валентный плутоний восстанавливают до 3-валентного состояния сернистым газом, после чего осаждают фторидом лантана (LaF_3). При этом осадок, кроме плутония, содержит нептуний и редкоземельные элементы, но уран остается в растворе. Далее плутоний вновь окисляют до 6-валентного состояния и вновь добавляют фторид лантана — вследствие этого редкоземельные элементы переходят в осадок, а плутоний остается в растворе. Далее окисляется нептуний до 4-валентного состояния броматом калия и — так как на плутоний этот реактив не действует — при вторичном осаждении фторидом лантана 3-валентный плутоний переходит в осадок, а нептуний остается в растворе.

В течение первой экстракции трибутилфосфатом с керосином извлекаются *U*, *Pu*, *Np*, актиноиды *Am*, *Cm* и ряд продуктов деления ядерного горючего (редкоземельные элементы, *Ru*, *Zr*, *Nb* и др.). Затем используется азотная кислота — при этом уран и плутоний остаются в органической фазе, а значительная часть осколочных элементов переходит в рафинат. В процессе реэкстракции происходит разделение *U* и *Pu*. В качестве восстановителя при реэкстракции используют соли 2-валентного железа или 4-валентного урана. Полученный реэкстракт Pu^{+3} содержит значительное количество урана. В результате же остаточная концентрация *U* в плутониевом реэкстракте обычно не превышает 10...20 мг/л.

Задачей второго (а в некоторых технологиях и третьего) цикла экстракции является дальнейшая очистка *U* от продуктов деления и от остаточного плутония (до 10 мг *Pu* на 1 кг *U*). В ходе реэкстракции *U* дополнительно очищается от осколочных элементов, нептуния и следов плутония. В зависимости от конкретной схемы переработки возможна реэкстракция сначала урана, а потом осколочных элементов, и наоборот. Раствор уранилнитрата после второго цикла экстракции, содержащий 80 г/л урана, направляют на упаривание и денитрацию с целью последующего получения диоксида урана.

После отделения плутония от основной массы урана дальнейшая его селекция осуществляется на стадии *аффинажа* (от фр. *affiner* — очищать),

в результате которого получают концентрированный раствор плутония (до 100 г/л), используемый для дальнейшего получения чистого диоксида PuO_2 или фторидов PuF_3 и PuF_4 . Из этих химических соединений, например путем восстановления парами бария, кальция или лития, можно получить металлический плутоний. Ясно, что такая технология является источником значительного количества *радиоактивных отходов*, требующих осторожного обращения.

Получение еще более чистого в химическом отношении плутония можно достичь *электролитическим рафинированием*, что осуществляется электролизом при температуре 700 °С с использованием электролита на основе соединений калия, натрия и хлорида плутония с применением вольфрамовых или танталовых катодов. Получаемый таким образом плутоний содержит примесей порядка 0,01 %.

Для получения больших количеств плутония, скажем, для использования в составе ядерного МОХ-топлива (на смеси оксидов урана и плутония) или для оружейных целей, могут использоваться *бридерные реакторы* (от англ. *breed* — размножать), в которых нарабатывается изотоп ^{239}Pu больше, чем затрачивается делящегося материала (^{235}U) для осуществления такого технологического процесса. Однако, это производство, хотя и связано с получением радионуклидов, но имеет целью изготовление отнюдь не радиоактивного, а делящегося материала (который имеет побочное свойство быть радиоактивным).

Сопоставление ядерных реакторов и циклотронов — как установок для промышленного производства радионуклидов — показывает, что в области радионуклидной индустрии они дополняют друг друга. При этом, благодаря возможностям массового производства и благодаря применению технологий, сопутствующих выработке энергии, стоимость изотопов, получаемых с помощью ядерных реакторов, статистически ниже, чем стоимость изотопов, получаемых на ускорителях. Поэтому — если есть возможность организации производства радиоизотопов целевого назначения на основе альтернативных технологий — выбирая техническую базу производства, предпочтение следует отдать ядерным энергетическим установкам.

Все рассмотренные выше потенциально опасные источники ионизирующих излучений промышленно-технологического характера находятся под пристальным инженерным и инспекционным контролем государственных и международных организаций.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 7

1. Могут ли ионизирующие излучения иметь отношение к промышленным технологиям?
2. Какие промышленные технологии связаны с потенциально опасными источниками ионизирующих излучений?
3. Какие источники ионизирующего излучения могут рассматриваться как латентные в промышленных технологиях?
4. Какие малые технические устройства связаны с закрытыми источниками слабо ионизирующих излучений?
5. Где применяются маломощные общедоступные аппараты, связанные с ультрафиолетовыми излучениями?
6. Расскажите о применении ультрафиолетовых излучателей в банковской промышленности.
7. Расскажите о применении ультрафиолетовых излучателей в торговле.
8. Расскажите о применении источников ультрафиолетового излучения в медицинской промышленности.
9. Расскажите о применении источников ультрафиолетового излучения в косметических технологиях.
10. Расскажите о применении ультрафиолетовых излучений в полиграфии.
11. Расскажите о применении ультрафиолетовых излучений в индустрии развлечений.
12. Расскажите о применении рентгеновских лучей в области промышленного структурного анализа и дефектоскопии.
13. Расскажите о применении γ -лучей в промышленной дефектоскопии.
14. Что представляет собой электронно-оптический преобразователь дефектоскопа?
15. Что такое «кобальтовая пушка» промышленного назначения?
16. Какой радиоизотоп обычно используется в кобальтовой пушке дефектоскопа?
17. Почему изотоп ^{60}Co в гамма-дефектоскопе выполнен презервированным?

18. Каким образом достигается локализация и изоляция радиоизотопов в дефектоскопах?
19. Какой метод, применяемый в промышленных технологиях, называют «методом меченых атомов»?
20. Приведите примеры использования в технике метода меченых атомов.
21. Какие источники ионизирующих излучений применяются для дефектоскопии крупных металлоизделий?
22. Могут ли для лучевой дефектоскопии применяться циклотроны?
23. Где применяются дефектоскопы, связанные с фотонными излучениями?
24. В каких областях промышленности востребована гамма-дефектоскопия?
25. Где применяются дефектоскопы, связанные с корпускулярными излучениями?
26. В каких сферах производства применяются бета-дефектоскопы?
27. Какие излучатели используются для устранения электростатического заряда?
28. Подумайте и объясните принцип действия α -или β -излучателя, используемого для нейтрализации электростатических зарядов.
29. Приведите пример использования источников ионизирующего излучения в автомобилестроении.
30. Объясните принцип работы радиоизотопных термогенераторов.
31. Можно ли практически использовать радиоизотопные источники для обогрева? Приведите примеры.
32. Какой принцип преобразования тепловой энергии в электрическую используется в малых радиоизотопных батареях?
33. Расскажите о термоэлектрическом эффекте Зеебека.
34. Можно ли на основе радиоизотопов создавать мощные электрогенераторы, какие изотопы для этого приемлемы?
35. Приведите конкретные примеры батарей электропитания, содержащих радионуклидные источники ионизирующих излучений.
36. Расскажите о применении малогабаритных радионуклидных источников в кардиологии.

37. Что такое радиоизотопный кардиостимулятор?
38. Как действует имплантированный радиоизотопный кардиостимулятор?
39. От чего зависит срок службы радиоизотопных батарей электропитания?
40. Какие изотопы трансурановых элементов технологически интересны для использования в радиоизотопных источниках энергии?
41. Расскажите о применении радиоизотопных источников энергии в космической промышленности.
42. Какие электрогенерирующие установки относятся к крупномасштабному энергетическому производству?
43. Связана ли работа тепловых электростанций с распространением в экологическом пространстве радионуклидов?
44. При каких условиях ТЭС представляют лишь потенциальную экологическую опасность?
45. Что такое урановые руды?
46. Что такое ядерный топливный цикл для АЭС?
47. Какие ядерные топливные циклы используются в атомной энергетике?
48. Что такое обогащение природного урана и как оно происходит?
49. Определите, какой удельной активностью обладает урановая руда.
50. Как перерабатывается урановая руда?
51. Что такое ядерное топливо, предназначенное для АЭС?
52. Как формируется ядерное топливо на основе оксида урана?
53. Что такое обедненный уран?
54. Где обедненный уран может применяться?
55. Опишите конструктивное исполнение топливной загрузки ядерного реактора.
56. Почему свежее ядерное топливо, поставляемое на АЭС, является маломощным излучателем?
57. Что происходит с ядерным топливом при работе реактора?
58. Почему отработавшее на АЭС ядерное топливо обладает большой радиоактивностью и характеризуется высокой активностью?
59. Каков порядок суммарной активности отработавшего в реакторе ядерного топлива?

60. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{85}Kr ?
61. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{89}Sr ?
62. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{90}Sr ?
63. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{131}I ?
64. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{135}Xe ?
65. Какова удельная активность от присутствия в теплоносителе реакторной установки изотопов ^{137}Cs ?
66. Поясните характеристики радиоактивного распада газообразных радиоизотопов, образующихся при работе ядерного реактора.
67. Расскажите об обращении с отработавшим ядерным топливом после выгрузки его из реактора — чем обусловлено такое обращение?
68. Расскажите о пост-эксплуатационной переработке отработавшего ядерного топлива.
69. Какова проектная вероятность возникновения радиационной аварии на АЭС?
70. Сравните потенциальную угрозу традиционных АЭС и энергетических установок термоядерного синтеза.
71. Расскажите о технической реализации реакций ядерного синтеза.
72. Какая термоядерная энергетическая установка получила название «токамак»?
73. Какая термоядерная энергетическая установка получила название «стелларатор»?
74. Сравните между собой токамак и стелларатор.
75. В чем состоит «проблема первой стенки» токамак, каковы продукты ее активации?
76. Значимы ли выбросы трития при реализации технологий ядерного синтеза?
77. Оцените перспективы термоядерной энергетики.
78. Можно ли энергетические установки использовать для целевого производства радиоизотопов?

79. Есть ли необходимость в целевом промышленном производстве радиоизотопов?
80. В каких отраслях человеческой деятельности востребованы радиоизотопы?
81. Расскажите о применении циклотронов для преднамеренного производства радионуклидов.
82. Какие радионуклиды производятся с использованием циклотронов?
83. Расскажите о производстве радиоизотопов на протонных ускорителях.
84. Приведите примеры циклотронного производства радиофармацевтических препаратов.
85. Что такое радиоизотопный генератор нуклидов? Приведите пример реализации радиоизотопного генератора.
86. Расскажите о применении ядерных реакторов в индустрии производства радиоизотопов.
87. Какие радиоизотопы планомерно продуцируют в ядерных реакторах?
88. Дополняют ли друг друга технологии производства радионуклидов при помощи ускорителей элементарных частиц и при помощи ядерных реакторов?
89. Какие технологические схемы используют для производства в ядерных реакторах измера-изотопа ^{99m}Tc ?
90. Какие радиоизотопы производят для применения в автономных источниках энергии?
91. Какие перспективы применения радиоизотопных элементов энергопитания?
92. Каковы технологические схемы получения промышленного плутония ^{238}Pu ?
93. Какой процесс экстракции урана и плутония разработан для выделения изотопов этих элементов из отработавшего топлива АЭС?
94. Целесообразна ли промышленная утилизация отработавшего ядерного топлива?
95. Что такое пюрекс-процесс переработки отработавших реакторных ТВС?
96. Опишите схему промышленной реализации пюрекс-процесса.
97. Представляет ли пюрекс-процесс потенциальную экологическую угрозу?

98. Расскажите про аффинаж плутония на радиохимических предприятиях.
99. Для чего осуществляется аффинаж плутония?
100. Какая потенциальная радиационная опасность характерна для радиохимических перерабатывающих предприятий?

Притча

Однажды на просторах экологического пространства повстречал путник Ионизирующую Радиацию, и спрашивает её: «Куда направляешься ты?». Отвечает Ионизирующая Радиация путнику: «Собираюсь миллионы живых душ погубить».

Спустя время, снова повстречав Ионизирующую Радиацию, путник поинтересовался: «Ну как, удалось ли тебе погубить миллион несчастных?». «Нет, только сотню погубила», — говорит Ионизирующая Радиация. «Почему же остальных не тронула?», — удивился путник. И услышал он в ответ: «Да не добралась я до остальных, они сами — от страха(!) — померли».

ГЛАВА 8

ФАКТИЧЕСКАЯ ТЕХНОГЕННАЯ КОНТАМИНАЦИЯ
ЭКОСИСТЕМЫ РАДИОНУКЛИДАМИ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Потенциальные риски техногенной контаминации (от англ. *contaminate* — загрязнять, портить, оказывать пагубное воздействие) экологического пространства не обязательно могут проявиться в действительности (во всяком случае, прилагается много усилий для того, чтобы это не произошло). Вместе с тем, фактическое загрязнение экосистемы имеет место — и причинами этого, в значительной степени, выступают техногенные процессы промышленного масштаба и часто — процессы, усиленные антропогенными факторами. Мировое индустриальное развитие — в силу используемых технологий — неизбежно связано с техногенным влиянием на экосистему. Загрязнение окружающего пространства радионуклидами, используемыми во многих, в том числе и в уже рассмотренных нами технологиях, может происходить — как показывает опыт — разными способами. В ходе исторического развития индустрии некоторые процессы, связанные с ионизирующими излучениями, до определенной поры оставались латентными (от лат. *latentis* — скрытый) источниками опасности — не только потому, что они долгое время оставались лишь потенциальной угрозой, но и потому, что оказались не выявленными, не учтенными или своевременно не понятыми.

При определенном стечении обстоятельств потенциальные факторы техногенного загрязнения экологического пространства утрачивают латентность. При этом возникающая опасность, связанная с ионизирующими излучениями, проявляется либо в форме локально-территориальных инцидентов (аварийного характера), либо развивается постепенно, но часто — широко-масштабно.

Радиационные инциденты имели место в сфере ядерной индустрии. Инциденты подобного характера (но гораздо больших масштабов) были связаны с испытаниями ядерного оружия. Другой фактор радионуклидной контаминации связан с нарушением сложившихся геокомплексов и перераспределением радионуклидов геологического происхождения; этот способ загрязнения реализуется, в частности, на этапах добычи радиоактивных полезных ископаемых — например, органического топлива, скажем, для ТЭС. Еще один фактор индустриального загрязнения экосистемы связан с неподобающим — беззаботным и безответственным — обращением с материалами, содержащими радиоизотопы (возможно, по причине отсутствия

должных знаний, нечаянности или преступной беспечности). В конечном счете, с точки зрения экологии — каким бы способом ни происходило радионуклидное загрязнение окружающего пространства — проблемные последствия одинаково нежелательны.

Многие технологии зачастую представляют собой совокупность промышленно организованных, но в полной мере не продуманных операций и приемов, в которых радионуклиды участвуют в последовательности процессов, приводящих к концентрации и перераспределению радиоизотопов. Эти процессы имеют место в горно-добывающем производстве, рудо-обогатительной и перерабатывающей промышленности, в сфере использования минеральных органических топлив самого широкого назначения, в сельском хозяйстве и других сферах массового производства и потребления. Основные области такого рода, важные для жизни и разносторонней деятельности человека, далее рассмотрены в этой главе.

§ 8.1. | ИНДУСТРИАЛЬНО-ИНЦИДЕНТНОЕ И СИСТЕМАТИЧЕСКОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ ЭКОСИСТЕМЫ РАДИОНУКЛИДАМИ

В сфере ядерной индустрии эксплуатационные выбросы радионуклидов не предусмотрены, но возможны — в случае развития экстраординарных процессов, влекущих разгерметизацию реактора и разрушение всех предусмотренных инженерных барьеров защиты. Такие случаи в истории атомной энергетики и промышленности, к сожалению, известны. Существенное загрязнение экологического пространства возможно в результате крупных инцидентов и аварий, в результате которых наработанные в качестве продуктов деления радионуклиды не могут оставаться изолированными, как это предусматривается технологически.

Для оценки инцидентов, связанных с радиационными авариями на объектах атомной энергетики и промышленности, МАГАТЭ разработана *международная шкала ядерных событий* INES (International Nuclear Event Scale), которая используется с 1990 г. Согласно этой шкале, к числу крупных аварий относятся такие события, вследствие которых активность радионуклидного загрязнения составляет не менее 10 ПБк (1 петабеккерель равен 10^{15} Бк, то есть — квадриллион беккерелей) по изотопу ^{131}I .

Этот быстро распространяющийся в пространстве и биологически значимый радиоизотоп выбран в качестве критерия радиационной опасности не случайно — напомним, что он распадается ($T_{1/2} = 8,04$ суток, приблизительно) с испусканием β -частиц с максимальной энергией 0,807 МэВ (наиболее вероятны каналы распада с высвобождением электронов, обладающих энергиями 0,248, 0,334 и 0,606 МэВ с вероятностью, соответственно, 2,1 %, 7,3 % и 89,9 %), а также с излучением γ -фотонов с энергиями от 0,08 до 0,723 МэВ (наиболее характерное γ -излучение, используемое на практике для идентификации ^{131}I , имеет энергию 364,5 КэВ и испускается в 82 % распадов). Рейтинг самых крупных *радиационных аварий*, которые имели место и сопровождались указанными выше радиоактивными выбросами, по INES соответствует 7 уровню. Эти аварии станут далее предметом нашего рассмотрения.

К числу таких аварий в истории атомной энергетики могут быть отнесены пока только две трагедии: авария на Чернобыльской АЭС (Украина, 1986 г.) и авария на АЭС Фукусима-1 (Япония, 2011 г.). Причины аварий в упомянутых двух случаях были различными, но физические процессы загрязнения радионуклидами окружающего пространства оказались схожими. Рассмотрим обстоятельства, которые привели к авариям, и проанализируем последствия этих радиационных катастроф.

К *аварии на Чернобыльской АЭС* привели неудачные экспериментальные исследования возможностей использования инерции вращения (ее характеризует момент количества движения $L = I\omega$, где I — момент инерции, ω — угловая скорость вращения) ротора турбогенератора энергоблока №4 в целях генерации электроэнергии для собственных нужд энергоблока в режиме обесточивания.

В тех условиях, в которых работал энергоблок во время эксперимента (малая мощность, большое выгорание топлива, отсутствие дополнительных поглотителей в активной зоне), воздействие положительного парового эффекта реактивности кипящего реактора (РБМК-1000) не компенсировалось другими процессами, и реактор имел положительный мощностной коэффициент реактивности. Это значит, что существовала положительная обратная связь мощности и реактивности: малый рост мощности вызывал такие процессы в активной зоне, которые приводили к еще большему возрастанию реактивности и мощности реактора. Такое физическое состояние делает реактор неустойчивым и трудноуправляемым.

Известна также версия, объясняющая эту аварию локальным землетрясением (основанием для такого предположения является зарегистрированный приблизительно во время аварии в районе расположения Чернобыльской АЭС сейсмический толчок, генезис которого остался неустановленным). В литературе подробно и обстоятельно рассмотрены факторы, приведшие к Чернобыльской катастрофе, они известны и, наверно, нет необходимости в очередном их подробном повторении на страницах этой книги.

К моменту разгерметизации активной зоны топливная загрузка реактора составляла 190,2 т ядерного топлива, которое было частично отработавшим — оно содержало приблизительно 680 кг наработанных в активной зоне трансурановых элементов и 350 кг продуктов деления ^{235}U , суммарная активность которых составляла 5,7 ГКи (около $21 \cdot 10^{19}$ Бк), в том числе: 3,2 ГКи приходилось на радионуклиды с периодом полураспада менее трех суток; 1,2 ГКи — на радионуклиды с периодом полураспада от 3 до 20 суток; 1,2 ГКи — на радионуклиды с периодом полураспада от 1 до 10 месяцев; 70 МКи — на радионуклиды с периодом полураспада от 1 до 3 лет, 32 МКи — на радионуклиды с периодом полураспада свыше 10 лет. При этом, по результатам замеров активности радионуклидов, попавших в грунт на территории вокруг аварийного реактора: $1,3 \cdot 10^5$ Ки приходилось на изотоп цезия ^{137}Cs (1,7 % от наработанного в реакторе до аварии), 10^5 Ки — на изотоп стронция ^{90}Sr (1,6 % от наработанного в реакторе до аварии); $9 \cdot 10^2$ Ки — на изотопы плутония ^{239}Pu и ^{240}Pu (1,4 % от наработанных в реакторе до аварии). Разрушения и выбросы летучих радиоизотопов (в том числе ^{131}I и ^{137}Cs) оказались весьма значительными (см. рис. 8.1). Тотальные радионуклидные загрязнения впоследствии создали неблагоприятную экологическую обстановку во многих областях Украины, России и Белоруссии.

К аварии на АЭС Фукусима-1 (или, по-японски, «Фукушима-дай-ичи») привело обесточивание главных циркуляционных насосов и резервных дизель-генераторов нескольких энергоблоков станции (с реакторами типа BWR) в результате цунами — большой волны, причиной которой стало мощное землетрясение с эпицентром в прибрежной зоне. Суммарная активность выбросов радионуклидов по предварительным оценкам (через 9 месяцев после аварии — на момент, когда пишется эта книга) составила от $3,7 \cdot 10^5$ до $6,3 \cdot 10^{17}$ Бк, тем самым превысив, как и в случае Чернобыльской аварии, порог седьмого уровня INES, установленный МАГАТЭ (в пересчете на изотоп йода ^{131}I). Характер радионуклидного загрязнения, опреде-

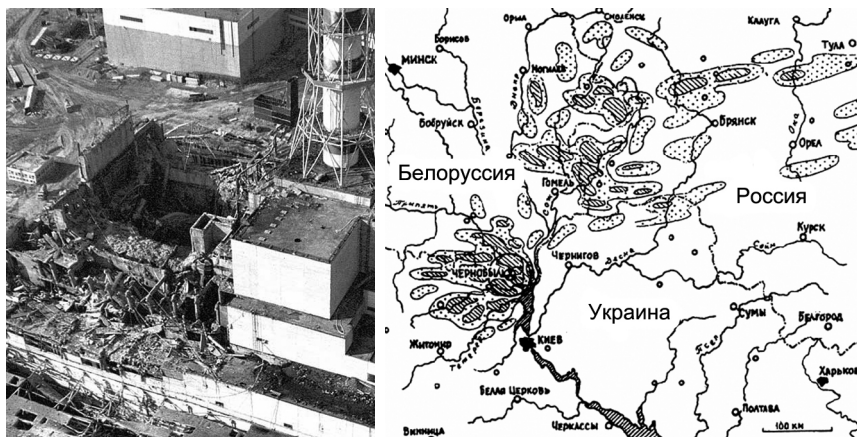


Рис. 8.1. Разрушенный энергоблок №4 Чернобыльской АЭС и карта территории наиболее интенсивного загрязнения радионуклидами: точечные метки — зона активности 15 Ки/км², штрихованные метки — зоны с активностью более 40 Ки/км².

ляясь физикой ядерных реакторов и состоянием атмосферы в зоне аварии, естественно, принципиально не отличается от радиоизотопной контаминации в результате аварии на Чернобыльской АЭС, но в результате аварии на АЭС Фукусима-1 загрязнение радионуклидами в основном пришлось на акваторию Тихого океана (рис. 8.2)

Известен и ряд других, экологически влиятельных аварийных инцидентов на АЭС — они были перечислены в хронологическом порядке в главе 1. Это печальные факты интенсивного загрязнения окружающего пространства, из которых должны быть извлечены уроки. Далее необходимо более детально проанализировать причины последней из описанных катастроф, поскольку пока подробное рассмотрение факторов аварии на АЭС Фукусима-1 в литературе отражено недостаточно широко.

Понятно, что возникновение тяжелых аварий, связанных с повреждением ядерного топлива, может быть инициировано такими внешними факторами, как землетрясения, пожары и затопления, но не во всех случаях эти воздействия следует рассматривать в качестве исходных событий, как это часто принимается в методических положениях анализа запроектных аварий на АЭС. При этом, конечно, останов реактора (штатное прекраще-

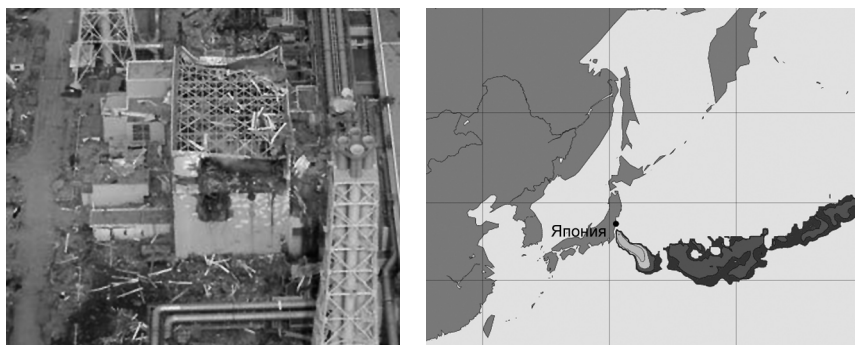


Рис. 8.2. Разрушенный энергоблок №1 АЭС Фукусима-1 и карта-схема акватории наиболее интенсивного загрязнения радионуклидами.

ние цепной ядерной реакции) при возникновении угрозы неблагоприятных внешних факторов отнюдь не является гарантией ядерной и радиационной безопасности.

Как показал опыт Японии, особо неблагоприятные внешние факторы (к которым относится сочетанное воздействие сейсмической активности и цунами) действительно могут повлиять на физические условия, связанные с отведением тепловой энергии из реактора — даже из такого, который переведен в подкритическое состояние, но находится в режиме остаточного энерговыделения. Это же относится и к условиям охлаждения касет с отработавшим ядерным топливом, которые охлаждаются в бассейне выдержки. Понятно, что учет этих факторов необходим на стадии проработки проекта АЭС, но касается это далеко не только механических запасов прочности инженерно-технических сооружений для поддержания даже при форс-мажорных условиях работоспособности основного, вспомогательного и резервного оборудования, предназначенного для охлаждения тепловыделяющих элементов.

Нельзя отрицать, что исходным (историческим) событием с далеко идущими последствиями стало в свое время сооружение АЭС на территории, где действие названных выше стихийных факторов является повседневным проявлением региональной геодинамики.

Известно, что сейсмическая активность того или иного региона планеты зависит от динамики планетарной тектонической сферы (литосфе-

ры и астеносферы). В дополнение к этому расположенные на поверхности литосферы сложные технические сооружения могут обладать и собственной (внутренней) динамикой, влияние на которую внешних факторов может быть существенным и далеко не благоприятным. Современные инженерные объекты (здания, сооружения и др. строительные конструкции), процессы в которых характеризуются свойствами, определяемыми механикой твердых тел и их сопряжений, обычно возводятся и эксплуатируются с учетом возможного влияния на них региональной сейсмической активности. Однако, при строительстве и эксплуатации таких сложных в техническом отношении объектов как АЭС, для обеспечения их устойчивости по отношению к разрушающим факторам, недостаточно учета динамики только строительных конструкций и инженерно-механических систем. Физические процессы в оборудовании АЭС характеризуются сложными взаимосвязями механических эффектов (включая гидродинамику) с нейтронной кинетикой и термодинамикой. При отсутствии механической подвижности оборудования или его малой подвижности протекание в нем нейтронно-теплогидравлических процессов кажется не зависящим от влияния внешних механических факторов. В действительности же, это влияние — пусть и незначительное в определенных условиях — латентно имеет место, сказываясь на внутренней динамике процессов реакторной установки АЭС. При этом конструкция реакторной установки имеет существенное значение. Если, скажем, для возведения энергоблоков АЭС выбраны площадки, расположенные на сплошной тектонической плите, как например, в США, где сейсмическая активность незначительна, то фактору влияния землетрясений при проектировании, конструировании, сооружении, эксплуатации и управлении аварийными процессами (в случае их возникновения) может уделяться не столь пристальное внимание. По-видимому такой технической идеологией руководствовались в свое время компании Allis-Chalmers и General Electric, разрабатывая и устанавливая в США и за рубежом относительно несложные в техническом отношении (а соответственно экономически выгодные) корпусные реакторы с кипящей водой — BWR.

В 1965 г., по геополитическим мотивам, США были выдвинуты планы строительства первого энергоблока АЭС в Японии — на основе реактора типа BWR. Компанией General Electric велись настойчивые переговоры с японской электроэнергетической компанией TEPCO — Tokyo Electric Power Company Incorporate, образованной в 1951 году и имевшей скромный опыт

эксплуатации энергогенерирующих предприятий (в 1951 г. — одна ГЭС мощностью 20 МВт, в 1953 году — первая ТЭС мощностью 55 МВт, в 1959 году — вторая ТЭС 200 МВт, в 1965 году — вторая ГЭС мощностью 80 МВт, что делало ТЕРСО крупнейшей энергетической компанией Японии). По результатам переговоров, в 1967 году было начато строительство первого атомного энергоблока АЭС Фукусима-1, физический пуск реактора состоялся 17 ноября 1970 г., а в 26 марта 1971 г. энергоблок мощностью 460 МВт уже был введен в промышленную эксплуатацию.

Неоспоримыми преимуществами введенного в эксплуатацию BWR считались умеренное внутрикорпусное давление (7 МПа), один контур циркуляции вскипающего теплоносителя и отсутствие необходимости в парогенераторах, а соответственно — требовался относительно небольшой объем материальных и финансовых затрат. Вместе с тем, проект АЭС при всей его видимой привлекательности имел существенные недостатки, которые теперь следует рассматривать в качестве латентных факторов, приведших наряду с природной стихией в марте 2011 г. к тяжелым аварийным последствиям

Первой (исторически отдаленной) причиной, повлиявшей в дальнейшем на предаварийный, а затем и аварийный, статус АЭС Фукусима-1, которая может быть классифицирована как первый латентный геофизико-антропогенный фактор, стало то, что при сооружении первого энергоблока, как и при сооружении последующих, недооценивался факт территориального расположения северо-восточной части о. Хонсю (региона Тохоку) на Северо-Американской тектонической плите — как раз в том месте, где она встречается с Тихоокеанской плитой, которая находится в постоянном движении в сторону Японии от Гавайских островов. Тихоокеанская плита, смещаясь и постепенно погружаясь под Северо-Американскую, систематически заставляет последнюю деформироваться. Соответственно, деформация Северо-Американской тектонической плиты перманентно приводит к итеративному накоплению базальтовыми геологическими породами потенциальной энергии, которая, высвобождаясь, приводит к движениям земной поверхности, чем и провоцируются непрекращающиеся землетрясения и цунами.

Объективная перспективная оценка тектонических сдвигов весьма затруднительна. Тем не менее, ориентировочно, по результатам наблюдений в течение полутора сотен лет, известно, что в этом регионе каждые

30...40 лет происходят достаточно крупные землетрясения, их среднестатистическая магнитуда составляет приблизительно 7,4 (по шкале Рихтера). Следует понимать, что при строительстве АЭС проектный срок службы в прошлом веке оценивался не более чем 30-ю годами, а фактические сроки службы были намного меньше. Так, статистические исследования показывают, что с 1963 г. (за исключением 1986...1990гг.) в среднем в мире оставляли для вывода из эксплуатации 8 энергоблоков АЭС. За период с 1986 г. по 1990 г. было остановлено 37 энергоблоков АЭС в 9 странах. Средний фактический срок службы реакторов, остановленных с 1963 г. по 1975 г. составил менее 6,5 лет, остановленных с 1990 г. по 1998 г. — 24 года, с 1997 г. по 1998 г. — более 25 лет. Средний срок службы последних 85 из всех остановленных энергоблоков составляет всего 17 лет. Очевидно, чем больше фактический срок службы, тем больше вероятность того, что на этот срок придется крупное землетрясение, если он расположен в сейсмически опасном регионе. При строительстве первого энергоблока АЭС Фукусима-1 трудно было ожидать, что он проработает 40 лет.

Предсказание величины землетрясения — прогнозирование магнитуды — тоже весьма сложная задача, если вообще разрешимая на данном этапе развития науки. Дело в том, что магнитуда (по Рихтеру), как логарифмический показатель, характеризует энергию, высвобождающуюся в гипоцентре — некотором пространстве тектоносферы с вариативным объемом, формой и размерами — то есть в «очаге» землетрясения. Определение эпицентра поверхностных волн колебаний, представляющего собой проекцию гипоцентра на земную поверхность, нередко создает не совсем правильную картину связи колебаний (реальных или возможных), исходящих из гипоцентра, с колебаниями поверхностной геологической структуры — особенно в случае наклонных разрывов типа «надвигов» (как в случае геологических глубин региона Тохоку). Это усложняет оценку интенсивности (фактической или гипотетической) — землетрясения на поверхности Земли, выражающегося в определенном смещении почвы, в степени подвижности и степени разрушения зданий, инженерно-технических сооружений и текущих сред в них, если таковые (как в случае АЭС) предусмотрены технологически. Прогноз магнитуды землетрясений не может дать объективных оценок. Действительно, соотношение между магнитудой землетрясения по шкале Рихтера и его интенсивностью в эпицентре (по европейской 12-бальной шкале MSK-64 или по американской XII-уровневой шкале Меркалли)

существенно зависит от глубины залегания очага и структуры базальтовых пород литосферы. Поэтому идентификация магнитуды землетрясений определяет неоднозначно поверхностные эффекты, а иногда просто вуалирует оценку истинного сейсмического влияния. Это не позволяет объективно сравнивать одинаковые по магнитуде землетрясения (при разных глубинах залегания очагов и в случаях разных поверхностных геоструктур) и не дает возможности судить по магнитуде о внешних проявлениях сейсмических процессов — как фактически, так и на этапе прогнозирования. Использование шкалы Канамори — модификации шкалы Рихтера, распространенной в Японии — тоже не устраняет существующую проблему адекватных прогнозов величины и последствий землетрясений.

Расположение энергоблоков АЭС Фукусима не только на тектоническом разломе, но и в то же время в непосредственной близости от побережья Тихого океана (исходя из экономической целесообразности, с целью использования морской воды для второстепенных технических нужд), конечно, усугубляло потенциальные негативные природные факторы внешнего влияния на эти сложные технологические объекты.

В качестве второго латентного фактора влияния на приобретение энергоблоками аварийного статуса следует отнести физико-технические особенности кипящих корпусных реакторов. Прежде всего, следует обратить внимание на конструктивные недостатки реакторов рассматриваемого типа. Во-первых, к техническим недостаткам проекта реакторной установки с BWR относится малый объем воды, циркулирующей через реактор, во-вторых — нецелесообразность и даже технологическую невозможность использования раствора борной кислоты для жидкостного регулирования мощности реактора. В-третьих, недостатком является необходимость расположения приводов органов регулирования системы управления и защиты (ОР СУЗ) под реактором — для введения ОР СУЗ в активную зону снизу с учетом расположения в верхней части корпуса оборудования для сепарации и осушения пара (пространство над активной зоной используется для гравитационного отделения капель воды и паросепарации) и исходя из нейтронно-физических особенностей, рассмотренных далее.

В-четвертых, что является весьма существенным недостатком такого кипящего реактора, важна его нейтронно-теплогидравлическая кинетика, провоцирующая накопление со временем усталостных микрповрежде-

ний циркониевых оболочек ТВЭЛ, которые — в случае действия дополнительных (оперативных) факторов — могут привести к значительному числу разгерметизированных тепловыделяющих элементов. Зафиксированный после аварийного сброса пара факт наличия за пределами оболочек ТВЭЛ радиоактивных изотопов цезия и йода при температурах (менее 950 °С), еще недостаточных для повреждения оболочек ТВЭЛ вследствие парциркуониевой реакции, и тем более недостаточных для плавления оболочек из неокисленного циркаллой (примерно 1760 °С) — возможно, наглядное тому подтверждение. Впрочем, для BWR проблема радиоактивного загрязнения теплоносителя была известна и много ранее.

Для дальнейшего анализа нейтронно-физической и теплогидравлической кинетики, которая может рассматриваться как фактор, провоцирующий микроповреждения оболочек ТВЭЛ, кратко остановимся на конструктивных особенностях кипящего корпусного реактора. Хорошо известно, что в любом кипящем реакторе (а особенно в реакторе типа BWR) плотность некипящей воды на входе и экономайзерном участке равна величине 750...800 кг/м³, а плотность пароводяной смеси с массовым паросодержанием до 15 % (по массе) на выходе составляет 200...300 кг/м³. Это различие плотности определяет различие как замедляющей, так и поглощающей способностей водяного рабочего тела по высоте активной зоны (АЗ). Как следствие, деформированное поле нейтронов обуславливает увеличение коэффициента неравномерности и неодинаковые по высоте температурные режимы работы ТВЭЛ (поле энерговыделения деформируется в сторону большего теплового потока в нижней части АЗ). По причине деформации нейтронного поля эффективность ОР СУЗ очень мала в верхней части зоны и велика в нижней (поэтому, с учетом эффекта аксиальной неравномерности энерговыделения, ОР СУЗ BWR и вводятся в активную зону снизу).

Анализируя конструкцию и теплогидравлическую динамику BWR, важно отметить следующее. Температура воды на входе в активную зону равна 216 °С, на выходе двухфазный поток имеет температуру 286 °С, что определяет давление насыщенного пара 7 МПа. Генерация пара в активной зоне происходит за счет предварительного подогрева теплоносителя на небольшом экономайзерном участке, выше которого начинается образование пузырьков пара и далее — за счет развитого кипения воды при ее движении в верхней части активной зоны. Активная зона BWR состоит из

ТВС квадратного сечения длиной около 3,6 м. Каждая ТВС содержит 8×8 ТВЭЛ, заключенных в квадратный кожух. Внешний диаметр ТВЭЛ равен 12,3 мм (ТВЭЛ имеют оболочки из алюмо-циркониевого сплава циркалой-2 и в качестве топлива содержат таблетки из UO_2 с обогащением 2...3%). Выше активной зоны, в корпусе реактора, расположены сепараторы и осушители пара (типичный корпус BWR имеет диаметр 6 м, толщину стенки примерно 150 мм, высоту 22 м, выполнен корпус из марганцево-молибденово-никелевой стали с внутренней плакировкой аустенитной нержавеющей сталью и снабжен съемной крышкой для осуществления перегрузок топлива).

Насыщенный пар из корпуса реактора непосредственно подается в турбогенератор и — после конденсации — перекачивается из конденсатора турбины обратно в реактор. Устойчивое движение пароводяной смеси возможно лишь при ограниченном паросодержании, если же оно увеличивается, то увеличивается длина замедления нейтронов и реактивность уменьшается. В результате снижается мощность, что, в свою очередь, приводит к уменьшению паросодержания и положительному эффекту реактивности, а с ростом реактивности — снова к увеличению мощности. Возникают колебания всех режимных параметров реактора, и температурный режим оболочек ТВЭЛ (особенно с микродефектами) провоцирует их деформацию и разгерметизацию.

Заметим, что техническое решение, предусматривающее нижнее расположение ОР СУЗ порождает дополнительный ряд проблем при аварийном останове реактора и удержании его в подкритическом состоянии при деформации ТВЭЛ и в условиях обесточивания энергоблока (для быстрого введения ОР СУЗ служат аварийные клапаны, срабатывающие на обесточивание и обеспечивающие перемещение ОР гидроприводами). При этом, к техническим особенностям механической части СУЗ корпусных кипящих реакторов относится и то, что при удержании в неподвижном положении введенных органов регулирования в реактор с небольшим расходом поступает вода через исполнительные механизмы — гидроприводы.

Для остановленного реактора нейтронно-физические процессы перестают играть свою роль, но и при остаточном энерговыделении главным условием стабильного охлаждения активной зоны реактора продолжает оставаться теплогидравлическая устойчивость. Нарушение теплогидравлической устойчивости может проявляться значительными колебаниями

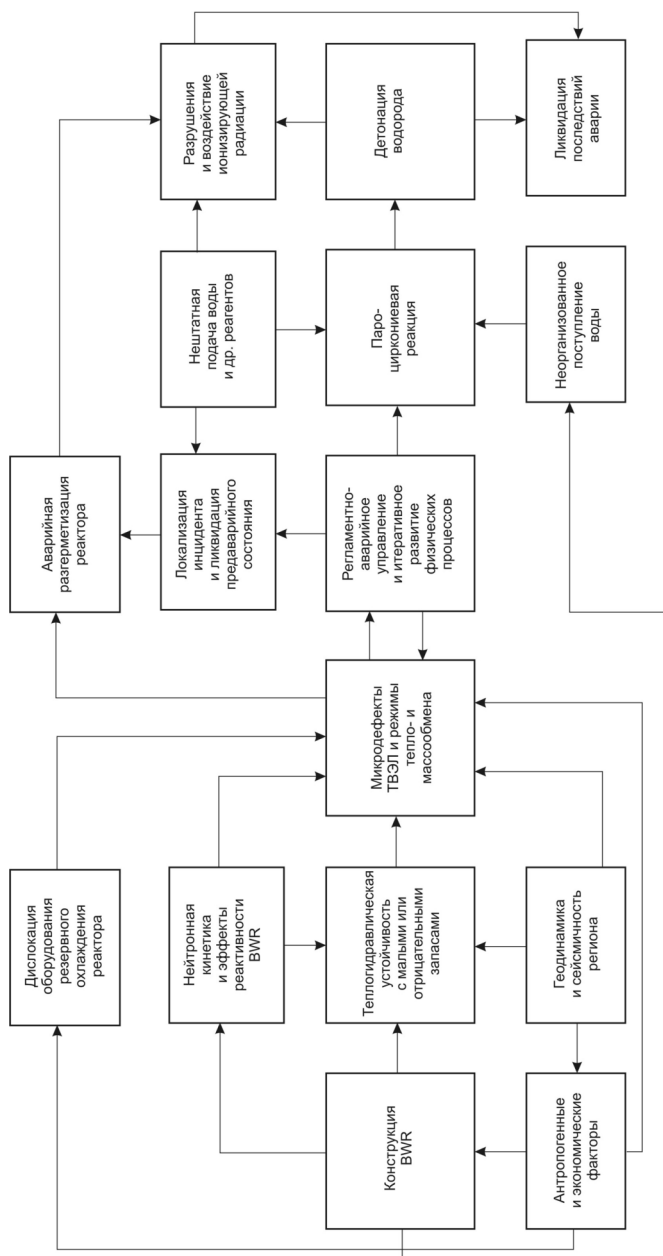
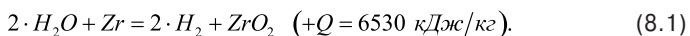


Рис. 8.3. Система взаимосвязи и влияния факторов развития аварийных процессов на АЭС Фукусима-1

расхода теплоносителя, внутрикорпусного давления, температуры ядерного топлива и оболочек ТВЭЛ. Оболочки ТВЭЛ, «подготовленные» рассмотренными выше факторами к разрушению, достаточно легко могут потерять свою герметичность. Высокая температура внутреннего содержимого разгерметизированных оболочек может стать условием начала паро-циркониевой реакции при наличии в околотвэльном пространстве водяного пара. Взрывоопасность образующегося при этом водорода при его контакте с кислородом воздуха (в случае аварийного сброса внутриконтурной парогазовой смеси за пределы реакторного контура или его деструкции) в комментариях, по-видимому, не нуждается.

Геофизические, технические и техно-антропогенные факторы с учетом их взаимовлияния и причинно-следственных связей могут быть системно представлены, как показано на рис. 8.3.

Понятно, что подача охлаждающей воды после начала паро-циркониевого химического взаимодействия (в объемах, недостаточных для необходимого снижения температуры в разрушенной активной зоне) только может усугубить ситуацию, провоцируя еще большие объемы образования водорода в соответствии с экзотермической реакцией:



При этом, кроме образования водорода и выделения теплоты, паро-циркониевая реакция естественно сопровождается охрупчиванием оболочек ТВЭЛ и уменьшением их исходных толщин за счет оксидирования циркония. Начинаясь при температуре примерно 950 °С, она становится самоподдерживающейся при температуре, превышающей 1200 °С. Расчеты показывают, что кинетика реакции такова, что за 10...12 минут происходит окисление металла с уменьшением оболочки ТВЭЛ на толщину 0,13 мм и разогревом ее до температуры плавления.

Кинетика этой реакции, определяющая темпы образования взрывоопасного водорода, описывается уравнением Бейкера-Джаста:

$$\frac{dv}{dt} = 1,1 \cdot 10^{-5} \left[S(t) \cdot k_z \right]^{0,5} \cdot t^{-0,5}, \frac{\text{моль}(H_2)}{c}, \quad (8.2)$$

где v — число молей водорода, $S(t)$ — площадь циркония, находящегося в контакте с водяным паром; t — время в секундах. Значение констан-

ты скорости k_z может быть принято в соответствии с рекомендациями МАГАТЭ равным:

$$k_{zr} = 3,33 \cdot 10^7 \cdot \exp \left[-\frac{45500}{R \cdot T_k} \right], \quad (8.3)$$

где R — универсальная газовая постоянная, T_k — температура контактирующей поверхности.

Для штатного обеспечения расхода теплоносителя, достаточного для отвода теплоты от ТВЭЛ, а также для сокращения числа циркуляционных петель в реакторе используются внутриреакторные струйные насосы наряду с внешними. Поступление воды, как реагента в паро-циркониевой реакции, при обесточивании насосов и отсутствии штатного режима охлаждения возможно тремя путями:

- благодаря протечкам через патрубки СУЗ в корпусе реактора (если они еще не залиты расплавом, который может образоваться внутри корпуса реактора),
- вследствие организованной, но не обдуманной, нештатной подачи с помощью привлеченного автономного насосного оборудования (при условии целостности корпуса реактора и сохранении каналов для движения водного потока),
- путем внешнего залива реактора (при помощи брандспойтов, дальнобойных водяных пушек, авиации и т.п.), при условии разгерметизации корпуса.

Анализ вышеперечисленных возможностей явно указывает на вероятную негативную роль антропогенного фактора (наряду с физико-техническими факторами) в управлении ходом тяжелой аварии на АЭС на последнем этапе развития аварийных событий.

Есть основания полагать, что развитие процессов в аварийных реакторах АЭС Фукусима-1 происходило близко к описанному выше процессу — согласно схеме, увязывающей различные рассмотренные факторы, и соответственно физическому сценарию, основы которого организационно и технически закладывались задолго до удара стихии, ставшего одной из причин выхода из строя системы охлаждения реакторов.

Опыт показывает, что запасы «на незнание» не могут быть занижены по

экономическим соображениям и что информативная режимная диагностика, проводимая на протяжении всего срока службы реакторов (и особенно конструктивно неустойчивых) является необходимым элементом глубокого понимания реальных физических процессов еще до момента наступления условий, инициирующих тяжелые аварии.

Тяжелые радиационные аварии на АЭС и крупные радиационные инциденты — по масштабу своих последствий — соизмеримы с применением ядерного оружия стратегического назначения.

В мирное время, точнее — при отсутствии боевых действий с применением средств радиационного воздействия, загрязнение экосистемы радионуклидами малой, средней и высокой активности возможно в результате ядерных испытаний вследствие наращивания потенциала военной индустрии. Кратко напомним далее хронологические вехи основных инцидентов, связанных с *испытательными ядерными взрывами*, произведенными в интересах политикумов разных стран и генералитетов военно-промышленных комплексов. Эти испытательные взрывы, безусловно, внесли, как и крупные радиационные аварии, свой (реальный, фактический — а не вероятностно-теоретический) вклад в радионуклидное загрязнение экосистемы.

Первое ядерное испытание с соответствующей контаминацией территорий — если не считать попыток проведения испытаний нацистской Германией и милитаристской Японией во время второй мировой войны — было проведено Соединенными Штатами Америки 16 июля 1945 г., в СССР аналогичное испытание произошло 29 августа 1949 г. Первое термоядерное устройство было испытано США 1 ноября 1952 г. В СССР аналогичное испытание было проведено 12 августа 1953 года. Напомним, что самым крупным термоядерным зарядом за все время испытаний стала советская «царь-бомба» (другое название «Кузькина мать»), взорванная на архипелаге Новая Земля 30 октября 1961 года.

В 1963 г. все государства, владеющие ядерными технологиями (так называемые «ядерные» державы), и многие «безъядерные» государства подписали договор об *ограничении испытаний ядерного оружия*, по которому обязались воздерживаться от ядерных взрывов в атмосфере, под водой и в космическом пространстве — разрешенными остались только *подземные ядерные испытания*. Несмотря на это Франция продолжала наземные ядерные взрывы вплоть до 1974 г., а Китай — до 1980 г. Анонимное ядерное испытание было произведено 22 сентября 1979 г. на острове Буве (в терри-

ториальных водах ЮАР), но ни одна страна ответственности за этот ядерный взрыв на себя не взяла.

Последние подземные ядерные испытания были проведены: Советским Союзом — в 1990 г., Великобританией — в 1991 г., США — в 1992 г., Францией и Китаем в 1996 году. После принятия договора о *полном запрещении ядерных испытаний* в 1996 г., все эти страны официально обязались не возобновлять испытаний ядерного оружия. Однако, другие страны, не подписавшие договор, в том числе — Индия и Пакистан — продолжали проводить свои испытания (ядерные взрывы были зафиксированы в 1998 г). Спустя 7 лет, 9 октября 2006 г. о проведении новых ядерных взрывов заявила Корейская Народная демократическая Республика (КНДР — Северная Корея) и, вслед за этим, 25 мая 2009 г. КНДР провела повторные ядерные испытания.

Всего в новейшей истории ядерными державами было проведено более двух тысяч ядерных взрывов. География территорий, загрязненных радионуклидами вследствие этих инцидентов, обширна: полигоны в районе г.Семипалатинск (Казахстан) и на Новой Земле (Россия), район Аламогордо (шт.Нью-Мексико, США), Маршалловы острова (США), полигон в округе Най — к северо-востоку от Лос-Анджелеса (шт.Невада, США), другие места на территории США (районы Аляски, Колорадо, Миссисипи и др.).

В наибольшей степени вредоносными — с точки зрения загрязнения радионуклидами биосферы — оказались атмосферные ядерные взрывы. В табл. 8.1 представлен список наиболее значимых атмосферных ядерных испытаний США.

По официальным данным, США провели в сумме 1054 ядерных испытания — в основном на полигоне в штате Невада и в Тихоокеанском регионе Pacific Proving Grounds — на Маршалловых островах. При этом с 1963 г. все ядерные испытания, проводимые в Соединенных Штатах, были подземными, и большинство из них проводились на полигоне в Неваде. На диаграмме, представленной на рис. 8.4, показано распределение по годам и странам интенсивности ядерных испытаний и, соответственно, уровня загрязнения радионуклидами планетарной экосистемы.

На рис. 8.5. показано изменение концентрации в Тихоокеанском регионе биологически важного, участвующего во многих биоциклах растительно-го и животного мира, радиоизотопа ^{14}C (радиоуглерода), образующегося из атмосферного азота согласно реакции:

Таблица 8.1. | Наиболее значимые атмосферные ядерные испытания США

Название операции	Год проведения	Географическое место	Количество взорванных устройств	Комментарии
Trinity	1945	Аламогордо, Нью-Мексико	1	Первый в мире ядерный взрыв
Crossroads	1946	Атолл Бикини	2	Первый подводный и надводный ядерные взрывы
Sandstone	1948	Атолл Энниветок	3	Без комментариев
Ranger	1951	Ядерный полигон в Неваде	5	Без комментариев
Greenhouse	1951	Атолл Энниветок	4	Первый взрыв с «термоядерным усилением»
Buster-Jangle	1951	Ядерный полигон в Неваде	7	Некоторые испытания проведены при участии военнослужащих
Tumbler-Snapper	1951	Ядерный полигон в Неваде	8	Во время испытаний Charlie, Dog, George, Fox задействовали 7350-8700 военнослужащих
Ivy	1952	Атолл Энниветок	2	Первый в мире двухстадийный заряд; самая мощная атомная (не водородная) бомба, испытанная в США
Upshot-Knothole	1953	Ядерный полигон в Неваде	11	Первое испытание ядерной артиллерии

Продолжение табл. 8. 1.

Castle	1954	Атолл Бикини, атолл Эниветок	6	Испытание двухстадийных термоядерных зарядов с использованием "сухого" горючего
Teapot	1955	Ядерный полигон в Неваде	14	Без комментариев
Wigwam	1955	Тихий океан	1	Глубоководный ядерный взрыв
Project 56	1955	Ядерный полигон в Неваде	4	Без комментариев
Redwing	1956	Атолл Бикини, атолл Эниветок	17	Первый в США сброс водородной бом- бы с самолета
Plumbbob	1958	Ядерный полигон в Неваде	30	Без комментариев
Project 58 (58 A)	1957 - 1958	Ядерный полигон в Неваде	4	Без комментариев
Hardtack I	1958	Атолл Бикини, атолл Эниветок	35	Взрывы в верхних слоях атмосферы
Argus	1958	Атлантика	3	Без комментариев
Hardtack II	1958	Ядерный полигон в Неваде	37	Без комментариев
Nougat	1961 - 1962	Ядерный полигон в Неваде	32	Без комментариев
Dominic	1962	Остров Рождества, остров Джонстона	36	Без комментариев
Storax	1962 - 1963	Ядерный полигон в Неваде	56	Без комментариев

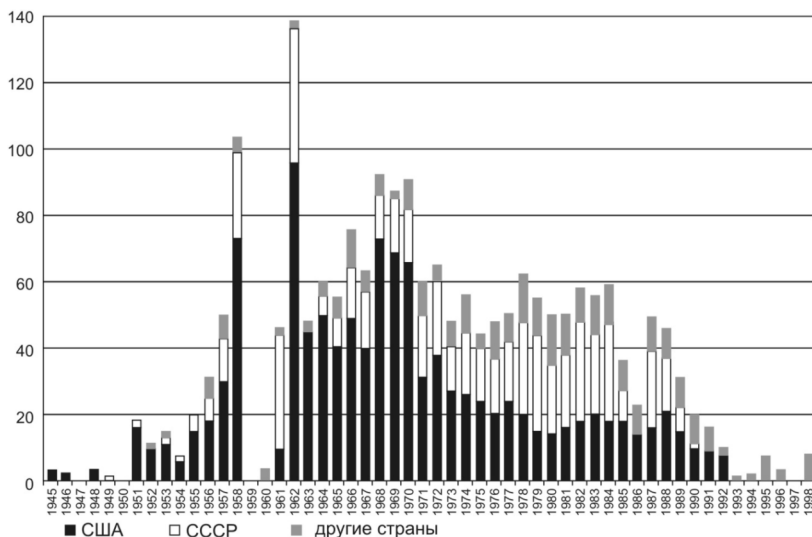


Рис. 8.4. Распределение по годам и странам интенсивности ядерных испытаний и уровня загрязнения радионуклидами экосистемы Земли в период 1945–1998 гг.



в результате ядерных взрывов. С наибольшей скоростью радиоуглерод образуется на высоте от 9 до 15 км, однако затем он равномерно распределяется по всей атмосфере. Как и обычный углерод, радиоуглерод ${}^{14}\text{C}$ вступает в реакцию с кислородом, образуя углекислый газ, который нужен растениям в процессе фотосинтеза (в том числе — растениям, употребляемым в пищу животными и человеком). Напомним, что этот радиогенный изотоп, усвоившись биологическими организмами, в процессе распада ($T_{1/2} = 5700$ лет) образует стабильный изотоп ${}^{14}\text{N}$, создавая β -излучение (с энергией электронов 156,476 КэВ):



В результате ядерных взрывов, как и в результате крупных техногенных катастроф на объектах ядерной энергетики и промышленности, биосфера

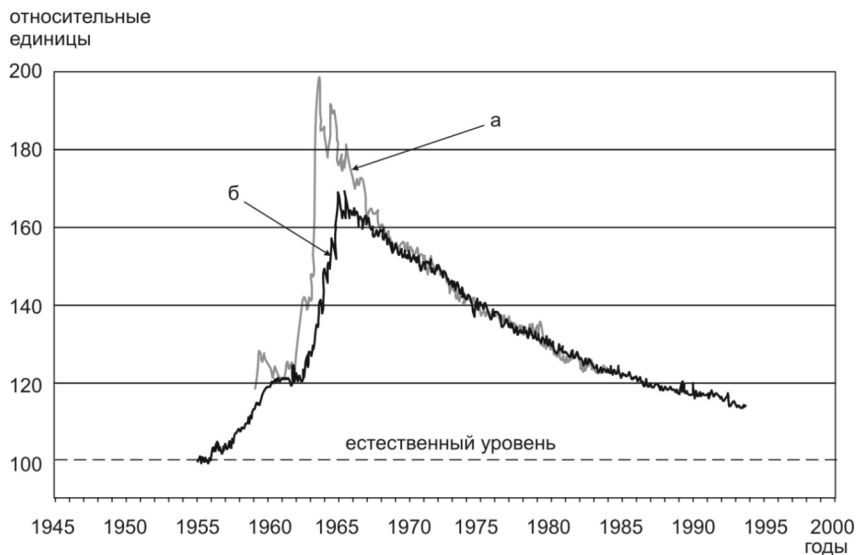


Рис. 8.5. Хронология изменения атмосферной концентрации радиоактивного углерода ^{14}C в Тихоокеанском регионе в результате ядерных взрывов: (а) — Австралия, (б) — Новая Зеландия

загрязняется такими радионуклидами изотопов: фосфора ^{32}P , серы ^{35}S , кальция ^{45}Ca , скандия ^{47}Sc , хрома ^{51}Cr , железа ^{55}Fe и ^{59}Fe , кобальта ^{60}Co , селена ^{75}Se , рубидия, ^{86}Rb , стронция ^{85}Sr , палладия ^{103}Pd и ^{109}Pd , рутения ^{103}Ru , кадмия ^{115}Cd , йода ^{125}I , ^{131}I и ^{132}I , ксенона ^{133}Xe , самария ^{145}Sm , гадолиния ^{153}Gd , диспрозия ^{165}Dy и ^{166}Dy , гольмия ^{166}Ho , тулия ^{170}Tm , иттербия ^{175}Yb , лютеция ^{177}Lu , рения ^{186}Re , вольфрама ^{188}W , осмия ^{191}Os , иридия ^{192}Ir , бария ^{140}Ba , церия ^{141}Ce , церия ^{144}Ce , циркония ^{95}Zr , ниобия ^{95}Nb , стронция ^{89}Sr , празеодима ^{144}Pr , рутения ^{106}Ru , родия ^{106}Rh , прометия ^{147}Pm , стронция ^{90}Sr , цезия ^{137}Cs , технеция ^{99}Tc , плутония ^{239}Pu и ^{240}Pu , а также других изотопов.

При нормальной эксплуатации АЭС, других промышленных предприятий, по технологическим причинам образуются радиоактивные материалы, которые локально герметизируются — и при безаварийной работе энергоблоков не могут попадать в окружающую среду (за исключением небольшой доли весьма летучих радионуклидов — таких, как ^{85}Kr или ^3H). Так как к числу отходов относят радиоизотопы, использование

Таблица 8.2. | Классификация промышленных радиоактивных отходов

Категория отходов	β -, и γ -излучающие нуклиды	α -излучающие нуклиды (исключая трансурановые)	Трансурановые радионуклиды
	Примерная удельная массовая активность		
Низкоактивные	менее 10^6 Бк/кг	менее 10^5 Бк/кг	менее 10^4 Бк/кг
Среднеактивные	от 10^6 до 10^{10} Бк/кг	от 10^5 до 10^{10} Бк/кг	от 10^4 до 10^8 Бк/кг
Высокоактивные	более 10^{10} Бк/кг	более 10^9 Бк/кг	более 10^8 Бк/кг

которых в дальнейшем не предусматривается, то отработавшее ядерное топливо к *радиоактивным отходам*, естественно, не относится (оно подлежит переработке и в значительной степени — утилизации). Все отработавшее топливо, образующиеся на АЭС, после выдержки и хранения (для снижения активности) подлежит транспортировке на предназначенные для этого перерабатывающие радиохимические заводы. В процессе переработки отработавшего ядерного топлива, на спецпредприятиях ядерного топливного цикла неизбежно образуются радиоактивные отходы (РАО), в основном — жидкой консистенции. Эти отходы принято классифицировать по величине активности: высокоактивные, среднеактивные и низкоактивные (см. табл. 8.2).

Радиоактивные отходы в основном формируются после определенной химической трансформации первичных промышленных радиоактивных материалов — в том числе (и главным образом) в ходе пюрекс-процесса, который нами уже был рассмотрен. Обращение с РАО требует особых мер.

Первое время развития промышленных технологий переработки отходов и материалов считалось, что приемлемой мерой снижения объемной активности радионуклидов малой и средней активности в процессе химической трансформации высокоактивных отходов является уменьшение их концентрации путем рассредоточения в окружающем пространстве (как это изначально было принято во многих отраслях промышленности). Радиоактивные отходы малой и средней активности промышленных пред-

приятий США долгое время сбрасывались в Тихий океан, предприятий Великобритании — в Атлантический океан, предприятий России (СССР) — в Северный Ледовитый океан (посредством системы рек и водоемов: р.Теча — р.Исеть — р.Тобол — р.Иртыш — р.Обь — залив Обская Губа — Карское море). Далеко не во всех ядерных державах были предусмотрены вообще какие-либо производственные объекты, предназначенные для переработки радионуклидных фабрикатов и полуфабрикатов. Даже спустя много десятилетий развития атомной энергетики (по настоящее время) лишь несколько государств (Индия, Япония, Англия, Россия, Франция) перерабатывают на собственных предприятиях отработавшее на АЭС ядерное топливо. Большинство стран, включая даже такие индустриально развитые государства как Канада, Финляндия, Германия, Италия, Нидерланды, Швеция, Швейцария, Испания, США и КНР, предпочитают либо хранить отработавшее ядерное топливо (пока не будет найдено эффективных методов переработки), либо передают его на переработку другим странам. Разумеется, при отсутствии какой-либо индустрии переработки отработавшего ядерного топлива, отсутствует и технологическая база для выработки и сброса в окружающую среду радиоактивных отходов. Однако для стран, где промышленные технологии переработки отработавшего ядерного топлива освоены, обращение с РАО порождает множество далеко не сразу понятых и устраняемых проблем.

Когда выяснилось, что за счет естественных (природных) и, в частности, биологических, процессов радиоактивные изотопы имеют свойство избирательно концентрироваться в тех или иных подсистемах биосферы (в растениях, животных, в их органах и тканях, а также в организме человека), отношение к принципам обращения с радиоактивными отходами было изменено. Современное представление о стадиях обращения с радиоактивными отходами и материалами, вырабатываемыми в промышленности, схематично отражено на рис. 8.6.

Возникновение аварий (инцидентов) на радиохимических предприятиях, проводящих переработку радиоактивных материалов, может быть чревато далеко идущими последствиями не только от крупномасштабных эпизодических контаминаций окружающего пространства радионуклидами, но и в результате многолетнего систематического загрязнения атмосферы, почвы и водоемов на тех территориях, где эти предприятия расположены. Рассмотрим проблему загрязнения экосистемы радионуклидами

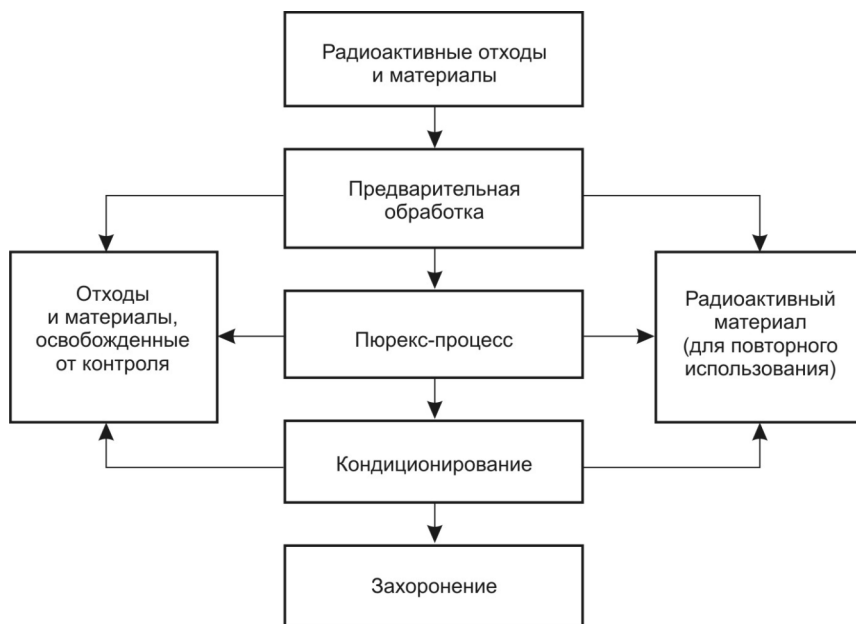


Рис. 8.6. Стадии обращения с радиоактивными отходами и материалами.

промышленного происхождения на примере перерабатывающего радиохимического комбината ПО «Маяк» (Россия).

С первых лет функционирования этого предприятия все не подлежащие утилизации радиоактивные отходы сбрасывались в близлежащие водные бассейны естественного происхождения, вследствие чего загрязненными оказались каскадные водоемы, соединенные с рекой Теча, которая впадает в реку Исеть — левый приток реки Тобол, в свою очередь впадающей в крупную реку Иртыш, питающей Обь (заметим, что Обь с Иртышом — самая протяженная речная система России и вторая по протяженности — в Азии). Масштабы загрязнений этого речного бассейна понятны. Первое загрязнение акватории водоемов произошло в 1949 г. Причиной послужила вынужденная остановка выпарных аппаратов радиохимического завода из-за угрозы их коррозионного разрушения вследствие многократного превышения проектной концентрации бихромата и других солей в жидких отходах высокой радиоактивности в отходящих парах и газах при упарива-

нии отходов (с неизвестным тогда эффектом возрастания скорости коррозии металлов и сплавов под действием ионизирующего облучения) и по другим причинам. Стальные подземные емкости, построенные для хранения упаренных высокоактивных жидких отходов, не могли вместить большие объемы еще неупаренных жидких веществ. Чтобы избежать остановки завода, перерабатывающего облученный уран и дающего концентрат плутониевых соединений и высокоактивные жидкие отходы, руководство «атомного проекта» во главе с Л.П. Берия в 1949 г. приняло решение сливать высокоактивные отходы предприятия непосредственно в р. Теча, что по проекту допускалось лишь для сброса низко- и среднеактивных отходов.

В 1949...1951 гг. в реку было сброшено значительное количество радиоактивных химических соединений, характеризующихся высокой активностью — в том числе около 12 ПБк от изотопа стронция ^{90}Sr и 13 ПБк от изотопа цезия ^{137}Cs . В период с 1951 по 1956 гг. интенсивность сбросов РАО в речную сеть снизилась приблизительно в 100 раз, а после 1956 года отходы средней активности стали поступать в открытую гидросеть уже в небольших количествах. Тем не менее, за период с 1949 по 1956 годы в экосистему реки Теча попало порядка 76 млн. м³ сточных радиоактивных вод, общей активностью по β -излучению 2,75 МКи.

Авария, известная как *Кыштымская трагедия* (1957 г.) — по названию ближайшего к месту событий г.Кыштым — в Челябинской области (Россия), произошла на одном из радиохимических заводов ПО «Маяк», расположенном в зоне «Челябинск-40» (ныне г. Озерск).

Из-за выхода из строя системы контроля произошел саморазогрев емкости из нержавеющей стали объемом 300 м³, где содержалось около 80 м³ высокорadioактивных материалов (преимущественно в форме нитратно-ацетатных соединений), что повлекло взрыв. Комплекс, в который входила взорвавшаяся емкость, представлял собой заглубленное бетонное сооружение с ячейками-каньонами для 20 подобных емкостей. Взрыв полностью разрушил емкость, находившуюся в бетонной шахте на глубине 8,2 м, сорвал и отбросил на 25 м бетонную плиту перекрытия шахты (толщиной 1 метр и массой 160 тонн). Бризантными процессами, оцениваемыми в десятки тонн в тротиловом эквиваленте, в атмосферу было выброшено большое количество радионуклидов, характеризующихся активностью около $2 \cdot 10^7$ Ки.

Радиоактивные вещества были подняты взрывом на высоту 1...2 км

и образовали радиоактивное облако, состоящее из жидких и твердых аэрозолей. Юго-западный ветер со скоростью около 10 м/с, рассредоточил радиоактивные атмосферные контаминанты: уже через 4 часа после взрыва воздушные массы прошли путь в 100 км, а через 10-11 часов радиоактивный след в результате осаджений полностью оформился. Загрязнение территории распространилось на 300...350 км в северо-восточном направлении от места аварии (рис. 8.7).

Экологическая ситуация этого региона впоследствии существенно усугубилась вследствие переноса радиоактивных загрязнений ливневыми и паводковыми течениями, а также вследствие работ по дезактивации на химкомбинате загрязненных зданий, сооружений, территорий и дорог методами смыва водой. Таким образом, залповый (инцидентный) выброс высокорadioактивных отходов привел к обильному радиоизотопному заражению местности, которое получило название «Восточно-Уральский след». Это загрязнение было достигнуто как водным, так и воздушным путями распространения радионуклидов. По данным радиационного мониторинга, выпадения с гидрометеорами изотопа цезия ^{137}Cs из атмосферы в районах, расположенных в зоне влияния ПО «Маяк», только в течение 1994 г. были в 50...100 раз больше, чем в среднем по России. Высоким остается и уровень загрязнения местности ^{137}Cs в пойме р. Теча. Концентрации изотопа стронция ^{90}Sr в речной воде и в донных отложениях в 100...1000 раз превышают фоновые значения. В каскаде промышленных водоемов в верховьях Течи содержится $3,5 \cdot 10^8$ м³ загрязненной воды, являющейся по физической кондиции низкоактивными отходами. Суммарная активность твердых и

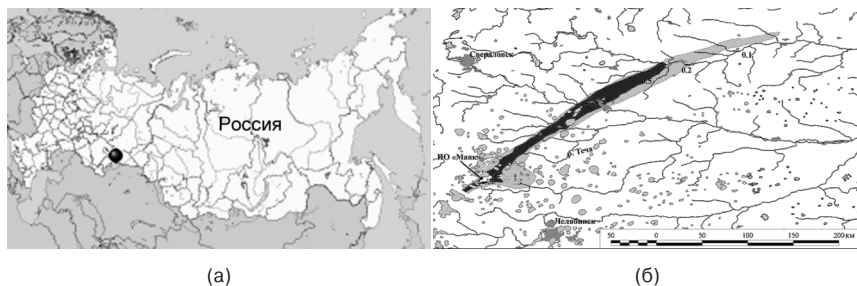


Рис. 8.7. Географическое расположение ПО «Маяк» (а) и карта-схема Восточно-Уральского следа радионуклидного загрязнения (б)

жидких радиоактивных отходов, накопленных в ходе деятельности ПО «Маяк», теперь достигает 10^9 Ки. Сосредоточение огромного количества радионуклидов, загрязнение поверхностных водоемов и возможность дальнейшего проникновения загрязненных подземных вод в открытую гидрографическую систему Иртыш-Обского бассейна создают исключительно высокую степень тотального влияния ионизирующих излучений на Южном Урале и в Западной Сибири – в центре Евразии.

§ 8.2. | ЛАТЕНТНЫЙ ТЕХНО-АНТРОПОГЕННЫЙ РАДИОТОКСИКОЗ БИОГЕОЦЕНОЗОВ

Многолетние систематические радионуклидные загрязнения одних и тех же территорий пагубно сказываются на флоре и фауне соответствующих ареалов.

Биогеоценоз (от греч. βίος — жизнь, γη — земля, κοινός — общий) представляет собой часть экосистемы, включающую сообщество живых организмов и тесно связанную с ним совокупность небиотических субстанций среды в пределах одной территории. Биоценоз представляет собой определенную биосистему, организмы которой (человек, животные, растения, грибы, микроорганизмы, почва) связаны между собой и заселяют определенный ареал. Термин «биоценоз» введен К.Мёбиусом (1877 г.), в рамках современной экологии он определяет функциональную подсистему отдельного *биогеоценоза*. Последовательно рассмотрим угрозы, которые возникают для различных биоценозов и биогеоценозов при различных способах радиоактивного техно-антропогенного вмешательства. Неумеренное и недалековидное систематическое использование материалов, содержащих радионуклиды минерального происхождения, является характерным для человеческой деятельности в период интенсификации производства продуктов массового потребления — особенно в последнее столетие. Техно-антропогенный *радиотоксикоз биоценозов* — наряду с инцидентными техногенными загрязнениями — является еще одним экологически опасным латентным источником ионизирующих излучений, пагубно влияющим не только на флору и фауну, но и на человека. Далее разъясним это подробнее.

Как известно, яды — это вещества, при физиологическом контакте

с которыми (посредством питания, дыхания, осязания и т.п.) даже в небольших относительно массы тела количествах, в организме нарушаются процессы жизнедеятельности. При взаимодействии радионуклидов с любым биологическим организмом образуются физиологические токсины — биологические яды (греч. τοξικός, toxikos — ядовитый). Механизм выработки *радиотоксинов* — в отличие от механизмов чисто химического характера — связан, в частности, с образованием под действием ионизирующих излучений химически активных свободных радикалов вследствие радиолиза жидкостей (прежде всего молекул воды), обычно присутствующих в большой доле (до 85%) в живом организме. Важно понять, что радионуклиды сами по себе не обязательно (если не участвуют в физиологических процессах) являются радиотоксинами, но при взаимодействии с организмом становятся таковыми или порождают их. Систематическое воздействие яда на отдельный биологический организм (или элемент организма) может повлечь постепенное отравление целого биоценоза. Токсикоз того или иного биоценоза представляет собой явление, способное повлечь серьезные системные экологические аномалии.

Рассмотрим экологически первостепенно-важное техно-антропогенное распространение в геобиоценозах *радионуклидов минерального происхождения*. Прежде всего, следует обратить внимание на минеральное органическое топливо, сжигание которого связано с многократным технологическим концентрированием радионуклидов и последующим их выбросом в окружающее пространство.

Известно, что в недрах Земли, которые продолжают осваиваться для добычи необходимого для эксплуатации ТЭС и других объектов промышленности минерального органического топлива, содержится большое количество радиоизотопов. Это обстоятельство обусловлено тем фактом, что практически все полезные ископаемые содержат примордиальные радионуклиды, извлекаемые на поверхность при добыче угля, нефти и газа.

В наибольшей степени изучена *радиоактивность ископаемых углей*. Удельная активность радионуклидных ингредиентов в углях различных месторождений различается в $10^2 \dots 10^3$ и более раз, хотя при усреднении данных по разным странам они становятся близкими друг к другу. В углях зафиксировано наличие следующих радионуклидов: ^{238}U , ^{234}U , ^{234}Th , ^{232}Th , ^{228}Th , ^{228}Ra , ^{228}Ac , ^{226}Ra , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{210}Pb , ^{210}Po , ^{208}Tl и ^{40}K . В таблице 8.3 приведены значения удельной активности радиоизотопов в углях месторождений

Таблица 8.3. | Удельная активность радиоизотопов
в каменноугольных породах

Страны	Удельная (массовая) активность, Бк/кг			Доля в мировом производстве
	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	
США	1...540	2...320	1...710	24 %
СНГ	в среднем 28	в среднем 25	в среднем 120	16%
Китай	в среднем 7	в среднем 16	в среднем 30	26 %
В целом по миру	в среднем 20	в среднем 20	в среднем 50	15...20 % (минимум)

Таблица 8.4. | Средние значения активности (по изотопам)
углей Уртуйского и Харанорского месторождений
Читинской области (Россия)

Месторождение угля	Удельная (массовая) активность, Бк/кг				
	^{238}U	^{226}Ra	^{232}Th	^{210}Po	^{40}K
Уртуйское	89	111	31	105	100
Харанорское	48	90	48	90	50

различных стран — основных добытчиков этого минерала в конце XX и начале XXI века.

Пределы вариаций удельной активности урана в месторождениях мира составляют 0,6...3600 Бк/кг, а при наличии в районах месторождений урановых аномалий — $(3,6...8,4) \cdot 10^4$ Бк/кг. Максимальные значения активности из-за содержания урана в угольных породах для разных стран сильно различаются: так в углях США это 245 Бк/кг, а в углях Швеции порядка 10^4 Бк/кг; в лучших сортах углей Донецкого каменно-угольного бассейна (Донбасса) и Кузнецкого каменно-угольного бассейна (Кузбасса) — до $1,2 \cdot 10^2$ Бк/кг.

Содержание изотопа радия ^{226}Ra в углях разных стран обуславливает следующее значения удельной активности: в угольных породах США (в среднем) 22 Бк/кг; Австралии — 30...48 Бк/кг; Германии (в среднем) — 26 Бк/кг; Чехии и Словакии — 4...13 Бк/кг; Польши — 2...35 Бк/кг. В этом

смысле «евроуголь» мало уступает углю американского и австралийского производства.

Радионуклидный состав угольных пород Восточного Донбасса (по данным анализа ограниченного числа проб) обеспечивает удельную активность: по изотопу урана ^{238}U — $(76 \pm 6 \text{ Бк/кг})$; по изотопу радия ^{226}Ra — $(34 \pm 4 \text{ Бк/кг})$; по изотопу ^{232}Th — $(21 \pm 2 \text{ Бк/кг})$; по изотопу ^{40}K — $(300 \pm 20 \text{ Бк/кг})$.

Наиболее детально изучена радиоактивность бурых углей Уртуйского месторождения (Читинская обл., Россия). Особенностью этих углей является высокое содержание изотопа ^{238}U и явное обогащение углей радием по отношению к урану, причем при росте содержания ^{238}U в углях коэффициент радиоактивного равновесия снижается от 300...500 % до 100...150 % (в среднем на 172 %). Содержание радиоизотопа ^{40}K возрастает с зольностью этого угля от 25 Бк/кг при зольности 3 % до 300 Бк/кг при зольности 35 %.

Средние значения активности (по изотопам) углей Уртуйского и Харанорского месторождений Читинской области, сжигаемых на ТЭЦ г. Краснокаменска (Россия), указаны в таблице 8.4. в качестве дидактического примера.

Видно, что во всех случаях имеет место нарушение радиоактивного равновесия в ряду ^{238}U — угли обогащены ^{226}Ra . В целом средние содержания ^{238}U в углях Уртуйского месторождения выше средних содержаний этого радионуклида в углях Донбасса, Кузбасса, Экибастуза, угольных шахт США.

Существенное значение имеет *радиоактивность продуктов сжигания углей* на тепловых электростанциях — золы и шлака. Она влияет как на радиационную обстановку в районах расположения объектов тепловой энергетики, так и на радиационное качество золошлаковых отходов, планомерно используемых в качестве сырья для производства применяемых повсеместно строительных материалов.

Среднемировые значения удельной активности радиоизотопов в летучей золе (работающих на угле предприятий), которая непрерывно распространяется воздушными массами в широких географических ареалах, приведены в таблице 8.5.

Коэффициенты концентрирования некоторых радиоизотопов в золе при сжигании угля имеют значения: для радионуклидов рядов ^{238}U и $^{232}\text{Th} \leq 6$; для ^{40}K — около 1. Особенно высокие коэффициенты концентрирования имеют место по радиоизотопам свинца ^{210}Pb и полония ^{210}Po . Это объясняется тем, что по сравнению с другими радиоизотопами, ^{210}Pb и

Таблица 8.5. Средние значения удельной активности радиоизотопов в летучей золе ТЭС

Удельная (массовая) активность, Бк/кг							
^{238}U	^{226}Ra	^{210}Pb	^{210}Po	^{232}Th	^{228}Th	^{228}Ra	^{40}K
200	240	930	1700	70	110	130	265

Таблица 8.6. Средние значения активности радиоизотопов в продуктах сгорания угля

Материал, страна	Удельная(массовая) активность, Бк/кг	
	^{226}Ra	^{40}K
Зола угольная		
США	140	700
Германия	215	—
Япония	215	—
Шлак		
США	166	960
Польша	160	640
Зола летучая (дымовые отходы)		
США	115	407
Польша	237	832
Венгрия	22...555	—
Австрия	—	518

^{210}Po при горении улетучиваются, а затем конденсируются в нижней части дымохода на наиболее мелких частицах летучей золы. Средние значения активности некоторых радиоизотопов в продуктах сгорания угля приведены в таблице 8.6.

Радионуклидный состав золошлаковых отходов Несветайской и Новочеркасской ГРЭС (Ростовская обл., Россия), работающих на углях Донбасса, представлен — в качестве примера — в табл. 8.7.

Таблица 8.7. | Значения удельной активности золошлаковых отходов от углей Донбасса

Удельная (массовая) активность, Бк/кг			
^{238}U	^{226}Ra	^{232}Th	^{40}K
10...380	32...129	30...78	526...1260
в среднем 163 ± 29	в среднем 97 ± 7	в среднем 60 ± 3	в среднем 935 ± 15

Таблица 8.8. | Значения удельной активности угля и золы по различным изотопам, содержащимся в углях

Материал	Удельная (массовая) активность, Бк/кг			
	^{238}U	^{226}Ra	^{232}Th	^{40}K
Уголь (1 сорт)	100...125	30...1105	22...330	4...200
	в среднем 110	в среднем 410	в среднем 150	в среднем 40
Зола	150...1120	26...130	925...1080	74...784
	в среднем 570	в среднем 410	в среднем 585	в среднем 690

Среднестатистически наибольшими в этом случае являются коэффициенты концентрирования в золошлаковых отходах радиоизотопов: для ^{210}Pb — 3,7; для ^{40}K — 3,1; для ^{226}Ra и ^{232}Th — 2,9. Меньшие значения коэффициентов концентрирования: для ^{238}U — 2,3 и для ^{234}Th — 1,8. Численные примеры значений удельной активности угля и золы по различным изотопам, содержащимся в потребительских углях 1 сорта Уртуйского и Харанорского месторождений Читинской области (Россия), показаны в табл. 8.8.

По некоторым литературным данным, при сжигании таких углей зола значительно обогащается радионуклидами — в первую очередь радием ^{226}Ra , торием ^{232}Th , полонием ^{210}Po и свинцом ^{210}Pb — соответственно, в 3,6...5,7; 3,2...5,5; 1,8...4,7 и 5,8...10,0 раз. Нелетучие компоненты радия и тория остаются при сжигании преимущественно в шлаках, летучие радиоизотопы ^{210}Po и ^{210}Pb практически в шлаках отсутствуют, но частично захватываются золой и, в основном, улетучиваются с дымовыми выбросами в ультрадисперсном состоянии. Удельная активность различных радиоизотопов в угле и зольном остатке (по осредненным данным) указана в таблице 8.9.

Таблица 8.9. Значения удельной активности
угля и золы по различным
изотопам, содержащимся в углях

^{238}U	9...31	56...185	70...370
^{234}U	19	92	160
^{232}Th	9...19	59	81...174
^{228}Ra	6...20	18...78	63...130
^{228}Th	1...20	56...81	15...130
^{226}Ra	7...25	20...166	85...281
^{210}Pb	10...26	21...185	52...1813
^{210}Po	41	13...185	196...466
^{40}K	26...130	230...962	233...740

Выбросы ТЭС, содержащие оксиды азота, серы, углерода и твердые вещества с повышенной радионуклидной концентрацией частично поступают в составе дыма в окружающую среду. Оксиды, легко взаимодействуя с водными парами атмосферы, образуют кислоты, химическое действие которых накладывается на радиоактивность изотопов ^{14}C , ^{35}S , ^{38}S , ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K и др., так что в составе шлаков золоотвалов, в зольной пыли и дыме многочисленные радиоизотопы и продукты их распада попадают в экосистему. Важно отметить, что радиоактивные выбросы ТЭС являются регулярными и постоянными — отнюдь не аварийными.

Радиоактивность других, кроме угля, видов органических материалов в количественном отношении изучена пока значительно меньше, имеющиеся в литературе данные по удельной активности урана, содержащегося в используемых видах органического топлива, сведены в табл. 8.10.

Отдельные месторождения минеральных топлив отличаются очень высоким содержанием урана — так, в нефти месторождений штата Техас (США) удельная активность по изотопу ^{238}U колеблется от порядка 10^3 до порядка 10^4 Бк/кг. Для природного газа наиболее существенное значение имеет содержание радона. Среднестатистическая удельная (объемная) активность по изотопу радона ^{222}Rn в природном газе — около 1000 Бк/м³. Вариации же активности из-за содержания в природном газе ^{222}Rn значительно шире: так, для 3-х месторождений Канады пределы

Таблица 8.10. | Удельная (массовая)
активность урана в различных
видах органического топлива

Органическое топливо, содержащее уран	Удельная (массовая) активность, Бк/кг
уголь	0,6...3600
уголь*	$(3,6...8,4) \cdot 10^4$
нефть	ср. 0,06
торф	0,6...3600
торф*	$(6...4,8) \cdot 10^4$

*) – для районов урановых аномалий

удельной активности составляют $1,5 \cdot 10^5 \dots 3 \cdot 10^7$ Бк/м³ при средних значениях $(2,3 \dots 17,5) \cdot 10^6$ Бк/м³. Максимальные значения удельной активности газа по ²²²Rn имеют место в скважинах — до $5,4 \cdot 10^7$ Бк/м³ для газовых месторождений трех штатов США (Техас, Канзас, Оклахома). Поскольку газообразный и жидкий радон флюоресцирует голубым светом, природный газ, учитывая значительное содержание в нем радона, на полном основании можно назвать «голубым топливом».

Обратим внимание на то, что заимствованные из литературных источников и приведенные выше численные данные по удельной объемной активности природного газа — ориентировочные, поскольку не связаны с массовыми показателями. Действительно, масса 1 м³ природного газа (в основном это метан CH₄) при нормальных условиях (температура 0 °С, давление 101325 Па) приблизительно составляет 0,72 кг — это легко определяется произведением количества молей $\nu = 1000$ л/22,4 л газа и его молярной массы $M = 16$ г/моль. В то же время, учитывая, что степень сжатия газа на головной газокompрессорной станции может быть различной (от 1,2...1,5 до 5...10 к концу эксплуатации скважины), а в магистральных газопроводах и газохранилищах давление составляет 15...150 Ат, масса 1 м³ природного газа может достигать десятков килограммов. Возможно, что отчасти по этим причинам числовые показатели *радиоактивности природного газа* варьируют в столь широких пределах.

Имеются особенности *радиоактивности нефти* и сопутствующих ей

пластовых вод: в результате распада содержащихся в нефти урана и тория постоянно образуются радионуклиды радия. В статическом состоянии нефть находится в природных «ловушках»: обмена радием между нефтью и подпирающими ее водами нет (кроме зоны контакта вода-нефть), и в результате избыток радия наличествует в нефти. При разработке месторождения пластовые и закачиваемые воды интенсивно поступают в нефтяные пласты, поверхность раздела вода-нефть резко увеличивается и в результате радий диффундирует в поток фильтрующихся вод. Удельная (объемная) активность воды от содержания в ней радия достигает в этой технологии 10^6 Бк/м³ при удельной активности от содержания его в безводной нефти около $2,8 \cdot 10^2$ Бк/м³. При повышенном содержании сульфатионов растворенные в воде радий и барий осаждаются в виде радиобарита $Ba(Ra)SO_4$, который осаждается на поверхности труб, арматуры и резервуаров. Объемная активность поступающей на поверхность водонефтяной смеси по ^{226}Ra — около 10 Бк/л, а по ^{228}Ra — 14 Бк/л. При этом нефтяные воды практически не содержат урана и тория, а типичная активность от содержания изотопов радия ^{226}Ra , радона ^{222}Rn , висмута ^{210}Bi и полония ^{210}Po составляет около 37 Бк/л.

После угля, нефти и газа наиболее значимыми для токсикоза биогеоценозов являются добываемые из недр Земли *радиоактивные фосфатные породы*, которые в геологии подразделяют на три типа. Рассмотрим их подробно, для понимания роли, которую они играют в процессах радионуклидной контаминации экологического пространства.

К первому типу фосфатных пород относятся осадочные породы. Таких пород в общем объеме производства — около 80 % (наиболее известные месторождения — в Марокко и США (шт. Флорида)). Ко второму типу относятся вулканические породы. Типичные месторождения этого типа — апатиты и фосфориты Кольского полуострова (Россия). К третьему типу относят фосфорсодержащие породы биологического происхождения. Примером такого типа пород является так называемые майкопские (по названию г. Майкоп) глины, выходы к поверхности которых широко распространены в Ставропольском крае, Калмыкии и на Востоке Ростовской области. Содержание радионуклидов ряда урана ^{238}U в фосфатных породах осадочного и биологического типа повышено. Типичные содержания ^{238}U в них соответствует массовой удельной активности около 1500 Бк/кг.

Одним из важнейших условий выживания биоценозов является вопрос производства продуктов питания, потребление которых в мире увеличивается. Для форсированного культивирования продуктов растительного происхождения необходимы эффективные способы сельскохозяйственного производства. Фосфаты к этому имеют прямое отношение. Причиной радионуклидного загрязнения и отравления культивируемых человеком территорий являются во многих случаях промышленные сельскохозяйственные технологии, предусматривающие использование различных минеральных удобрений. Известно, что в качестве агрохимических средств производства сельскохозяйственной продукции используются вносимые в почву фосфатные, азотно-фосфатные, калийные и фосфатно-калийные удобрения. Причины этого, конечно, понятны — потенциал плодородия почв оценивается по трем лимитирующим свойствам: почвенная кислотность, содержание подвижного фосфора и обменного калия. Скажем, искусственное увеличение потенциала продуктивности в 2 раза — за счет агрохимических добавок — повышает урожайность в сфере растениеводства примерно в 1,6...1,8 раза. Ясно, что стремление к коммерчески выгодному повышению урожайности часто приводит к переобогащению почвы названными выше удобрениями, но проблема заключается не только в химическом избытке тех или иных веществ (скажем, нитратов) — что само по себе, безусловно, вредно — в своем составе в большинстве случаев удобрения содержат радионуклиды. Не исключено, что добросовестные менеджеры и предприниматели, работающие в сфере аграрной деятельности, но плохо знакомые с технологиями производства удобрений и физическим генезисом ионизирующей радиации, даже понятия не имеют о радиоизотопном составе вносимых в почву веществ. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Исходным сырьем для производства фосфорсодержащих удобрений, служат *апатиты*, представляющие собой много лет систематически добываемые полезные ископаемые.

По химической структуре фосфатное сырье — скажем, добываемые на Кольском полуострове апатитовые руды — представляют собой фосфорнокислую известь с примесью кремнезема и хлористого кальция $Ca_5[PO_4]_3(F, Cl, OH)$. На горнорудно-обогачительных комбинатах из апатитовых руд с 15...18 % содержанием P_2O_5 получают апатитовый концентрат, который содержит уже до 39,4 % P_2O_5 , но кроме того — и значительное количество

радиоактивных примесей минерального происхождения (внимание!): радиоизотопы стронция, радия, свинца, полония. Содержание большого количества примесей в апатитовом концентрате обусловлено технологической схемой обогащения горнорудного сырья, которая довольно проста и включает в себя: первичное дробление руды, последующее ее измельчение и флотационное выделение продукта (на основе различной плавательной способности ингредиентов в воде). Никакой сепарации фосфорных соединений от радиоизотопов технология обогащения апатитов не предусматривает.

Далее апатитовый концентрат подвергается обезвоживанию — для отправки на заводы по производству фосфорных удобрений, например, суперфосфатов — смеси $\text{Ca}(\text{H}_2\text{PO}_4)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ и CaSO_4 — и множества других чрезвычайно разнообразных соединений солей и эфиров фосфорных кислот. На этапе производства удобрений технологическая схема получения конечного продукта также не предусматривает очистку химических соединений от радионуклидов. Внесение в почву произведенных таким способом добавок делает ее обогащенной не только важным для формирования растительной массы стабильным изотопом фосфора ^{31}P , но и различными его радиоизотопами от ^{28}P до ^{34}P (со значениями периода полураспада до 25 суток, а также (главное) — долгоживущими радиоизотопами урана ^{238}U , радия ^{226}Ra , тория ^{232}Th и калия ^{40}K . Разумеется, эти нуклиды (избирательно усваиваются корнями, ботвой (листьями) растений. На рис. 8.8 (а) светлые участки β -графики (в лучах испускаемых частиц) соответствуют повышенным концентрациям радионуклидов: фосфор ^{32}P сконцентрировался у стебля и в сосудистых частях листьев.

В этой связи с грустной улыбкой можно отметить, что название «апатиты» происходит от греческого слова ἀπατάω («аратао»), что означает «обманываю». Похоже, что — выращивая растительные продукты питания на фосфатных удобрениях — человечество обманывает само себя. Некоторые данные о радионуклидном составе и удельной активности фосфатных пород и активности в различного вида удобрений представлены в таблицах 8.11 и 8.12.

Рассмотрим пару простых дидактических примеров, связанных с Украиной. В последние годы доля применения в стране фосфорных удобрений от общего объема удобрений, вносимых в почву, составляет в среднем 25 %. Зададимся вопросом: если среднее количество фосфорных удобре-



(а)



(б)

Рис. 8.8. Радионуклиды в растениях
пищевого назначения:
(а) — распределение ^{32}P
листьях помидора;
(б, в) — без комментариев ☺



(в)

ний, используемых за один год — 1200 тыс. тонн, а массовая удельная активность рассматриваемого радиоизотопа (по фосфоритной муке) 400 Бк/кг, какова будет активность урана ^{238}U , попадающего ежегодно в поверхностный слой почвы удобряемой пашни?

Нетрудно определить: ежегодное внесение такого удобрения в почву будет означать ежегодное увеличение активности на $4,8 \cdot 10^{11}$ Бк. Заметим, что эта активность, учитывая период полураспада данного изотопа урана ($4,468 \cdot 10^9$ лет), будет снижаться естественным образом крайне незначительно (начальная активность одного грамма ^{238}U равна 12,5 КБк, а сколько граммов урана предварительно скопилось в поверхностном слое почвы в расчете на 1 га — точно не известно). При этом полновероятный распад нуклидов с излучением α -частиц (природный уран — 100 % α -излучатель

Таблица 8.11. | Удельная активность радионуклидов
в фосфатных породах

Радионуклиды	^{238}U	^{226}Ra	^{232}Th	^{40}K
Место добычи рудного сырья и массовая удельная активность руды, Бк/кг				
США	800...1900	1000...2100	< 59	< 48
	в среднем 1300	в среднем 1220		
Флорида	1625...2970	1625...2770	76...350	–
Арканзас	370	410	52	–
Айдахо	1850	1800	30	–
Монтана	1400	1500	25	–
Сев. Каролина	960	870	40	–
Южн. Каролина	4800	4800	78	–
Оклахома	300	370	30	–
Юта	150	150	20	–
Вайоминг	2300	2300	10	–
Марокко	1745	1745	36	–
Сенегал	1404	1404	76	–
Австралия	417	417	20	–
Территория постсоветского пространства (СНГ):				
Кольские апатиты	44...90	30...70	78...92	11...170
Кольские фосфориты	–	390	25	430
– фосфориты Вятско-Камского бассейна (Егорьевское месторождение)	176...416	176...426	12...123	–

Продолжение табл. 8.11

– фосфориты Прибалтийско- Ладожского бассейна (Кингисеппское месторождение)	150	150	120–	–
– фосфориты Центрального Кизилбашского бассейна	759	759	20	–
– фосфориты Каратаусского месторождения	166	166	16	–
– фосфоритное сырье Татарстана	220	220	46	–

с энергией частиц почти 4,27 МэВ) будет весьма продолжительным — как со стороны почвы, так и со стороны поверхностного пылевого покрытия.

Зададимся другим вопросом: какова привносимая за год активность калия ^{40}K , ежегодно добавляемого в почву в составе калийных удобрений? Учтем, что в калийных удобрениях на 1 г калия приходится активность 29,6 Бк (вспомним, что в природном калии радиоизотоп ^{40}K занимает долю 0,0118 %, а удельная активность этого изотопа приблизительно равна $2,5 \cdot 10^8$ Бк/кг). Среднегодовое внесение калийных удобрений в почву — 1,3 млн. тонн при содержании в удобрении калия около 40 %. Тогда, при внесении калийных удобрений в почву добавочная активность за один год приблизительно составит $1,6 \cdot 10^{13}$ Бк. Обратим внимание на то, что обычно удельная массовая активность калийных удобрений (смесей солей калия, магния с другими химическими соединениями) составляет 740...1500 Бк/кг, но удельная массовая активность изотопа калия ^{40}K в азотно-калиевых удобрениях европейского производства может достигать 5900 Бк/кг (см. табл. 8.12).

Согласно нормам радиационной безопасности, удельная активность естественных радиоизотопов в минеральных удобрениях и мелиорантах

Таблица 8.12. | Удельная активность радионуклидов
в минеральном сырье и удобрениях

Радионуклиды	^{238}U	^{230}Th	^{226}Ra	^{210}Pb	^{210}Po	^{232}Th	^{40}K
Происхождение фосфатов и их массовая удельная активность, Бк/кг							
– апатиты СНГ	–	–	30	25	30	60	100
– фосфориты СНГ	–	–	390	380	480	25	230
– концентрат после флотации (СНГ)	–	–	420	390	290	20	73
– фосфат из обезвоженной породы Германии	670	–	480	–	–	25	110
Производство фосфатных удобрений и их массовая удельная активность, Бк/кг							
– суперфосфат СНГ	–	–	110	300	150	44	120
– суперфосфат Германии	520	–	520	–	–	15	140
– суперфосфат США	740	670	790	–	–	20	–
– суперфосфат Бельгии	1100	–	910	–	–	<25	<180
– тройной суперфосфат Германии	800	–	230	–	–	44	52
– тройной суперфосфат США	2100	1800	780	–	–	48	–
– фосфорно-калиевые удобрения Германии	410	–	370	–	–	115	5900
– азотно-фосфорные удобрения Германии	920	–	310	–	–	30	41
– фосфат аммиачный СНГ	–	–	100	–	–	48	–
– нитрофосфат СНГ	–	–	850	870	920	10	–
– фосфат нитроаммоновый СНГ	–	–	–	–	15	30	–
– фосфат аммоновый США	2000	1800	20	–	–	63	–
– фосфат диаммоновый США	2300	2400	210	–	–	15	–

Продолжение табл. 8.12.

Производство азотисто-калиевых удобрений и их массовая удельная активность, Бк/кг							
Германия	440	–	270	–	–	15	5200
Бельгия	470	–	210	–	–	<15	5900
СНГ	–	–	–	15	20	54	1200

(веществах, улучшающих механические, физические, физико-химические и биологические свойства почв) должна подчиняться условию:

$$A_{U,Ra} + 1,2 \cdot A_{Th} \leq 1,9 \text{ КБк/кг}, \quad (8.6)$$

где $A_{U,Ra}$ и A_{Th} — значения удельной активности ^{238}U (или ^{226}Ra) и ^{232}Th (или ^{228}Th), которые находятся в равновесии с другими членами уранового и ториевого радиоактивных семейств. Требование (8.6) обычно соблюдается в технологиях производства удобрений, однако присутствие в удобрениях изотопа ^{40}K , который не учитывается в формуле (8.6), не позволяет обоснованно делать выводы об отсутствии экологической опасности тех или иных калий-содержащих (комбинированных) удобрений.

Различные фосфорные и калийные удобрения в ряде случаев могут использоваться для «подкормки» в целях ускорения роста и вызреваемости растений непищевого назначения, употребляемых человеком. К таким растениям относится, например, табак. Не секрет, что при выращивании табака используются фосфатные и другие удобрения, которые содержат уже рассмотренные выше радиоизотопы и продукты их распада, в частности — полоний ^{210}Po . В табачном дыме обнаруживается множество — присущих удобрениям и концентрируемых при сжигании — радиоизотопов, поэтому при регулярном табакокурении и вдыхании продуктов горения табака в организме со временем накапливается значительное количество радиоактивных компонентов, хотя очевидным источником радиоактивности табак назвать трудно. Аналогичные процессы отравления происходят при сжигании других продуктов растительного происхождения, не предназначенных для питания, но произрастающих на удобренных почвах.

При внесении удобрений и мелиорантов в почву, с распределением их

в определенном количестве по территории некоторой площади, они приобретают определенную поверхностную (приповерхностную) и объемно-массовую концентрации, которые определяют, соответственно, значения поверхностной и массовой удельных активностей почвы (измеряемых в единицах Бк/га и Бк/кг), как иллюстрирует табл. 8.13.

Таким образом, являются весьма настораживающими с точки зрения радиационной экологии результаты опубликованных исследований почвоведов, которые приводят такие данные. При использовании фосфатных удобрений из расчета 3,6...10,9 кг P_2O_5 на 1 га (в среднем 6,7 кг) — содержание ^{238}U в удобрениях в 5...50 раз выше, чем в обычной (некультивируемой) почве — при этом доля урана в сельскохозяйственных почвах неуклонно возрастает. Типичные содержания ^{226}Ra в фосфорных удобрениях дают удельную активность 74...1590 Бк/кг, ^{228}Th — 0,6...1620 Бк/кг. Суммарная удельная активность проб минеральных удобрений колеблется в пределах от 47,1 Бк/кг до 12225,4 Бк/кг, в том числе: для азотно-фосфорных и фосфорных удобрений — в пределах от 47,1 Бк/кг до 667,8 Бк/кг (по другим данным — от 44,3 Бк/кг до 4545,4 Бк/кг), для калийных удобрений — в пределах от 2470 Бк/кг до 6190 Бк/кг (для калиевой селитры верхняя граница диапазона в отдельных случаях достигает значения 12225,4 Бк/кг).

В сельскохозяйственном производстве, кроме удобрений, применяют и другие минеральные добавки — так называемое агрорудное сырье. Составляющие удельной активности урана и тория в этом сырье, а также их удельная эффективная (совместная) активность $A_{эфф} = A_U + 1,24 \cdot A_{Th}$, приведены, как пример, в табл. 8.14 по литературным данным для некоторых почв Восточно-Европейской равнины в бассейне рек Волги и Камы (Татарстан, Россия).

Следует иметь в виду, что *радионуклидная активность агроруд* может быть различной, в соответствии с этими различиями агроруды подразделяют на: высокоактивные (к ним относятся фосфаты), среднеактивные (к ним относятся фосфориты), низкоактивные (к ним относятся глауконитовые соли, сапропели, горючие сланцы) и чрезвычайно низкоактивные (к ним относятся карбонатные породы).

Внесение *радиоактивных удобрений и радиоактивного агрорудного сырья* в почву влечет систематическое пролонгированное перераспределение, накопление, концентрирование и усвоение *радионуклидов* при их движении

Таблица 8.13. | Активность почвы от внесения удобрений,
содержащих радиоизотопы

Удобрение	Внесение удобрений, кг/га	Поверхностная активность удобрений, Бк/га	Поверхностная активность почвы, Бк/га
Азотно-фосфорное удобрение	200-300	$(3,16...4,74) \cdot 10^4$	$(8,10...12,15) \cdot 10^{-3}$
Суперфосфат аммонизированный	400-300	$(1,32...1,98) \cdot 10^5$	$(3,38...5,08) \cdot 10^{-2}$
Моноаммонийфосфат	200-300	$(1,67...2,51) \cdot 10^4$	$(4,28...6,44) \cdot 10^{-3}$
Диаммонийфосфат	200-300	$(2,94...4,41) \cdot 10^4$	$(7,54...11,31) \cdot 10^{-3}$
Азотно-фосфорно-калийное удобрение	400-500	$(1,54...1,92) \cdot 10^6$	$(3,94...4,92) \cdot 10^{-1}$
Нитроаммофоска	500-600	$(1,93...2,31) \cdot 10^6$	$(4,95...5,92) \cdot 10^{-1}$
Фосфогипс	100-200	$(3,10...6,20) \cdot 10^4$	$(7,95...15,90) \cdot 10^{-3}$
Фосфорит сирийский	500-800	$(3,34...5,31) \cdot 10^5$	$(8,56...13,69) \cdot 10^{-2}$
Азотно-фосфорно-калийное удобрение	400-500	$(1,60...2,00) \cdot 10^6$	$(4,11...5,13) \cdot 10^{-1}$
Суперфосфат	400-600	$(1,23...1,89) \cdot 10^5$	$(3,23...4,85) \cdot 10^{-2}$
Суперфосфат	400-600	$(1,88...2,83) \cdot 10^4$	$(4,82...7,26) \cdot 10^{-3}$
Калиевая селитра	120-180	$(1,47...2,20) \cdot 10^6$	$(3,77...5,64) \cdot 10^{-1}$

по пищевым цепочкам «растение-животное-человек» в случае производства на удобряемых почвах и дальнейшего использования в животноводстве различных кормовых культур.

Заметим, что прямыми потребителями апатитовых концентратов являются не только производители аграрных удобрений, но и изготовители различных *пищевых добавок* в сфере животноводства (об этом можно подробно прочитать, например, в книге «Кормовые натуральные стимуляторы продуктивности свиней», выпущенную институтом свиноводства имени В.В. Квасницкого, г. Полтава, Украина). Кроме того, для кондиционирования кормов домашних животных в «прогрессивных» животноводческих технологиях может использоваться радон. Таким образом,

Таблица 8.14. | Удельная эффективная активность
агрорудного сырья

Материал	Массовая удельная (эффективная) активность, Бк/кг		
	по ^{238}U	по ^{232}Th	Общая $A_{\text{эф}}$
Фосфатное сырье	221	46	278,04
Глауконитовые пески	62	46	119,04
Горючие сланцы	151	35	194,4
Цеолиты	36	34	78,16
Карбонатные породы	22	12	36,88
Сапропели озерные	31	34	73,16
Сапропели водохранилищ	19	29	54,96

животноводство — один из магистральных путей контаминации и токсикоза биоценозов.

Кроме того, фосфаты, содержание радиоизотопов в которых рассмотрено выше, используются также в *синтетических моющих средствах* (для связывания ионов кальция и магния). Поэтому применение, в частности, стиральных порошков на фосфатной основе позволяет широким слоям населения — при ручной стирке или в результате недостаточного выполаскивания белья — вступать в осязаемый контакт с *радионуклидами*, содержащимися в *радиоактивных ингредиентах бытовых химтоваров*, минуя некоторые звенья радионуклидной контаминации.

Побочные продукты фосфатной индустрии и минеральное сырье применяют также при промышленном производстве *стройматериалов*, используемых для возведения жилья и производственных зданий. Средние значения удельной активности по ^{238}U , ^{232}Th , ^{226}Ra и ^{40}K в сырье для стройматериалов представлено в табл. 8.15.

Факт широкого и повсеместного применения в строительном деле известняка и гипса (алебастра) хорошо понятен даже непрофессионалам. Среди осадочных пород, применяемых в промышленном строительстве, наибольшей радиоактивностью обладают глинистые сланцы (особенно битумизированные, карбонатного и фосфатного типа) и фосфатные породы.

Таблица 8.15. | Установленная удельная массовая активность
в осадочных породах

Радио- нуклиды	Удельная активность, Бк/кг			
	^{238}U	^{232}Th	^{226}Ra	^{40}K
Известняки	11...148	3...22	–	31...372
	в среднем 30	в среднем 7		
Карбонатные породы	6...30	1,4...8,4	–	–
	в среднем 17	в среднем 4,6		
Карбонаты	18 ... 27	4 ... 8	15 ... 37	85 ... 92
Доломиты, сидериты	4 ... 43	1,2 ... 3,3	–	15,5 ... 81
	в среднем 14,8	в среднем 1,9		
Песчаник	3,6 ... 98	26 ... 120	26	34 ... 930
	в среднем 19	в среднем 12		в среднем 527
Алевриты	5,5 ... 22,1	6,8 ... 34,0	–	186 ... 620
	в среднем 14,8	в среднем 20		в среднем 311
Гипс, ангидрит	1,2	0,8	–	–
Глины, аргиллиты	42	48	–	–
Глины	36 ... 41	45 ... 49	–	718 ... 819
Глины квасцовые	≤ 3670	3,7 ... 6,3	2200	1070
Глины красные	11 ... 30	22 ... 96	420 ... 1720	–
	18 ... 37	30 ... 111		480 ... 1220
Глинистые сланцы	10 ... 1107	20 ... 68	15	186 ... 1270
	в среднем 49	в среднем 46		в среднем 840
Сланцы	44	45 ... 48	–	700

Первые могут характеризоваться массовой удельной активностью до 14760 Бк/кг по ^{238}U и до 80 Бк/кг по ^{232}Th , а вторые — до 3700 Бк/кг по ^{238}U и до 82 Бк/кг по ^{232}Th . Повышенной активностью отличаются некоторые глины, особенно квасцовые: их массовая удельная активность достигает 3670 Бк/кг по ^{238}U , 2200 Бк/кг — по ^{226}Ra и 1070 Бк/кг — по ^{40}K . По степени радионуклидной активности эти материалы подразделяют на 4 группы:

- 1) материалы низкой удельной активности (до 3,65 Бк/кг) — кварц, кальцит, доломит, сидерит, ангидрит, гипс, каменная соль;
- 2) материалы средней удельной активности (3,65...36,5 Бк/кг) — лимонит, барит, магнетит, турмалин, корунд, гранат, роговая оболочка;
- 3) материалы повышенной удельной активности (36,5 ...365 Бк/кг) — слюда, глины, полевые шпаты, калийные соли, апатиты, глаукониты, трапелы, каолин, гидрослюда, глинистый бентонит, обсидиан, сильвин;
- 4) материалы очень высокой удельной активности (> 365 Бк/кг) — циркон, монацит, ортит.

Соответственно этому различаются по степени радиоактивности и осадочные породы. *Пониженная радиоактивность* характерна для хемогенных отложений (ангидриты, гипсы, каменная соль), чистых песков, песчаников, известняков, доломитов. *Средняя радиоактивность* характерна для заглинизированных песков, песчаников, известняков и доломитов, алевроитов и мергелей, причем радиоактивность возрастает с ростом степени глинистости. *Повышенная радиоактивность* характерна для глин, глинистых сланцев, фосфоритов и калийных солей. Часто повышенной активностью обладают пески, песчаники и известняки, если они обогащены монацитовыми, глауконитовыми фракциями. Например, пески, обогащенные монацитом — $(\text{Ce}, \text{La}, \text{Nd}...)[\text{PO}_4] + \text{ThO}_2$ (до 10 % и более), Y_2O_3 (до 5 %), а также UO_2 (до 6,6 %) — известные как «черные пески», имеют довольно широкое распространение и часто используются не только в строительных технологиях, но и в пляжном варианте, — прибрежно-морские песчаные россыпи, тянутся на сотни километров вдоль берегов Индийского, Атлантического и Тихого океанов. Иногда повышенная радиоактивность осадочных пород связана с пластовыми водами хлоркальциевого и, особенно, сульфидно-кальциевого типа.

Эффективная удельная активность радионуклидов естественного

(минерального) происхождения, с учетом вкладов составляющих по различным ингредиентам, определяется многочленом:

$$A_{эфф} = A_{Ra} + 1,31 \cdot A_{Th} + 0,085 \cdot A_K, \quad (8.7)$$

где коэффициенты 1,31 и 0,085 — взвешивающие (весовые) коэффициенты для тория ^{232}Th и калия ^{40}K по отношению к радию ^{226}Ra — она контролируется в первой ступени производства строительных материалов. При этом согласно нормам радиационной безопасности, допускается использование такого сырья:

- в строительных материалах I класса — без ограничения во всех видах строительства, если $A_{эфф} \leq 370$ Бк/кг;
- в строительных материалах II класса — для промышленного строительства и для строительства дорог, если $A_{эфф} \leq 740$ Бк/кг;
- в строительных материалах III класса — для строительства подземных сооружений в населенных пунктах и для строительства наземных сооружений вне населенных пунктов (при условии, что длительное пребывание людей у этих сооружений исключено), если $A_{эфф} \leq 1350$ Бк/кг.

Также допускается использование строительных материалов, имеющих эстетическую ценность для внутреннего и внешнего декорирования объектов общественного назначения (за исключением детских учреждений), если $A_{эфф} \leq 3700$ Бк/кг — таким образом: то, что часто призвано радовать глаз (памятники, монументальный декор и т.п.), может стать (на законных основаниях) источником радиационной опасности.

Можно понять и то, что «каменные джунгли» крупных городов, где используются обладающие естественной активностью материалы, в общем случае могут обладать малым постоянным распределенным *радиационным воздействием*.

Рассмотрим также загрязнения радионуклидами биоценозов вследствие повсеместной добычи нефти и природного газа с учетом их совместного залегания с рассмотренными выше породами. Как установлено, глинистые сланцы, богатые ураном, часто сопутствуют нефтяным запасам. Концентрация природного урана в сланцах может достигать 1000 г/т и более. Залегающие ниже глинистых сланцев пористые песчаники содержат рассолы, в которых постепенно растворяется ^{226}Ra и его дочерние продукты. Затем эти продукты поступают в вышележащие нефтяные и газовые залежи и загрязняют их радионуклидами. Кроме того, имеет

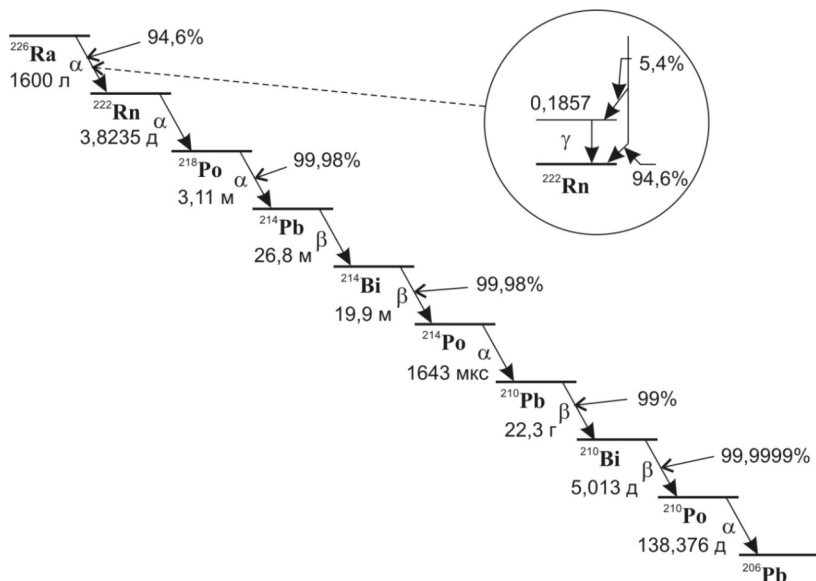


Рис. 8.9. Последовательность и характеристики распада радионуклидов, сопутствующих осадочным породам, нефтяным и газовым месторождениям.

место диффузия ^{222}Rn в нефтяные слои. Продукты распада ^{222}Rn характеризуются временем жизни, которое измеряется днями, минутами и секундами вплоть до изотопа свинца ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22,3$ года), за которым следует ^{210}Bi ($T_{1/2} = 5,013$ сут.) и ^{210}Po (138,376 сут.), наглядно это демонстрирует схема, представленная на рис. 8.9.

Все названные изотопы, как и материнские нуклиды радия, являются главными загрязнителями нефти, они могут осаждаться на стенках обсадных труб скважин и другого контактирующего с нефтью оборудования. Массовая удельная активность таких осадков может достигать $1,5 \cdot 10^7$ Бк/кг. Вклад и размеры привносимой годовой активности изотопа радия ^{226}Ra в различные виды радиоактивных загрязнений при добыче нефти иллюстрирует табл. 8.16.

Основной способ захоронения таких радиоактивных осадков на нефтяных и газовых промыслах во всех странах — затопление их в морских и океанических глубинах. Так, в Северном море, где месторождения нефти характеризуются сравнительно низкой активностью, по крайней

Таблица 8.16. | Активность ^{226}Ra и продуктов его распада, извлекаемых из недр вследствие добычи нефти

Активность ^{226}Ra и продуктов его распада, извлекаемых из недр вследствие добычи нефти	Активность ^{226}Ra в твердых отходах, накапливаемых за год		Активность ^{226}Ra в жидких отходах, накапливаемых за год	
тонн	ТБк	Ки	ТБк	Ки
4,33·10 ⁹	5,1...10,3	143...286	3...30	81...815

мере в 10 % скважин образуются осадки и «накипь» с активностью более 1000 Бк/г в количествах до 100 т в год (данные 1988 г.). Экстраполируя эти данные на нескольких тысяч скважин (работающих во всем мире), легко понять, что, с учетом их возросшей продуктивности, суммарный сброс радиоактивных отходов, содержащих ^{226}Ra и дочерние продукты его распада, достиг в 2000 г. количеств, характеризующихся активностью 3,6...7,2 ТБк (100...200 Ки) в течение года.

Неосажденные радионуклиды, находящиеся в нефтяных рассолах, тоже сбрасываются в моря и реки. По усредненным данным, удельная объемная активность сопутствующих рассолов при добыче нефти составляет 8800 Бк/м³ и достигает иногда максимальных значений 28600 Бк/м³. Удельная объемная активность попутно извлекаемых вод (например, в США) составляет 3700...41000 Бк/м³ по ^{224}Ra , около 64000 Бк/м³ по ^{226}Ra и 14800 Бк/м³ по ^{223}Ra . Известно, что в Северном море на 1 т добываемой сырой радиоактивной нефти приходится не менее 0,85 т сопутствующей радиоактивной воды. Если это отношение использовать для глобальной оценки, то при мировой нефтедобыче 3,0·10⁹ тонн/год (1988...2000 г.) количество извлеченной попутной воды составило 2,1·10⁹ т с активностью 2,1...21 ТБк по ^{226}Ra , а при нефтедобыче 4,3·10⁹ тонн/год (2011 г.) грубая оценка активности воды по этому радиоизотопу составляет 3...30 ТБк. Эти оценки могут быть сделаны, если исходить из того, что в первом квартале 2011 г. ежедневная добыча нефти в мире составляла 89 млн. баррелей — по данным Международного энергетического агентства (IEA). К этим оценкам следует добавить активность почти таких же количеств радия ^{224}Ra и радона ^{222}Rn .

Следует отметить, что большая часть нефтепродуктов (бензин, керосин, соляровое масло, мазут) в конечном счете, потребляются в основном путем их сжигания, с выбросами радионуклидов вместе с дымовыми отходами предприятий и выхлопными газами транспорта (автомобильного, авиационного, морского) — оснащенного двигателями внутреннего сгорания. Переход на использование газа в промышленной и транспортной сфере проблему отнюдь не решает: *радиоактивность природного газа*, извлекаемого из недр Земли, почти в 100 раз больше, чем нефти при равных массовых показателях. Так, в газе, добываемом на промыслах в Северном море, где содержание радона ^{222}Rn в 1 м^3 дает удельную объемную активность в пределах от 30 до 54 000 Бк/ м^3 , суммарная активность радона, получаемого с газом за год, составляет $1,5 \cdot 10^3$ ТБк ($3,95 \cdot 10^4$ Ки), и не следует забывать, что при этом в природном газе содержатся также радиоактивные продукты распада радона.

Понимание *латентных процессов радионуклидной контаминации* экологического пространства и *масштабов* техно-антропогенного загрязнения — как отдельных биоценозов, так и экосистемы в целом — помогает выяснить возможные пути и последствия влияния ионизирующей радиации на те или иные элементы экосистемы и, в конечном счете, определить степень опасности этих процессов для человеческого сообщества.

§ 8.3. | МИГРАЦИЯ РАДИОНУКЛИДОВ В ЭКОЛОГИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Миграция радионуклидов (от лат. *migratio* — перемещение) — это совокупность процессов, связанных с искусственным или естественным их перемещением в пространстве всеми физически возможными путями.

Искусственное перемещение радионуклидов определяется двумя антропогенными факторами: первый фактор — совершаемые людьми действия для осуществления тех или иных замыслов, второй фактор — нецелевое перемещение случайного характера. Целесообразные действия по перемещению радионуклидов могут определяться осуществлением таких технологий, как: добыча и переработка полезных ископаемых, поставки ядерного топлива на АЭС, доставка отработавшего ядерного топлива с промплощадок АЭС (к местам утилизации, хранения или захоронения), перемещение

радиоактивных отходов, передислокация вооружений, проведение ядерных взрывов, перевозка медицинского или исследовательского оборудования и материалов и др. К нецелевым перемещениям радионуклидов относятся движения загрязненного транспорта и антропогенные аварии содержащих источники ионизирующих излучений транспортных единиц, отвальная вспашка загрязненной радионуклидами почвы, бурение скважин, добыча полезных ископаемых, ошибочное употребление радиофармацевтических препаратов, курение табака и другие, на первый взгляд не связанные с движением радионуклидов действия.

Целевые перемещения радионуклидов человеком строго регламентированы и подчиняются определенным законам, нормам и правилам. Например, бедные урановые руды — перевозят в самосвалах и открытых вагонах, обогащенные руды — транспортируют в препятствующих воздушному рассеиванию пыли деревянных или металлических контейнерах, радиоактивные вещества, полученные методом выщелачивания — доставляют к месту назначения в цистернах. Поставки свежего ядерного топлива на АЭС осуществляются в контейнерах, транспортируемых в специальных вагонах или на специальных платформах, закрытых колпаком. Чтобы охарактеризовать опасность такого радиоактивного груза, скажем, что 2625 кг свежего топлива с обогащением 3 % имеет активность 1 Ки. Транспортировка отработавшего ядерного топлива с территории АЭС на дальние расстояния (если это необходимо) требует гораздо более строгих мер предосторожности — она осуществляется в составе отдельного грузового поезда с вагоном прикрытия и вагоном сопровождения на специально оснащенных платформах в особых контейнерах, выполненных из нержавеющей стали с системой автономной защиты из специально подобранных материалов, ведь в этом случае опасность перемещения этого радиоактивного груза характеризуется его удельной массовой активностью приблизительно 1 Ки на 1 грамм. Организованное перемещение радиоактивных грузов находится под контролем таможенных и правоохранительных органов, а также — специальных служб.

Естественное перемещение радионуклидов, как правило, определяется совокупностью пространственно-распределенных микро- и макро-процессов природного характера. Контролировать эти процессы сложно, и часто они составляют предмет научных исследований. К микро-процессам, приводящим к миграции радионуклидов, например, относятся: диффузия,

химические реакции, токи в электролитах. К макро-процессам, приводящим к миграции радионуклидов в пределах Земного пространства, например, относятся: перенос веществ воздушными атмосферными массами, водными течениями и гидрометеорами, извержения вулканов, литосферные осаднения и отложения в геологических структурах, биологические процессы усвоения и передачи радионуклидов представителями флоры и фауны.

На практике, естественная миграция радионуклидов носит смешанный и часто недетерминированный характер. С точки зрения безопасности человека, особое значение среди миграционных процессов такого рода имеют: перемещения воздушных масс, водные (наземные и подземные) течения, биохимические процессы в почве и растениях, пищевые цепочки в животном мире, миграция животных и пищевые цепочки в питании человека. Эти процессы изучаются в метеорологии, гидрологии, океанологии, почвоведении, биохимии, зоологии, физиологии человека и медицине, а также в других естественных науках и — в большинстве случаев — учитываются в хозяйственной деятельности человека.

Радиоактивность почвы, обусловленная внесением в нее удобрений, была охарактеризована в табл. 8.13. Другой источник поступления в почву радиоизотопов — приземный атмосферный слой. В свою очередь, в атмосферу радиоизотопы могут попадать за счет техногенных процессов, могут образовываться в верхних слоях атмосферы под действием космического излучения или могут путем эманации самой почвой (из поверхностных или глубоких литосферных слоев) диффундировать в нижние слои атмосферы и за счет конвективных процессов — затем поступать в средние и верхние слои. Кроме того, радионуклиды попадают в почву из наземных и подземных вод, а также — подземных газов (в основном радия ^{226}Ra , радона ^{222}Rn и дочерних продуктов распада).

Почва — самое емкое и инертное звено в цепи миграции радионуклидов в окружающей среде. Известно, что почвы некоторых территорий планеты обладают повышенной радиоактивностью. К таким территориям относятся некоторые районы Индии (штаты Керала и Тамилнад), Бразилии (штаты Эспириту-Сайбу, Рио-де-Жанейро, Минся-Жерайе и города Гуарарапи, Лиампа, Паус-ди-Калдас), некоторые регионы Италии (провинции Лацио и Кампанья) и другие. В планетарном масштабе — радионуклиды из районов с повышенной концентрацией мигрируют в районы с их пониженной концентрацией.

Основная концентрация радионуклидов, попавших в почву из воздушных масс, в первые десятилетия приходится на слой в несколько десятков сантиметров и при этом существенным образом определяется почвенным составом, климатическими условиями и нуклидным составом загрязнения. Так, например, для зоны отчуждения Чернобыльской АЭС, где преобладают необрабатываемые человеком дерново-подзолистые почвы, спустя 20 лет после аварийной контаминации почвенной поверхности радионуклидами толщина характерного слоя концентрации ^{137}Cs составляла около 10 см.

Растительный покров почв и режим их увлажнения очень влияет на характер вертикальной миграции радионуклидов в приповерхностном слое. Подмечено, например, существенное влияние обилия растительного покрова на содержание радиоизотопа свинца ^{210}Pb в почвах. Так, определено, что содержание ^{210}Pb минимально в суглинистых, лишенных растительности, почвах (удельная массовая активность среднестатистически равна 85 Бк/кг), при наличии развитого растительного покрова — содержание радионуклидов повышается (удельная массовая активность среднестатистически равна 320 Бк/кг), а при наличии мхов содержание радионуклидов в почве наиболее высокое (удельная массовая активность среднестатистически достигает 470 Бк/кг).

Для оценки процессов перехода радионуклидов из почвы или водной среды в растения в радиобиологии и радиоэкологии часто используются такие показатели, как *коэффициент биологического поглощения* и *коэффициент перехода*. Эти величины характеризуют изменение концентрации радионуклидов в результате их усвоения растениями, а в дальнейшем — и поедающими растения животными. Как пример, можно привести увеличение в сотни раз (по некоторым данным до 600 раз) концентрации ^{137}Cs при переходе нуклидов из почвы в некоторые растения лесистой местности. Этот изотоп интенсивно поглощается также водорослями, составляющими питание для рыб, поэтому биологическое *поглощение радионуклидов рыбами* приводит — согласно существующим в природе биологическим цепочкам — к многократной концентрации радионуклидов в процессе их миграции. В этой связи чрезвычайно важно знать географические ареалы произрастания флоры и обитания фауны для всестороннего изучения и учета действия цепочек «контаминанты-растение-животное-человек» в связи с *загрязнениями радионуклидами* тех или иных территорий (или напротив — в связи с *радиоэкологической чистотой* некоторых географических зон). Например, полезно знать,

что пищевое и лечебное растение «красника» (из семейства брусничных) произрастает только в Японии (не считая узкой прибрежной полосы в устье Амура), что рыба пангасиус («морской язык») обитает в Юго-Восточной Азии и питается водорослями в дельте реки Меконг, что рыба хариус живет только в Северном полушарии, что скумбрия ловится в основном — в Атлантическом океане и северных морях, что хамса зимует в Черном море, а нерестится в Азовском, и т.п. Перемещение радионуклидов возможно животными, рыбами, перелетными птицами, спорами и семенами растений.

Накоплением радионуклидов растениями можно в некоторой степени управлять. Это возможно осуществить, например, путем внесения в почву стабильных нуклидов тех изотопов химических веществ, которые потребляет растение (или их химических аналогов). Например, при подкормке растений кальцием и фосфором снижается накопление в них стронция (^{90}Sr), а при подкормке калием — снижается накопление цезия (^{137}Cs).

Надземная часть растений (или целое растение, если это водоросли) может поглощать радиоизотопы не только через корневую систему. Было установлено, что при наличии изотопов йода в воздушной или водной среде они через 90 часов оказывались поглощенными всеми органами растений в зоне заражения радионуклидами. Верхняя часть наземных растений способна адсорбировать (от лат. *ad* — на, при; *sorbeo* — поглощаю) до 50% осевших на листья и стебли радионуклидов.

В организм человека радионуклиды могут попасть: ингаляционным путем из атмосферного воздуха, с потреблением воды и пищи (растительного и животного происхождения), а также — через поры кожного покрова, через слизистые оболочки и открытые раны. Некоторая часть радионуклидов может образоваться непосредственно в теле человека (как и в любом другом физическом теле) в результате ядерных реакций активации под воздействием внешнего ионизирующего излучения.

Наиболее подвижны в атмосфере — и представляют угрозу в случае ингаляционного получения человеком радионуклидов — распространяющиеся атмосферным путем летучие радиоизотопы (третий, криптон ^{85}Kr и углерод ^{14}C и др.). Они могут накапливаться в атмосфере в течение длительного времени, перемещаться на большие расстояния, и обладают большой потенциальной возможностью проникновения в организм — в первую очередь, через органы дыхания.

По оценкам радиоэкологов в результате естественных и техногенных

процессов на Земле активность трития к началу XXI в. должна была составить около $1,7 \cdot 10^9$ Ки, и если верить этим оценкам, то распределенная по Земному шару активность в этом случае равна активности двух десятков полных отработавших кампанию топливных загрузок крупных (тепловой мощностью 3000 МВт) реакторов. Понятно, что перемещение этих радионуклидов в пространстве не является равномерным, хотя огромные воздушные и водные объемы окружающей среды делают концентрации трития относительно приемлемыми.

Для ограничения выхода криптона ^{85}Kr , который как и тритий трудно уловим в технологических процессах на АЭС, уже разработаны такие технологические приемы, как криогенная дистилляция, фтористо-углеродная и углеродная адсорбция. Выделенный ^{85}Kr может быть заключен в газгольдеры или связан в металлической матрице и затем — храниться до 150 лет (этого более, чем достаточно, учитывая немногим превышающий одно десятилетие период полураспада этого изотопа).

Ожидается, что и для радиоуглерода ^{14}C — циркулирующего в атмосфере, почве и водном пространстве Земли, а также легко проникающего в растения и снова выделяющегося растениями в атмосферу, а затем поступающего к человеку по пищевым цепочкам и прямым ингаляционным путем — тоже будут разработаны методы ограничения миграции и найдутся средства для его локализации. Принципиальная возможность низкотемпературной ректификации углерода позволяет надеяться, что такие методы и средства ограничения миграции радиоуглерода технически реализуемы.

Ряд радиоизотопов, в основном мигрирующих через пищевые цепочки — «почва-растение-человек», «почва-животное-человек», «почва-растение-животное-человек» — представляют собой большую угрозу с учетом возможности поступления радиоизотопов в организм человека с пищей. К ним относятся, в частности, рассмотренные выше радиоизотопы стронция и цезия. При анализе различных путей попадания радионуклидов в организм человека важно учитывать коэффициенты передачи радионуклидов по пищевым цепочкам, учитывая накопление критических химических элементов пищевыми растениями и используемыми в рационе питания продуктами животноводства. Например, известно, что *усвоение радиоизотопа ^{90}Sr разными сельскохозяйственными животными* можно характеризовать таким «рядом активности» (от большего усвоения — к меньшему): куры, овцы, козы, крупный рогатый скот. Концентрация этого изотопа в организмах живот-

ных более или менее одинакова. Становится понятно, употребление какого мяса — в условиях нарастания радионуклиной загрязненности — способствует поступлению радионуклидов в организм человека в большей степени, а употребление какого мяса — в меньшей степени.

При анализе содержания *радионуклидов в мясе*, следует учитывать, что некоторые радионуклиды мигрируют в организме животных неравномерно: так ^{137}Cs большей частью накапливается в мышечной части животного и внутренних органах. При этом и цезий, и стронций обнаруживаются в наиболее низких концентрациях (в несколько раз меньших по сравнению с другими тканями) в сале, то есть в жировых отложениях животного.

При употреблении молока и молочных продуктов — в пределах одного и того же вида животных — миграция различных радиоизотопов характеризуется разной интенсивностью. Так изотоп йода ^{131}I переходит в молоко интенсивнее изотопов цезия (^{137}Cs и ^{134}Cs) и изотопов стронция (^{89}Sr и ^{90}Sr), а интенсивность перехода рутения ^{103}Ru — меньше, чем стронция; интенсивность перехода радиоизотопа церия ^{141}Ce — еще меньше, чем рутения. Обычно удельная объемная активность этих *радионуклидов в молоке* составляет в расчете на 1 литр 0,05 % от суточного поступления радионуклидов с кормами животного. При изготовлении из молока творога, брынзы и твердых сыров концентрация нуклидов в конечном продукте возрастает в 5-6 раз (соответственно, в отбрасываемой сыворотке эта концентрация в такое же количество раз снижается).

По данным института гидробиологии НАН Украины, института зоологии НАН Украины и Чернобыльского радиоцентра МЧС Украины, исследование цепочек миграции радионуклидов в системе «водоем-рыба» показало, что при увеличении концентрации ^{90}Sr в воде в 2 раза — состав этого изотопа в рыбе увеличивается в 5-6 раз. При этом увеличение концентрации радионуклидов — как ^{90}Sr (накапливающегося в костях, плавниках и голове рыбы), так и ^{137}Cs (накапливающегося в мышцах рыбы) в тканях хищных рыб происходит медленнее. Усвоение радиоизотопа ^{90}Sr разными рыбами можно характеризовать таким «рядом активности» (от большего усвоения — к меньшему): чехонь, лещ, карась, плотва, линь, окунь, сом, судак, щука. Усвоение рыбами радиоизотопа ^{137}Cs убывает в такой последовательности: сом, чехонь, окунь, щука, судак, плотва, карась, линь, лещ.

Понятно, что мясо, рыба, молочные продукты и растительные продукты питания способствуют целенаправленному перемещению в организм человека вместе с питательными веществами и радионуклидов — далее мигри-

рующих уже в организме человека, а после их выведения — за его пределами. Вопросы миграции радионуклидов в тканях и органах человеческого организма изложены отдельно в главе 9 (§ 9.4) — при рассмотрении особенностей радиобиологических эффектов.

В конечном счете, мигрирующие радионуклиды осаждаются в придонных слоях водоемов, в почве и минералах — в результате отмирания биологических объектов и рассредоточения составлявших их химических элементов в экологическом пространстве Земли.

Количественный контроль (сравнительная оценка) и мониторинг накопления и миграции радионуклидов в экологическом пространстве (хронологическое наблюдение) могут быть основаны только на численном анализе характеристик радиационных полей, создаваемых радионуклидами.

§ 8.4. | КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ОТКРЫТЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

Количественные оценки того или иного физического явления всегда основаны на определении меры его воздействия на тот или иной объект. В физике для определения мер воздействия используются физические величины, которые могут быть измерены. Измерение величины — это опытное сравнение фактического воздействия с некоторым эталонным воздействием, условно принятым за единицу.

Открытые *радиационные поля* — ничем не ограниченное пространственное распространение излучений вокруг радионуклидов — являются посредниками воздействий радионуклидов на живую и неживую материю и подлежат количественным оценкам для определения меры риска во всех случаях, когда воздействия ионизирующих излучений могут представлять прямую или косвенную угрозу. В практике научных исследований количественным оценкам с использованием физических величин подлежат также радиационные поля, не представляющие опасности. Поясним: термин «радиационное поле» включает в себя, как часть, понятие «поле ионизирующего излучения», но является более широким — если учесть, например, радиационные поля, образуемые нейтрино, не приводящие к ионизации, но тоже требующие количественной оценки.

Самые первые исследования радиационных явлений, связанных с изучением рентгеновских излучений (1895...1898 гг.), показали, что облучение воздуха делает последний электропроводящим за счет образования в нем ионов. Было установлено, что дозированная экспозиция в рентгеновских лучах самых разных веществ приводит к их ионизации. Самое существенное явление в этом процессе — ионизацию — нужно было оценить количественно. Тогда была введена величина, названная — *экспозиционная доза*, за единицу которой была принята порция (греч. *dosis* — порция) излучения, способствующая образованию $2,083 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 воздуха при 760 мм. рт. ст. и 0°C (то есть при нормальных условиях) или — с учетом, что при данных условиях плотность воздуха составляет $1,293 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ — $1,61 \cdot 10^{12}$ пар ионов в 1 г воздуха. Образование указанного числа ионов в одном грамме воздуха эквивалентно созданию электрического заряда $2,57976 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}$ (или $2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}$ в 1 кг воздуха).

Эта единица экспозиционной дозы, несмотря на возражения В.К.Рёнтгена, по предложению Рудольфа Альберта фон Кёлликера была названа *рентген* (roentgen) — в краткой записи Р (R), и спустя годы была принята как общеупотребимая. На Втором международном конгрессе радиологов (1928 г.), спустя пять лет после смерти Рёнтгена, в память о выдающемся ученом было принято решение официально определить, что, $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ (точно). Обратный пересчет позволяет получить приблизительное соотношение: $1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}$. Впоследствии экспозиционная доза и единицы ее измерения стали использоваться также при оценках воздействия γ -излучения на воздушную среду.

Таким образом, изначально введенная физическая величина приобрела полное название *экспозиционная доза фотонного излучения* («экспозиционная доза» — краткий вариант названия) и стала рассматриваться как отношение суммарного заряда всех ионов одного знака, созданного в некотором объеме сухого воздуха, к массе воздуха в этом объеме (при условии, что заряженные частицы этот объем не покидают). В СИ экспозиционная доза фотонного (электромагнитного) излучения имеет единицы размерности «кулон на килограмм», в краткой записи — Кл/кг, но внесистемная единица рентген (Р) продолжала по-прежнему использоваться в практике измерений, и до сих пор встречается в научной и учебной литературе. Для оценки скорости ионизации вещества была введена величина *мощности экспозиционной дозы*, единицами размерности которой

были определены: «кулон-на-килограмм-в-секунду», в краткой записи — Кл/(кг·с) и в качестве несистемных единиц — «рентген в секунду», «рентген в час», «миллирентген в час» и т.д.

Измерение экспозиционной дозы фотонного излучения по его способности ионизировать воздух потребовало установить *эквивалент энергетического воздействия* ионизирующего излучения на сухую воздушную среду. На этом основании была введена также величина, получившая название *физическая доза*, которая характеризовала энергию, затрачиваемую на ионизацию воздуха. Если принять среднюю энергию образования 1 пары ионов в воздухе равной 33,8 эВ, то *физический эквивалент рентгена (фэр)* — в международном варианте «roentgen equivalent physical» (rep) — определяется значением 8,77 Дж/кг, но в практических расчетах часто принимается 1 фэр = $8,5 \cdot 10^{-3}$ Дж/кг, а физический эквивалент кулона на килограмм (не имеющий специального обозначения) приравнивается к 33 Дж/кг. Физическая доза и единицы ее измерения долгое время использовались (прежде всего, в медицине) для оценки воздействия сначала электромагнитных, а затем — и некоторых корпускулярных излучений (например, β -лучей) в воздушных и некоторых других средах.

Величины связи мощности экспозиционной дозы с характеристиками ионизационных полей на некотором удалении от источника заданной активности — *ионизационная постоянная* и *гамма-эквивалент* препарата — будут пояснены отдельно, в контексте рассмотрения вопросов взаимодействия ионизирующих излучений с веществом (§ 9.5, гл.9).

Для количественной оценки падающего корпускулярного излучения была введена величина *флюенс* (англ. *fluens* — покрытие), равная отношению числа частиц к площади облучаемой поверхности, единица этой величины — «частиц-на-метр-квадратный», в краткой записи — част./м². Для электромагнитных (фотонных) излучений аналогом флюенса является *энергетическая экспозиция* (лучистая экспозиция), единица которой (СИ) — «джоуль-на-метр-квадратный», в краткой записи — Дж/м².

Наряду с названными физическими величинами также получили распространение: *поток частиц* и *плотность потока частиц* — единицами этих величин в СИ, соответственно, являются: «частиц в секунду», в краткой записи — част./с, и «частиц-на-метр-квадратный-в-секунду», в краткой записи — част./м²·с. Если частицы движутся в одном направлении (мононаправленный пучок), то *поток частиц* в этом случае совпадает с *током частиц*. В других

направлениях ток будет изменяться как косинус угла между данным направлением и пучком. В общем случае, изучение процессов, происходящих на поверхности, связывают с флюенсом и (иногда) с током частиц, а изучение объемных явлений — с потоком и плотностью потока частиц. Для распространения этих понятий на фотонные излучения могут использоваться дополнительные величины: *поток энергии* (поток излучения) и *плотность потока энергии* (плотность потока излучения), единицами которых в СИ служат, соответственно: «джоуль-в-секунду», в краткой записи — Дж/с, и «джоуль-на-метр-квадратный-в-секунду», в краткой записи — Дж/(м²·с).

Очевидно, что по физическому смыслу поток энергии (поток излучения) совпадает с понятием *мощности излучения*, а плотность потока энергии — с понятием *поверхностной плотности потока излучения*, которые были известны в физике еще до открытия ионизирующих излучений и использовались в метрологии излучений света. Если единичная площадь поверхности, на которую падает излучение (сквозь которую проходит поток) расположена перпендикулярно пучку (направлению распространения излучения), то плотность потока энергии может быть названа *интенсивностью излучения* (не путать с мощностью излучения!).

В процессе контроля (сравнения с уставками) измеряемых при помощи приборов дозиметрических величин и в процессе мониторинга (наблюдения тенденций изменения результатов измерений) могут использоваться любые физические величины и единицы измерений, дающие возможность количественно оценивать явления и процессы, но не все величины являются нормируемыми и поэтому не все величины рекомендуются к использованию.

Из всех рассмотренных выше физических величин ни одна не является нормируемой, что не умаляет, однако, их значимости. Добавим, что вольное использование названий физических величин в *дозиметрии* не допустимо, ведь за каждым названием — определенный (подразумеваемый) физический смысл количественной оценки явления. Дозиметрические величины, связанные с проникновением излучений в вещество (когда радиационные поля перестают быть открытыми), рассмотрены отдельно, в главе 9 (§ 9.5).

В завершение этого параграфа и данной главы, отметим, что некоторые радиационные поля, в которых мы существуем, — например, нейтринные, в отличие от ионизационных полей, всегда остаются открытыми (вездесущими), но с точки зрения контаминации экологического пространства они — исходя из современного уровня знаний — интереса не представляют.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 8

1. Как понимать термин «экологический риск» и как он связан с ионизирующей радиацией?
2. Все ли экологические риски, связанные с ионизирующей радиацией, становятся фактическими?
3. Что такое контаминация экосистемы радионуклидами?
4. Способствуют ли техногенные процессы фактической контаминации экологического пространства радионуклидами или они только создают риски загрязнения?
5. Какие процессы, кроме техногенных, становятся причиной радиационного загрязнения жизненного пространства обитания человека?
6. Что такое радиационные инциденты и радиационные аварии?
7. Является ли поступление радионуклидов из недр Земли исключительно техногенным процессом?
8. Предусмотрены ли технологически выбросы радионуклидов на АЭС в составе отходов производства?
9. Предусмотрены ли технологически выбросы радионуклидов в составе дымовых отходов предприятий, сжигающих органическое топливо?
10. Случались ли в истории экстраординарные инциденты и аварии, связанные с выбросом АЭС радионуклидов?
11. Расскажите о INES — международной шкале ядерных событий.
12. Какие аварийные события в истории мировой ядерной индустрии имели наивысший статус радиационных аварий?
13. Каковы были причины аварии на Чернобыльской АЭС (Украина)?
14. Какие уроки следует извлечь из Чернобыльской трагедии?
15. Каковы были причины аварии на АЭС Фукусима-1 (Япония)?
16. Какие уроки следует извлечь из трагедии Фукусимы?
17. Охарактеризуйте с точки зрения радиоэкологии топливную загрузку активной зоны реактора.
18. Приведите примеры значений активности топливных загрузок активных зон ядерных реакторов.
19. Каков нуклидный состав активной зоны ядерного реактора?

20. Какие радиоизотопы были выброшены в открытое пространство при разгерметизации аварийных реакторов?
21. Опишите географию радионуклидной контаминации пространства в результате известных аварий 7-го уровня по шкале INES на АЭС.
22. Какую роль играют пароциркониевые реакции в развитии радиационных аварий на АЭС?
23. Сравните загрязнения территорий при авариях на АЭС и при испытаниях ядерного оружия.
24. Расскажите об испытаниях на планете ядерного оружия.
25. Все ли страны придерживались международных договоренностей после политического моратория на ядерные взрывы?
26. Какие территории Земли оказались наиболее загрязненными в результате испытаний ядерного оружия?
27. Какими радионуклидами загрязняется окружающая среда в результате ядерных взрывов и аварийных инцидентов на объектах ядерной промышленности?
28. Поясните классификацию промышленных радиоактивных отходов.
29. Расскажите об инцидентах на радиохимических перерабатывающих предприятиях.
30. Поясните проблему загрязнения экосистемы радионуклидами промышленного происхождения на примере перерабатывающего радиохимического комбината ПО «Маяк» (Россия).
31. Расскажите о Кыштымской экологической трагедии.
32. Какова географическая дислокация Восточно-Уральского следа радионуклидного загрязнения?
33. Что такое биоценоз?
34. Что такое токсикоз биоценозов?
35. Каким образом осуществляется токсикоз биоценозов?
36. Расскажите о загрязнении и отравлении радионуклидами биоценозов, приведите примеры.
37. Характеризуется ли загрязнением радионуклидами добыча полезных ископаемых?
38. Расскажите о радиоактивности ископаемых углей.
39. Какие радиоизотопы содержатся в угольных породах?

40. Какова удельная активность радионуклидов, содержащихся в каменном угле?
41. Расскажите о содержании радиоизотопов урана в каменном угле.
42. Расскажите о содержании радиоизотопов тория в каменном угле.
43. Расскажите о содержании радиоизотопов калия в каменном угле.
44. Расскажите о содержании радиоизотопов радия в каменном угле.
45. Расскажите о содержании радиоизотопов свинца в каменном угле.
46. Расскажите о содержании радиоизотопов полония в каменном угле.
47. Расскажите о радиоактивности продуктов сжигания различных пород угля.
48. Как понимать термин «золошлаковые отходы» ТЭС?
49. Каков радионуклидный состав золошлаковых отходов ТЭС?
50. Приведите числовые примеры коэффициентов концентрирования радионуклидов в золошлаковых отходах ТЭС.
51. Сравните значения удельной активности европейских и американских углей по изотопу ^{226}Ra .
52. Сравните значения удельной активности европейских и американских дымовых отходов по изотопу ^{226}Ra .
53. Почему радиоизотоп ^{226}Ra , содержащийся в зольных и дымовых отходах, требует экологического контроля?
54. Сравните значения удельной активности урана в угле, торфе и нефти.
55. Каков порядок значений удельной активности нефти Техаса от изотопа урана ^{238}U ?
56. Какова среднестатистическая удельная активность по изотопу радона ^{222}Rn в добываемом природном газе?
57. Где географически расположены газовые месторождения с активностью от ^{222}Rn свыше 50 млн. Бк/м³?
58. Что происходит с радоном при сгорании природного газа?
59. Каковы особенности радиоактивности нефти?
60. Сравните активность урановой руды и природного газа.
61. Что такое минеральные фосфаты?
62. Свойственна ли радиоактивность фосфатным породам?
63. Как используются фосфаты в хозяйственной деятельности людей?

64. Что такое фосфатные удобрения?
65. Для чего используются фосфатные удобрения?
66. Какие радионуклиды содержатся в фосфатных удобрениях?
67. Приведите числовые примеры удельной активности радионуклидов в различных фосфорных удобрениях.
68. Приведите примеры сельскохозяйственного токсикоза биоценозов удобрениями, содержащими радиоизотопы.
69. Используются ли удобрения, содержащие радионуклиды, для производства растений непищевого применения?
70. Что такое агрорудное сырье и где оно применяется?
71. Какие радионуклиды могут содержаться в листьях табака?
72. Чем опасно табакокурение, кроме биохимического действия никотина?
73. Почему курение табака может оказаться канцерогенным?
74. Нормируется ли использование удобрений, исходя из их радиотоксичности?
75. Все ли факторы радиотоксичности учтены при нормировании использования сельскохозяйственных удобрений?
76. Применяются ли фосфаты и отходы фосфатного производства в производстве средств бытовой химии и в строительной промышленности?
77. Какие стройматериалы могут быть загрязнены радионуклидами?
78. Какие стройматериалы наиболее опасны вследствие их радиоактивности?
79. Каким образом загрязняется акватория мирового океана?
80. Что такое миграция радионуклидов в пространстве, можно ли ее отслеживать?
81. Расскажите о перемещении радионуклидов с воздушными массами.
82. Расскажите о миграции радионуклидов в системе «почва-растение».
83. Расскажите о концентрации радионуклидов млекопитающими животными и рыбами.
84. Почему контроль параметров контаминации и мониторинг процессов контаминации должны иметь численный характер?

85. Какие физические величины могут использоваться для численных оценок процессов загрязнения пространства радионуклидами?
86. Связана ли величина активности радиоизотопного источника с характеристиками ионизирующего излучения?
87. Что такое экспозиционная доза фотонного излучения, что она характеризует?
88. Что такое мощность экспозиционной дозы, каков ее физический смысл?
89. В каких единицах СИ измеряется экспозиционная доза?
90. К каких единицах СИ измеряется мощность экспозиционной дозы?
91. Какие внесистемные единицы экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы используются?
92. Объясните физический смысл внесистемной единицы фотонного излучения «рентген».
93. Дайте определение величины физической дозы. Каковы единицы размерности физической дозы?
94. Каков физический смысл единицы фэр — «физический эквивалент рентгена»?
95. Что такое флюенс частиц падающего излучения и в каких единицах измеряется эта физическая величина?
96. Что такое мощность излучения и каковы единицы размерности этой физической величины?
97. Какая физическая величина называется потоком энергии и каковы единицы размерности этой физической величины?
98. Что такое плотность потока энергии и каковы единицы размерности этой физической величины?
99. Что такое энергетическая экспозиция излучения и каковы единицы размерности этой физической величины?
100. Чем отличается контроль радиоактивной контаминации от радиоэкологического мониторинга?

Дидактический этюд

Математика дает возможность оценить то, что мы не в состоянии почувствовать.

Физика дает возможность понять то, что доступно материальному восприятию.

Биология дает возможность выяснить отличия живой материи от неживой.

Техническая наука позволяет все эти возможности реализовать.

Познание влияния ионизирующих излучений на вещество – без развития различных наук – оказалось бы невозможным...

ГЛАВА 9

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Распространение в окружающем пространстве радиационных полей — и путем излучения, и вследствие миграции источников ионизирующей радиации — приводит к взаимодействию ионизирующих излучений с окружающей материей. Как известно, материя существует в виде вещества и поля. Взаимодействие с материей, существующей в виде электромагнитного поля, присуще только электрически заряженным частицам. Взаимодействие с материей, существующей в виде вещества, присуще всем видам ионизирующих излучений. По этой причине, а также потому, что доступный нашему восприятию мир в основном имеет вещественную структуру, в контексте рассматриваемых вопросов главный интерес представляет такой вид материи, как вещество.

Хотя с веществом взаимодействуют все ионизирующие излучения, физические механизмы этого взаимодействия в зависимости от вида излучения различны. Ионизация вещества заряженными частицами является прямой, поскольку связана с удалением из атома орбитальных электронов вследствие непосредственного действия попадающих в него частиц. Ионизация вещества фотонами и нейтронами — косвенная, поскольку действие излучений, свободных от электрического заряда, является опосредованным, передающимся через образование промежуточных заряженных частиц. Система изложения вопросов данной главы ориентирована на отдельное рассмотрение эффектов непосредственной (прямой) ионизации атомов вещества и эффектов косвенной (опосредованной) ионизации. Основной практический интерес при изучении эффектов взаимодействия ионизирующих излучений с веществом связан с выяснением механизмов ионизации атомов веществ и характера возникающих в связи с этим последствий.

Прямая ионизация излучениями металлов и электролитов (растворов и расплавов кислот, солей и щелочей) не представляет практического интереса — если только не принимать во внимание превращения атомных ядер — поскольку в этих веществах наличествуют и так в избытке свободные электроны и свободные ионы. В неметаллических (органических и неорганических) веществах разделение нейтральных атомов на несвязанные ионы и электроны может привести к существенным изменениям. Например, в веществах с ковалентными химическими связями (то есть

в большинстве жидкостей и газов, а также в органических веществах) в результате ионизации разрушаются связи, определяющие физические и химические свойства этих веществ.

Изучение воздействия ионизирующих излучений на вещества неживой природы важно для понимания возможностей использования этих веществ человеком.

Взаимодействие ионизирующих излучений с биологическими тканями и органами имеет свои жизненно важные особенности на молекулярном и более высоком уровнях, но на атомном уровне — ничем не отличается от взаимодействия с неживой материей. Рассмотрение воздействия ионизирующих излучений на высокоорганизованное вещество — на организм человека — тоже включено в материал данной главы. Изложение вопросов влияния ионизирующих излучений на те или иные биологические объекты важно для понимания физической сути опасности, которую ионизирующие излучения представляют для человека и других представителей живой материи.

Без понимания физической сущности взаимодействия ионизирующих излучений с веществом проработка вопросов защиты от ионизирующих излучений, изложенных в следующей главе, была бы в определенной мере нелогичной, если не бессмысленной.

Для основательного понимания материала данной главы особо значимую референтную роль играют главы 1-6.

§ 9.1. | ИОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Непосредственная (прямая) ионизация атомов вещества со стороны ионизирующего излучения возможна, если излучение представлено частицами, которые являются переносчиками электрического заряда: α -частицами, β -частицами, протонами, кластерами частиц, тяжелыми ионами и их групповыми образованиями. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, в первую очередь взаимодействуя с атомными электронами, во вторую очередь — с атомными ядрами.

Работа, выполняемая ионизирующим излучением, проникшим в вещество и распространяющимся в веществе, зависит от энергии заряженных

частиц, составляющих излучение. Эта энергия определяется электрическим зарядом частиц, их массой и их скоростью перед входением в вещество. Энергия, отдаваемая излучением, идет не только на прямую ионизацию атомов вещества (на отрыв электронов от атомов), но и на изменение кинетической энергии нейтральных атомов или ионов вещества, а также на изменение потенциальной энергии атомов или ионов вещества — за счет их перегруппировки. Кроме того, вследствие движения заряженных частиц излучения, хотя во многих случаях и маловероятно, но возможно непосредственное их столкновение с ядрами атомов. В этом процессе столкновение отдельной частицы, налетающей на атомное ядро, может оказаться упругим или неупругим, и в последнем случае захват ядром частицы может привести к ядерной реакции. Примерами таких ядерных реакций, в которых в роли реагента выступает заряженная частица, являются (α, n) и (p, n) -реакции. Понятно, что относительно большая масса частиц и высокие скорости облегчают их проникновение сквозь электронные облака атомов. Поэтому к ядерным реакциям приводит взаимодействие вещества в основном с тяжелыми частицами — которые сами могут быть ядрами в других условиях — 1H , 2He и т.д., но запрета на захват ядрами атомов легких заряженных частиц (электронов, позитронов) нет. Что касается электронов — феномен электронного захвата хорошо известен, что касается позитрона — его проникновению в ядро просто мешают электронные облака атомов (где позитрону уготована аннигиляция) и кулоновское отталкивание атомного ядра при скоростях, отличных от релятивистских.

Как известно, и ядерные реакции, и электронный захват — как правило, становятся причиной возникновения вторичного ионизирующего излучения, которое может, в свою очередь, приводить как к непосредственной, так и к косвенной ионизации вещества. Вторичные излучения являются не обязательно ядерными, к тому же — в контексте рассмотрения непосредственной ионизации атомов вещества — выступают побочным продуктом процесса, однако следует понимать, что первичные и вторичные эффекты (ядерные и неядерные) при распространении поглощаемого веществом ионизирующего излучения физически неотделимы друг от друга.

Проходя через вещество, всякая заряженная частица совершает множество соударений и электростатических взаимодействий, постепенно теряя энергию. Этот процесс итерационных механических и электростатических взаимодействий сопровождается диссипацией (рассеянием) кинетической и потенциальной энергии.

Потери кинетической энергии частицы, движущейся в веществе, обуславливают уменьшение ее скорости. В различных средах динамика энергетических потерь частицы, обладающей одной и той же начальной энергией перед торможением в том или ином веществе, — различна. Эту динамику отражает такой показатель, как тормозная способность вещества: данной частицы за счет процессов ионизации — этот показатель может быть охарактеризован величиной удельных потерь энергии излучения, определяемой производной энергии по величине пройденного частицей пути dE/dx . Таким образом, осредненная величина удельных ионизационных потерь энергии представляет собой отношение энергии ΔE заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка пути Δx , к длине этого отрезка. Эту долю затрат энергии на ионизацию атомов вещества называют *ионизационными потерями*.

Долю затрат энергии на вторичное (электромагнитное) излучение, возникающее от того, что заряженная частица движется с ускорением, называют *радиационными потерями*. Энергия излучаемых электромагнитных волн в этом случае, согласно классической электродинамике, пропорциональна квадрату ускорения частицы и — поскольку при определенной действующей на частицу силе ускорение обратно пропорционально массе — для тяжелых заряженных частиц, в отличие от легких, движение с большими ускорениями не свойственно и большие радиационные потери не характерны. Поэтому радиационные потери движущихся в веществе, скажем, протонов или α -частиц, намного меньше, чем радиационные потери электронов. Так, например, радиационные потери протонов в $(m_p/m_e)^2 = 3,5 \cdot 10^6$ раз меньше, чем электронов. По этой причине в случае движения заряженных частиц, масса которых многократно превышает массу электронов (см. Приложение 1) радиационные потери обычно не принимаются во внимание.

Важно отметить, что уменьшение удельных потерь энергии различных непосредственно ионизирующих корпускулярных излучений с увеличением энергии влетающих в вещество тяжелых частиц (рис. 9.1) имеет почти параболический характер.

Можно видеть, что для электронов, имеющих существенно меньшую массу по сравнению с другими заряженными частицами, характер зависимости удельных потерь от энергии влетающих в вещество частиц несколько иной. Движение тяжелых заряженных частиц в веществе и электронов рассмотрим с учетом этих особенностей.

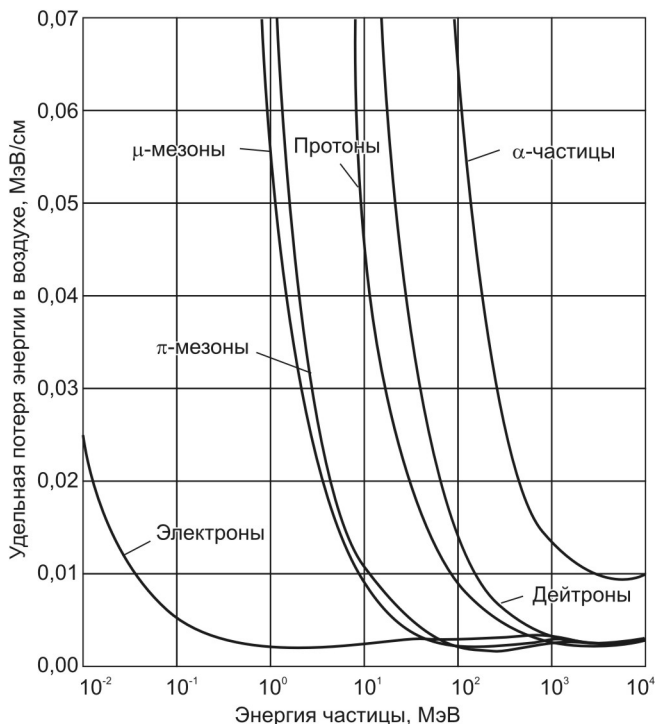


Рис. 9.1. Зависимость удельных потерь энергии в плотных слоях атмосферного воздуха от энергии ионизирующих частиц

Рост потерь энергии достигает своего пика непосредственно перед полным торможением влетающей в вещество тяжелой заряженной частицы, после определенного пробега (рис. 9.2). Максимум потерь энергии, приходящийся на конечный участок пройденного частицей пути, получил название «пик Брэгга», поскольку впервые (как закономерность) был обнаружен после обработки данных, которые были получены в 1903...1905 гг. Уильямом Брэггом в экспериментах с распространяющимися в воздухе моноэнергетическими (7,68 МэВ) α -частицами.

Кривая, показанная на рис. 9.2, характерна для всех тяжелых заряженных частиц и отражает следующие процессы при движении таких частиц в

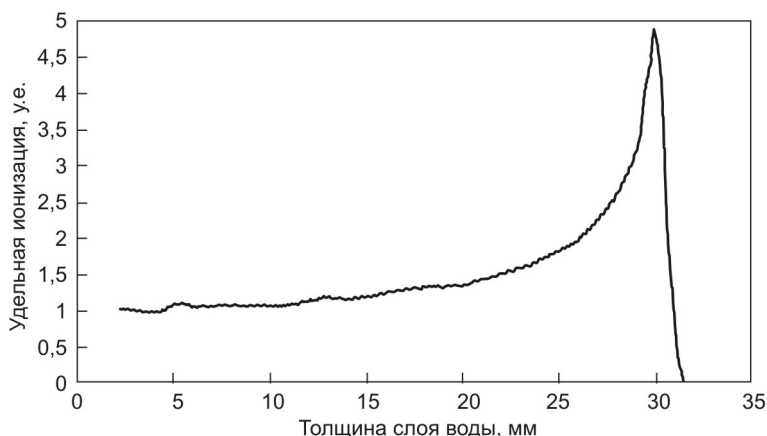


Рис. 9.2. Потери энергии при прохождении протонов с энергией 62 МэВ через воду

веществе. Вначале частицы движутся с большой скоростью, поэтому удельная ионизация (количество ионов в единице объема среды) незначительна и удельные ионизационные энергетические потери сравнительно невелики. В результате энергетических потерь и соответствующего уменьшения скорости, замедляясь, заряженные частицы находятся дольше вблизи электронов и получают возможность дольше электростатически взаимодействовать с ними — поэтому удельная ионизация растет.

Если в роли тяжелой заряженной частицы выступает α -частица, то она, продвигаясь в веществе, потеряет свой заряд не сразу — сначала ее будет захвачен один орбитальный электрон атома вещества, а затем уже и второй. Таким образом, α -частица последовательно превращается сначала из нуклида гелия — в однозарядный ион гелия, а затем из однозарядного иона гелия — в нейтральный атом гелия. Вследствие этого ионизационные потери энергии в самом конце пути резко уменьшаются.

Эффект, связанный с *пиком Брэгга*, используется в лучевой терапии онкологических больных, когда очень важно обеспечить максимальное выделение энергии в глубоко расположенной опухоли, причиняя при этом минимальный вред окружающей здоровой ткани. Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только

кинетической энергии. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_{max} , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь (L), который заряженная частица проходит до остановки и полной потери энергии.

Надо сказать, что плотность потока тяжелых частиц, движущихся в веществе, практически не изменяется с увеличением расстояния от источника, а интенсивность — уменьшается (вследствие ионизационных потерь), ведь тяжелые заряженные частицы благодаря своей кинематической инертности мало отклоняются от направления первоначального движения. Поэтому пробег L тяжелой заряженной частицы, в известных пределах энергии имеющий более или менее детерминированное среднее значение, измеряют расстоянием по прямой от источника испускания частиц в веществе до точки их остановки. Обычно пробег частицы измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность (г/см²).

Взаимодействие α -частиц с атомными (орбитальными) электронами имеет вероятностный характер, поэтому значения их пробега в веществе имеют некоторый разброс. Средний пробег L_α моноэнергетических α -частиц обычно рассчитывают по эмпирическим формулам. Скажем, в воздухе при нормальных условиях:

$$L_\alpha = a \cdot E_\alpha^n, \quad (9.1)$$

где a — эмпирический пересчетный коэффициент, E_α — кинетическая энергия α -частицы, n — подбираемый опытным путем показатель степени. При данных числовых операндах L_α получают в сантиметрах. Например, для α -частиц, испускаемых естественными радионуклидными излучателями (при $4 \text{ МэВ} < E < 9 \text{ МэВ}$), $a = 0,318$; $n = 1,5$. Для высокоэнергетических α -частиц ($E \leq 200 \text{ МэВ}$) $a = 0,148$; $n = 1,8$. Так, пользуясь зависимостью (9.1), можно определить, что при энергии 5 МэВ пробег α -частиц в воздухе будет примерно равен 3,51 см, а при энергии 30 МэВ пробег составит 68 см.

Обратим внимание, что отношение линейных пробегов двух различных частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению значений удельных потерь энергии этих частиц:

$$\frac{L_1}{L_2} = \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \cdot \left(\frac{q_2}{q_1} \right)^2, \quad (9.2)$$

где m_1 и m_2 — массы частиц; q_1 и q_2 — электрические заряды частиц. Соотношение (9.2) имеет большое прикладное значение: пользуясь этой зависимостью, можно определить пробег в данной среде любой частицы, зная ее энергию, заряд и массу. Рассмотрим соответствующий алгоритм на примере определения линейного пробега в воздухе протона, имеющего энергию 10 МэВ. Сначала надо определить скорость протона по его кинетической энергии; потом — кинетическую энергию α -частицы, имеющей скорость, равную найденной; отношение кинетических энергий протона и α -частицы будет равно отношению масс частиц: $m_p/m_\alpha = m_1/m_2 = 1/4$ (это отношение можно узнать и по заранее известной информации о частицах, так же, как и то, что отношение зарядов $q_p/q_\alpha = q_1/q_2 = 1/2$), но нахождение кинетической энергии α -частицы (40 МэВ) было необходимо также для определения по (9.1) ее пробега ($L_2 = 114$ см). Наконец — подстановкой L_2 , m_1/m_2 и q_1/q_2 в (9.2) — получаем уравнение относительно искомой величины L_1 и находим, что в воздушной среде линейный пробег протона энергией 10 МэВ равен 114 см.

Иногда вместо величины линейного пробега, торможение α -частицы в веществе характеризуют произведением ее линейного пробега и плотности (удельной массы) вещества — эту величину называют массовым пробегом:

$$L_{m,\alpha} = m_\alpha \cdot \rho. \quad (9.3)$$

Физический смысл данной величины состоит в том, что она численно равна массе вещества, заключенного в цилиндре единичной площади сечения, высота которого равна линейному пробегу частицы. Если единицами размерности плотности вещества являются кг/м³, а линейного пробега — метры, то величина L_m исчисляется в единицах — «килограмм-на-метр-квадратный», то есть — кг/м².

Эмпирическая формула для приближенного определения массового пробега α -частицы, энергия которой $4 \text{ МэВ} < E < 9 \text{ МэВ}$, имеет вид:

$$L_m = (A \cdot E_\alpha)^{3/2}, \quad (9.4)$$

где A — средняя атомная масса изотопов вещества (а.е.м), E_α — энергия α -частицы (МэВ), L_m при данных числовых операндах получают в единицах — «грамм-на-метр-квадратный», то есть — г/м². Например, если надо найти линейный пробег и массовый пробег α -частиц (5 МэВ)

Таблица 9.1. | Средние пробеги протонов
в алюминии

Энергия p -частицы, МэВ	1	3	5	10
Линейный пробег, см	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
Массовый пробег, мг/см ²	3,45	21	50	$170 \cdot 10^2$

Энергия p -частицы, МэВ	20	40	100	1000
Линейный пробег, см	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$	3,6	148
Массовый пробег, мг/см ²	$5,6 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^3$	$9,8 \cdot 10^3$	$4,00 \cdot 10^5$

Таблица 9.2. | Средние пробеги α -частиц
в алюминии

Энергия α -частицы, МэВ	4	5	6	7
Линейный пробег, см	0,016	0,023	0,03	0,038

Энергия α -частицы, МэВ	8	9	10
Линейный пробег, см	0,048	0,058	0,069

в бериллии ${}^9\text{Be}$ ($A = 9$, $\rho = 1800$ кг/м³), сначала следует по формуле (9.4) определить массовый пробег ($33,5$ г/м²), затем, переведя полученную величину в единицы СИ ($33,5 \cdot 10^{-3}$ кг/м²), по формуле (9.3) можно найти и линейный пробег ($18,5 \cdot 10^{-6}$ м).

Осредненные значения линейных и массовых пробегов протонов в алюминии — в качестве числовых примеров — приведены в табл. 9.1. Для сравнения, осредненные значения линейных пробегов α -частиц в том же веществе помещены в табл. 9.2.

Вследствие статистического характера процессов ионизации, пробеги частиц имеют дисперсию, которая характеризуется разбросом значений, подчиняющимся нормальному (гауссовскому) распределению:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (9.5)$$

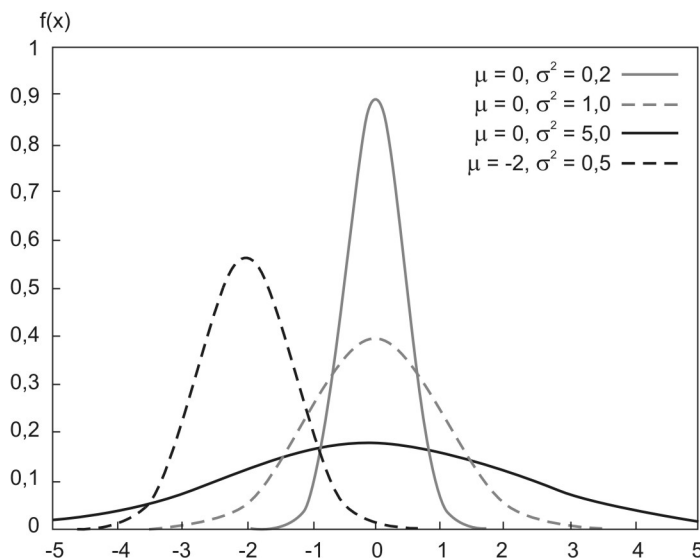


Рис. 9.3. Плотность распределения значений пробегов частиц в веществе (знак числа указывает направление при изотропном источнике излучения)

где параметр μ — среднее значение (математическое ожидание) случайной величины пробега частицы, определяющее величину максимума кривой плотности распределения, а σ^2 — дисперсия (σ — среднее квадратическое отклонение). Для различных значений μ и σ^2 иллюстрация распределения наглядно представлена на рис 9.3.

Прохождение частиц β -излучения через вещество отличается от движения тяжелых заряженных частиц вследствие малых значений массы покоя электронов и позитронов, составляющих это излучение. Быстрые электроны и позитроны расходуют свою энергию не только на ионизацию атомов вещества на своем пути, но существенным образом — и на формирование *тормозного излучения*. Действительно, полный путь электронов в веществе значительно превосходит пробеги тяжелых заряженных частиц, их траектории весьма криволинейны. Относительно малая масса β -частиц приводит к относительно большому изменению количества движения (за счет большого изменения скорости) при каждом их столкновении с массивными частицами вещества. Это вызывает многократные измене-

ния направления движения электронов и позитронов, и — как результат их такого неравномерного движения — электромагнитное излучение вторичного характера. Возникающее рентгеновское излучение (или γ -излучение) по своей физической сути в этом случае является тормозным, и радиационные потери энергии оказываются существенными (особенно в веществах, нуклидам которых свойственны большие зарядовые числа). Напомним, что тормозное излучение электронов в частотном интервале рентгеновского излучения специально получают в рентгеновских трубках с тяжелым антикатодом и в вигглерах (подробно рассмотренных в § 2.3 и § 6.1). Испускаемые при торможении электронов вторичные фотонные излучения характеризуются сплошным спектром.

Радиационные потери, характерные для β -частиц, растут с ростом их начальной энергии. Ионизационные потери электронов и позитронов преобладают в области относительно небольших энергий. Значение энергии, при которой величина удельных радиационных потерь β -частиц равна величине удельных ионизационных потерь, называется *критической энергией* ($E_{\text{крит}}$). При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так, при движении (и поглощении) электрона, имеющего начальную энергию 100 МэВ, в железе и свинце радиационные потери превышают ионизационные потери в 3 и 10 раз, соответственно.

В области значений энергии, где преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при их прохождении через вещество:

$$E = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_r}\right), \quad (9.6)$$

где E_0 — начальная энергия электрона, E — энергия электрона после прохождения длины x , L_r — радиационная длина пробега в конкретном веществе. Сочетания значений $E_{\text{крит}}$ и L_r для различных веществ при поглощении ими электронов приведены в качестве числовых примеров в табл. 9.3.

Прохождение позитронов в веществе будет описываться функциональной зависимостью (9.6), если не учитывать дополнительный эффект аннигиляции (лат. *annihilatio* — уничтожение) находившегося в веществе электрона с попадающим в эту вещественную среду позитроном. При замедлении движущихся в веществе позитронов, они вырывают из внешних оболочек

Таблица 9.3. | Значения критической энергии и радиационной длины пробега электронов для различных веществ

Вещество (химический элемент)	Значения критической энергии $E_{\text{крит}}$, МэВ	Значения радиационной длины L_r	
		г/см ²	см
<i>H</i>	340	63,1	$7 \cdot 10^5$
<i>C</i>	103	42,7	19,4
Воздух	83	36,2	$3 \cdot 10^4$
<i>Al</i>	47	24	8,9
<i>Fe</i>	24	13,8	1,77
<i>Cu</i>	21,5	12,9	1,4
<i>Pb</i>	6,9	6,4	0,5

атомов слабосвязанные с нуклидом электроны и может возникнуть комбинация позитрон-электрон, вращающаяся вокруг общего центра тяжести — так называемый «позитроний». Время жизни позитрония исчисляется миллиардными долями секунды, после чего позитрон и электрон аннигилируют и вместо них образуются обычно два (редко 1 или 3) γ -фотона — при этом суммарная энергия излучения (1,02 МэВ) равна энергии, соответствующей удвоенной массе покоя электрона. Аннигиляция электрон-позитронной пары может происходить и без образования позитрония. Излучение, возникающее при аннигиляции позитронов в веществе называют аннигиляционным. В случае аннигиляции позитроны и электроны теряют всю свою энергию на образование γ -фотонов.

Вычисление полного пути пробега β -частиц в веществе с учетом всех описанных эффектов — едва ли разрешимая задача, которая к тому же не представляет практического интереса. Однако, определение фактического пробега электронов в различных материалах может иметь прямое отношение к вопросам защиты от ионизирующих излучений.

Толщину слоя вещества, которое практически полностью поглощает электроны, принято называть *эффективным пробегом электронов*. Для определения этой толщины пользуются также понятием *эффективного массового пробега*, который определяется, подобно (9.3), формулой:

$$L_{m,\beta} = m_e \cdot \rho. \quad (9.7)$$

Для каждого из веществ, хорошо поглощающих электроны, эмпирически найдены соответствующие зависимости массового пробега электронов от энергии частиц. Так, эффективный массовый пробег электронов в алюминии (в единицах $\text{кг}/\text{м}^2$) находят по эмпирической формуле:

$$L_{m,\beta} = 5,43 \cdot E_\beta - 1,6, \quad (9.8)$$

если значения максимальной энергии β -излучения удовлетворяют неравенству $1,0 \text{ МэВ} \leq E_\beta \leq 2,5 \text{ МэВ}$. Если же это значение энергии превышает $2,5 \text{ МэВ}$, пользуются формулой:

$$L_{m,\beta} = 5,30 \cdot E_\beta - 1,06. \quad (9.9)$$

Зависимости (9.8) и (9.9) с погрешностью примерно 10% можно использовать для оценки эффективного массового пробега β -частиц и в воздухе, и в железе.

Для иллюстрации применения этих формул — в качестве дидактического примера — найдем толщину слоя алюминия (плотностью $\rho = 2700 \text{ кг}/\text{м}^3$), поглощающего электроны с кинетической энергией 2 МэВ . По формуле (9.8) получаем, что $L_{m,\beta} = 9,26 \text{ кг}/\text{м}^2$, и, поделив на значение плотности алюминия, находим значение линейного пробега β -частиц в алюминии — $0,343 \text{ см}$. Найденные подобным образом линейно экстраполированные пробеги излучаемых электронов в различных веществах помещены в табл. 9.4.

Таблица 9.4. | Экстраполированные пробеги электронов
в веществе

Вещество	Характеристика движения	Энергия электронов, МэВ				
		0,05	0,5	5	50	500
Воздух	пробег, мм	41	1600	$2 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	$6,3 \cdot 10^5$
Вода	пробег, мм	$4,7 \cdot 10^{-2}$	1,9	26	190	780
Алюминий	пробег, мм	$2 \cdot 10^{-2}$	0,56	9,5	43	86
Свинец	пробег, мм	$5 \cdot 10^{-3}$	0,26	3,0	12,5	25

Специфика характера движения электронов в веществе находит отражение в форме графика зависимости удельных потерь (рис. 9.1) — можно видеть существенное отличие в положении кривой удельных энергетических потерь электронов от положения кривых энергетических потерь тяжелых заряженных частиц.

Если α -частицы, протоны и β -частицы обладают, как ясно из изложенного, относительно малой проникающей способностью, то это не должно быть причиной беспечного отношения при анализе опасности излучений данных видов. Для высокоэнергичных электронов ионизация атомов является лишь одним из способов их взаимодействия со средой. При энергиях электронов $E \approx 50$ МэВ вероятности развития различных физических процессов составляют соответственно: для упругих столкновений — 5 %; для ионизации атомов — 35 %; для возбуждения атомов — 60 %.

В зависимости от того, в каком материале происходит движение заряженных частиц, в качестве вторичных эффектов могут наличествовать нейтронное (ядерное) излучение и γ -излучения (тормозное, аннигиляционное или ядерное), которые имеют намного большую проникающую способность по сравнению с первично воздействовавшими на вещество непосредственно ионизирующими корпускулярными излучениями.

§ 9.2. | ИОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА ФОТОННЫМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ

Ионизация вещества, при распространении в нем фотонов, является следствием физических процессов, поначалу мало связанных с взаимодействиями этих излучений с атомами вещества. Напомним, что фотоны способны участвовать только в электромагнитном и гравитационном взаимодействиях (см. гл.1, § 1.1), при этом последнее в контексте рассматриваемых задач является несущественным. Высокая частота электромагнитных волн рентгеновского и γ -излучения способствуют относительно глубокому их проникновению в межатомную среду и малому поглощению веществом. Это объясняется также не столь стремительными потерями энергии этих излучений по сравнению с потерями энергии электрически заряженными частицами. По этим причинам ионизация вещества фотонными излучениями является не прямой (косвенной), но это обстоятельство не делает ее менее значимой — скорее наоборот.

Как пример косвенной ионизации вещества под действием квантов электромагнитного излучения можно привести засвечивание фотоматериалов даже видимым светом (обладающим весьма слабо выраженным свойством ионизации) и ультрафиолетовыми лучами, а также (что выражено еще в большей степени) — рентгеновскими и γ -лучами. При рассмотрении процессов взаимодействия с веществом электромагнитных (фотонных) излучений наибольший интерес представляют, конечно, глубже других проникающие в вещество γ -фотоны, поэтому далее будем иметь в виду, прежде всего, γ -излучение.

Энергия фотона, попавшего в некоторую среду, передается атомам вещества в основном посредством двухступенчатого процесса. Первая ступень передачи энергии связана с образованием вторичных, обладающих электрическим зарядом, частиц — это происходит через такие физические эффекты, как: фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар, фотоядерное изомерное возбуждение нуклидов (с последующей релаксацией) и фотоядерные реакции. Эти процессы обуславливают убыль γ -фотонов из падающего в вещество пучка. Вторая ступень передачи энергии связана с возбуждением атомных электронных оболочек и непосредственной ионизацией атомов вследствие электромагнитных взаимодействий. Если возникающие в первой ступени передачи энергии вторичные излучения не являются переносчиками электрического заряда, то последующие процессы могут характеризоваться не только второй, но и третьей ступенью передачи энергии и т.д. Эти процессы определяются: с одной стороны — энергией падающего излучения, с другой стороны — свойствами вещества.

Фотоэлектрический эффект, комптон-эффект (комптоновское рассеяние) и рождение электрон-позитронных пар были рассмотрены подробно в главе 2 (§ 2.4), фотоядерное изомерное возбуждение нуклидов с последующей релаксацией было подробно рассмотрено в главе 3 (§ 3.5), фотоядерные реакции — в главе 4 (§ 4.4). По-видимому, нет необходимости в повторном изложении этого материала, но повторное чтение соответствующих разделов книги может оказаться необходимым для более глубокого уяснения сущности рассматриваемых физических процессов, включающих упомянутые эффекты.

В диапазоне энергий фотонов значительно меньше нескольких мегаэлектронвольт наиболее существенными процессами являются фотоэф-

фект и эффект Комптона, в области нескольких мегаэлектронвольт и выше — образование электрон-позитронных пар. При энергии фотонов значительно более нескольких электронвольт в результате взаимодействия фотонов с ядрами атомов становятся возможными фотоядерные реакции типа (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 МэВ составляют 1 % полного сечения взаимодействия γ -фотонов с атомом. Это — немало, если принять во внимание, что вторичные заряженные частицы (такие как электроны, позитроны, протоны и α -частицы) могут создавать высокую плотность ионизации атомов среды и поэтому фотоядерные реакции (ядерный фотоэффект) нельзя не учитывать в процессах преобразования энергии фотонного излучения в веществе.

Состояние взаимодействия фотонов с веществом, при котором привносимая в некоторый объем энергия освобожденных фотонами электронов равна энергии, уносимой электронами из того же объема, известно под названием *электронное равновесие*. Такое равновесное состояние может существовать в поле любого ионизирующего излучения, причем вторичными заряженными частицами непосредственно ионизирующего излучения при этом могут быть не обязательно электроны. Теоретически, электронное равновесие может иметь место при поглощении γ -излучения неограниченно протяженной, однородной по составу средой. Практически, с достаточной степенью точности такой средой можно считать атмосферный воздух в плотных слоях атмосферы на протяжении нескольких километров (распространение в атмосфере γ -фотонов может достигать в отдельных случаях 2,5 км).

Напомним, что одной из важных характеристик падающего электромагнитного излучения является его интенсивность (см.гл.8, § 8.4). Поскольку при прохождении через вещество γ -излучение взаимодействует с атомами, электронами и ядрами, его интенсивность уменьшается. При этом ослабление нерассеянных (остающихся в узком лучевом пучке) γ -фотонов, распространяющихся в веществе, описывается экспоненциальной зависимостью:

$$I(d) = I_0 \cdot \exp\left(\frac{-d}{\Delta x_e}\right), \quad (9.10)$$

где $I(d)$ и I_0 — значения интенсивности излучения после прохождения слоя вещества толщиной d и до него, Δx_e — толщина материала, ослабляющая

излучение в e (примерно 2,72) раз. Величина Δx_e , называемая *длиной релаксации* (ослабления) излучения, теоретически зависит от энергии излучения и атомного (химического) состава поглощающего его вещества.

Уменьшение интенсивности $I(d)$ падающего пучка γ -фотонов, проникающего в вещество и сохраняющего свою лучевую направленность, в зависимости от глубины проникновения в вещество, может быть описано также другой экспоненциальной зависимостью, более удобной при выполнении расчетов, которая включает эмпирический показатель (условно говоря, коэффициент) μ линейного ослабления данным веществом данного излучения:

$$I(d) = I_0 \cdot \exp(-\mu d), \quad (9.11)$$

где $\mu = \tau + \varepsilon + \chi$; τ — коэффициент линейного ослабления излучения за счет фотоэффекта, ε — коэффициент линейного ослабления для комптон-эффекта, χ — коэффициент линейного ослабления, определяемый эффектом образования электрон-позитронных пар. Каждый из вышеуказанных коэффициентов зависит по-разному от порядкового номера и энергии γ -фотонов. Единицами размерности этого показателя (коэффициента) являются единицы «обратной длины»: мм^{-1} , см^{-1} или (в СИ) м^{-1} . Зависимости значений коэффициентов линейного ослабления γ -излучения в различных материалах (алюминий, медь, олово, свинец) от энергии фотонов (в относительных единицах $h\nu/m_e c^2$) представлены на рис. 9.4. Для свинца также приведены зависимости составляющих (слагаемых), обусловленных фотоэффектом, комптоновским рассеянием и эффектом образования электрон-позитронных пар.

С ростом энергии γ -фотонов вероятность фотоэффекта в веществе резко уменьшается; вероятность комптоновского рассеяния падает медленнее, чем при фотоэффекте; вероятность образования электрон-позитронных пар растет, начиная с энергии более 1...2 МэВ. С ростом атомного номера Z вещества-поглотителя вероятность фотоэффекта возрастает пропорционально Z^5 , комптон-эффекта — пропорционально Z , эффекта образования электрон-позитронных пар — пропорционально Z^2 . Комптон-эффект в свинце начинает преобладать над фотоэффектом в области фотонов, энергия которых превосходит 0,5 МэВ, но в области энергий фотонов свыше 50...100 МэВ комптон-эффект становится незначительным. При энергиях фотонов более

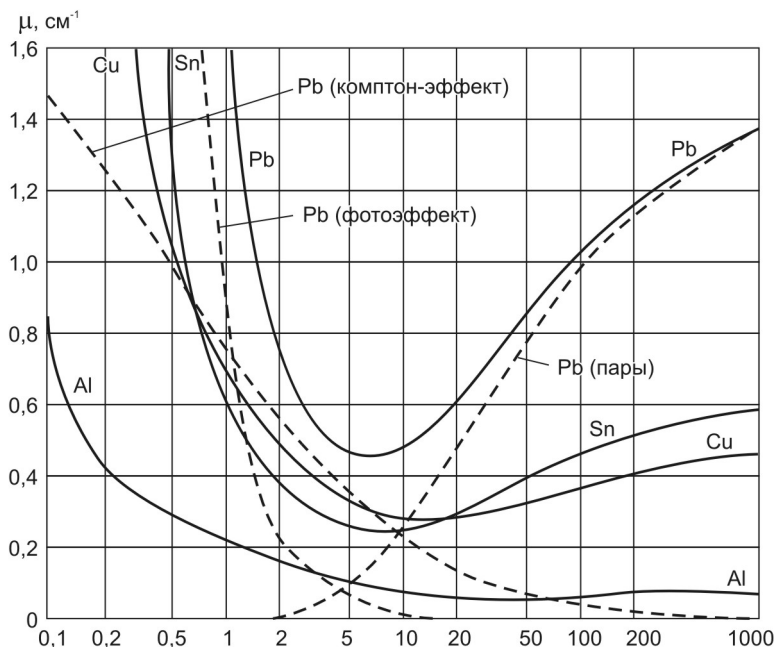


Рис. 9.4. Зависимость значений коэффициента линейного ослабления γ -излучения от энергии фотонов в различных веществах

3 МэВ основной вклад в процессы взаимодействия γ -излучения с веществом дает эффект образования электрон-позитронных пар. Наиболее прозрачным для γ -фотонов с энергией около 3 МэВ оказываются материалы, состоящие из тяжелых химических элементов (свинец и т.п.).

Во всех неядерных процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетическую энергию электронов и позитронов (при их рождении), а часть — в энергию вторичного фотонного излучения. Поэтому коэффициент (показатель) линейного ослабления потока фотонов μ можно записать в виде:

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (9.12)$$

где μ_k — коэффициент линейной передачи энергии излучения, который

определяет долю энергии γ -излучения, переданную электронам и позитронам в слое вещества; μ_s — коэффициент линейного рассеяния энергии, который определяет долю энергии γ -излучения, преобразованную в энергию вторичного γ -излучения.

Величина μ зависит не только от порядковых номеров расположения в периодической таблице Д.И.Менделеева составляющих вещество химических элементов и от энергии распространяющихся в веществе γ -фотонов, но также — и от плотности ρ вещества. Иногда в расчетах используется относительная величина, называемая *массовым коэффициентом ослабления электромагнитного излучения*, или *массовым коэффициентом передачи энергии фотонного излучения* — веществу:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (9.13)$$

Единицами размерности этой величины в СИ, согласно (9.13) является: «метр квадратный-на-килограмм», в краткой записи — $\text{м}^2/\text{кг}$. Для воздуха массовый коэффициент передачи энергии мало изменяется в энергетическом интервале от 0,2 МэВ до 1,5 МэВ (табл. 9.5).

Зависимости составляющих (слагаемых) массового коэффициента ослабления γ -излучения в свинце, соответствующие различным физическим эффектам высвобождения электронов ($\mu_{\text{фэ}}$ — соответствует фотоэффекту, $\mu_{\text{к}}$ — комптон-эффекту, $\mu_{\text{пар}}$ — эффекту образования электрон-позитронных пар) для примера показаны на рис. 9.5.

При исследовании взаимодействия γ -излучения со сложными веществами материалы характеризуют эффективным порядковым номером $Z_{\text{эф}}$ — он равен условному порядковому номеру такого гипотетического хими-

Таблица 9.5. | Массовый коэффициент передачи энергии
 γ -фотонов в воздухе

E_γ , МэВ	0,05	0,08	0,1	0,15	0,30	0,60	1,0
μ_m , $\text{м}^2/\text{кг}$	0,384	0,236	0,233	0,251	0,288	0,296	0,280

E_γ , МэВ	1,5	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
μ_m , $\text{м}^2/\text{кг}$	0,256	0,211	0,194	0,172	0,160	0,153

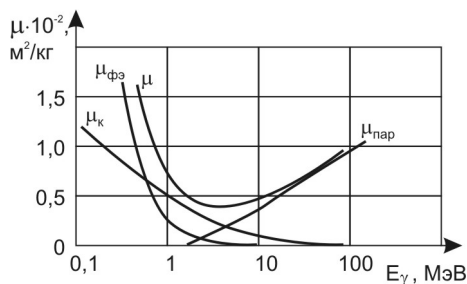


Рис. 9.5. Зависимости составляющих (слагаемых) массового коэффициента ослабления γ -излучения в свинце

ческого элемента, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один протон нуклида элемента, не отличается от такого же коэффициента вещества. Так, значения $Z_{эф}$ воды, воздуха и биологической ткани мало различаются и равны приблизительно 7,5.

В практических расчетах для определения интенсивности γ -излучения с учетом его рассеяния в слое вещества (с переходом из узкого пучка — в широкий пучок) в формулы (9.10) и (9.11) дополнительно вводится множитель, называемый фактором накопления (B_D). *Фактор накопления* — безразмерный коэффициент, численно равный отношению суммарного значения интенсивности нерассеянного и рассеянного излучений к значению интенсивности нерассеянного излучения:

$$B_D = \frac{I_0 + I_R}{I_0}, \quad (9.14)$$

Этот коэффициент зависит от энергии излучения, геометрии и углового распределения излучения источника, компоновки, состава и размеров вещественного препятствия на пути распространения излучения и ориентации источника (если он неизотропен) по отношению к облучаемому объекту. Значение этого коэффициента может достигать нескольких десятков единиц, но в некоторых задачах, пренебрегая рассеянием излучения, коэффициент B_D может быть принят равным единице.

Фактор накопления обычно определяют экспериментально и приводят в справочных таблицах для каждой из типичных конфигураций источни-

ка (точечный, линейный и т.п.) — как функцию, аргументом (независимой переменной) которой является произведение μd , согласно (9.11). Так фактор накопления в свинце, окружающем точечный источник γ -излучения с энергией квантов 1 МэВ, изменяется от 1,35 (при $\mu d = 1$) до 5,25 (при $\mu d = 20$). В этих же целях в литературе, посвященной вопросам взаимодействия фотонного излучения с веществом, приводятся иногда таблицы убывающей экспоненциальной зависимости $y = e^{-x}$, вычисления значений которой, впрочем, при минимальных навыках пользования калькулятором (или простым деревянным, уже забытым средством — логарифмической линейкой) не составляет большого труда.

То, что γ -фотоны способны без потерь энергии распространяться в вакууме и почти без потерь энергии — в разреженном воздухе, а весь свой энергетический запас могут затратить на образование мощного β -излучения, α -излучения, протонного или нейтронного излучений в плотной среде, является определяющим фактором ионизации вещества под действием γ -излучения.

§ 9.3. | ИОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Как известно, источниками нейтронного излучения могут быть различные ядерные реакции или эффекты спонтанного ядерного деления, в которых нейтроны высвобождаются из нуклидов. Каким бы ни был источник нейтронов, он обычно находится в некоторой среде или, по крайней мере — воздействует на вещество. Ионизация вещества при распространении в нем нейтронов, является непрямым следствием первичных физических процессов — так же как и в случае фотонных излучений — то есть является косвенной.

Напомним, что нейтроны участвуют во всех известных взаимодействиях элементарных частиц — сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном (см. гл.1, § 1.1). Вероятность реализации этих взаимодействий различна. Доминирующим процессом при движении нейтрона в веществе является сильное взаимодействие. Если *среднее время жизни нейтрона* в вакууме немногим менее 900 с, то время жизни этой частицы в плотном веществе исчисляется единицами и десятками микросекунд.

Значительная величина массы нейтронов способствует проявлению их кинетических свойств и большей кинетической энергии (по сравнению с равноскоростными частицами меньшей массы), что благоприятствует их относительно глубокому проникновению в различные материалы. Это объясняется также сравнительно неинтенсивными потерями энергии вследствие электрической нейтральности этих частиц. Энергетические характеристики нейтронов являются определяющими при рассмотрении вопросов взаимодействия нейтронного излучения с веществом.

Напомним, что в зависимости от энергии, которой обладают нейтроны, их классифицируют на: ультрахолодные, холодные, медленные (тепловые и надтепловые), быстрые и сверхбыстрые, полагая в основу этой классификации значения скоростей (см. гл. 5, табл. 5.2).

К числу значимых видов взаимодействия нейтронов с другими частицами вещества относятся их взаимодействия с адронами (см. Приложение 1) и адронными образованиями, по существу являющимися нуклидами, поскольку взаимодействие нейтронов с частицами существенно меньшей массы не оказывает заметного влияния на характеристики движения нейтронов и на параметры состояния среды. По этой причине к числу обычно учитываемых взаимодействий нейтронов с плотными средами относятся их взаимодействия с ядрами атомов. Взаимодействие нейтронов с атомными оболочками при малых скоростях возможно, но весьма незначительно — эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ($\sigma \approx 10^{-22} \text{ см}^2$) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы ($\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$) с атомными электронами. Некоторые нейтроны могут не вступить во взаимодействие с ядрами — и тем более с электронными атомными оболочками, такие нейтроны становятся *нейтронами утечки* и остаются в течение их времени жизни свободными.

Для нейтронов, не ставших нейтронами утечки, при их движении в веществе имеются три возможности взаимодействия с ядрами поглощающей среды: упругое рассеяние нейтронов на ядрах атомов, неупругое рассеяние на ядрах атомов и захват (с поглощением или без такового) нейтронов ядрами. Схематически эти варианты взаимодействия представлены на рис. 9.6.

Напомним, что вероятность того или иного взаимодействия нейтрона с ядром характеризуется величиной микроскопического σ сечения, а концентрацию N ядер вещества позволяет учитывать величина макроско-

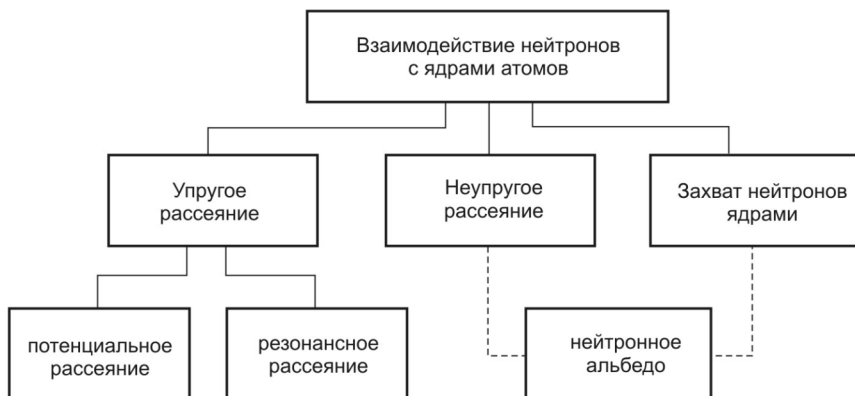


Рис. 9.6. Возможности взаимодействия нейтронов с атомными ядрами вещества

пического сечения $\Sigma = N \cdot \sigma$ (см. гл. 4, § 4. 1), характеризующего среднюю длину свободного пробега нейтрона до взаимодействия с ядрами:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x \exp(-\Sigma x) \Sigma dx}{\int_0^{\infty} \exp(-\Sigma x) \Sigma dx} = \int_0^{\infty} x \exp(-\Sigma x) dx = \frac{1}{\Sigma}. \quad (9.15)$$

Величина средней длины свободного пробега, обратная полному макроскопическому сечению взаимодействия $\lambda = 1/\Sigma$, представляет собой среднее расстояние, которое нейтрон проходит между взаимодействиями с атомными ядрами, то есть — не рассеиваясь и не захватываясь ими. Эта величина, при прочих равных условиях, определяется энергией нейтронов. Так, например, в газообразном гелии ^3He при давлении 1 Ат ($\rho = 1,785 \cdot 10^{-4}$ г/см³, при $N = 3,58 \cdot 10^{19}$ ядер/см³) для нейтронов с энергией $E_n = 0,0253$ эВ ($\sigma_{tot} \approx 5300$ барн) эта величина будет равна примерно 5 см, а для нейтрона с энергией $E_n = 1$ КэВ ($\sigma_{tot} \approx 25$ барн) при тех же условиях — около 11 м. В воздухе, где межатомные расстояния довольно велики, проникающая способность нейтронов, определяемая длиной свободного пробега, тоже достаточно велика. Для многих веществ, при облучении их нейтро-

Таблица 9.6. | Длина свободного пробега быстрых нейтронов
в различных материалах

Материал	Плотность г/см ³	Длина свободного пробега (см) при энергии	
		4 МэВ	14,9 МэВ
Полиэтилен $(CH_2)_4$	0,92...0,96	5,5	13,9
Плексиглас $C_5H_8O_2$	1,19	6,3	15,2
Карбид бора B_4C	2,52	12,0	17,2
Карбон (углерод, графит)	1,2...2,26	11,4	24,0
Алюминий Al	2,7	14,1	15,9
Железо Fe	7,89	7,6	8,3
Свинец Pb	11,34	15,0	15,5

нами, эта величина исчисляется сантиметрами. Значения длины свободного пробега быстрых нейтронов в различных материалах приведены ниже.

Даже из беглого анализа числовых данных становится понятно, что вещество, хорошо замедляющее нейтроны, должно содержать ядра и тяжелых, и легких элементов. Рассматривая далее подробно эффекты физических процессов воздействия нейтронов на вещество, начнем с общего анализа процессов рассеяния нейтронов на атомных ядрах.

О рассеянии нейтронов (упругом и неупругом) говорят в том случае, когда внутренняя природа взаимодействующих частиц (и нейтронов, и структурных элементов среды) после соударения остается неизменной.

Длиной свободного пробега нейтронов до упругого рассеяния называют величину:

$$\lambda_s = \frac{1}{N \cdot \sigma_s}, \quad (9.16)$$

где σ_s — микроскопическое сечение упругого рассеяния, N — концентрация ядер вещества, или, с учетом понятия макроскопического сечения рассеяния Σ_s :

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}. \quad (9.17)$$

Величина λ_s определяет среднее расстояние, которое проходят нейтроны до взаимодействия с ядрами, приводящего к упругому рассеянию.

Упругое рассеяние нейтронов при любых значениях энергии с заметной вероятностью происходит на всех атомных ядрах, но медленные нейтроны к такому рассеянию склонны в большей степени. С *упругим рассеянием* нейтронов — когда внутриядерного возбуждения ядра не происходит — связано их заметное замедление в материалах с атомными ядрами, масса которых соизмерима с массой самих нейтронов. Чем ближе масса ядра к массе нейтрона, тем больше средние потери энергии нейтрона при одном столкновении.

На основе этого физического процесса происходит, например, существенное замедление нейтронов в веществах, содержащих атомы водорода (в основном — протия и дейтерия), например — в H_2O (в обычной воде), в D_2O (в тяжелой воде) или в смеси получаемых из нефти предельных углеводородов — от $C_{18}H_{38}$ до $C_{35}H_{72}$ (в парафинах). Эффективным замедляющим (рассеивающим) материалом для нейтронов является полиэтилен. В результате n упругих соударений с протонами среднее значение энергии нейтрона, согласно теории вероятностей, оказывается равным доле $1/2^n$ его первоначальной энергии. Отсюда, в частности, следует, что нейтрон, первоначальная энергия которого составляет несколько мегаэлектронвольт, приходит в тепловое равновесие с окружающими атомами (нуклидами) после примерно 20...30 столкновений с протонами. Хотя, по изложенным причинам, вещества с легкими ядрами атомов лучше замедляют нейтроны, чем вещества с тяжелыми (массивными) ядрами, упругое рассеяние в принципе возможно на любых ядрах. Сравнивая замедляющие свойства веществ, как пример приведем число соударений нейтронов с ядрами атомов молекул воды и число соударений нейтронов в свинце — при замедлении от энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ — они равны 23 и 1600, соответственно.

Упругое рассеяние нейтронов на ядрах подразделяют на *потенциальное* и *резонансное*, а в случае рассеяния нейтронов на «дальних подступах» к ядру — также можно рассматривать механизм *магнитного* рассеяния нейтрона, обусловленный его магнитным моментом и также действием электронной оболочки атома (этот механизм связан с электрромагнитными взаимодействиями медленно движущихся нейтронов и является несущественным в данном случае).

Таблица 9.7. | Примерное соответствие энергетических характеристик, скорости и средних значений длин волн де Бройля нейтронов

Классификация нейтронов		Энергия (эВ)	Порядок скорости (м/с)	Средняя длина волны (см)	Средняя температура (К)
Быстрые и сверхбыстрые		10^5 и более	10^9 и более	10^{-12} и более	10^{10} и более
Промежуточные		менее 10^5	10^8	$3 \cdot 10^{-11}$	10^8
Медленные	резонансные (надтепловые)	$0,5 \dots 10^4$	10^7	$3 \cdot 10^{-10}$	10^6
	тепловые	$0,5 \dots 5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-8}$	300
Холодные		$10^{-7} \dots 5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}	10
Ультрахолодные		менее 10^{-7}	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}

В процессе *потенциального упругого* рассеяния нейтрона главную роль играют его волновые свойства — при феноменологическом взгляде на процессы можно сказать, что нейтрон, как волна, отражается от поверхности ядра. Учет волновых свойств нейтронов (которыми по теории Луи де Бройля обладают любые вещественные тела) основан на том, что существует некоторая аналогия между распространением в среде фотонов и нейтронов.

Кратко поясним это положение, позволив себе отступление от темы в несколько строк. В 1924 г. французский физик Луи де Бройль высказал гипотезу о том, что установленный ранее для фотонов корпускулярно-волновой дуализм присущ всем частицам — электронам, протонам, атомам и так далее, причем количественные соотношения между волновыми и корпускулярными свойствами частиц — те же, что и для фотонов. Таким образом, если частица имеет энергию E и импульс, абсолютное значение которого равно p , то с ней связана виртуальная волна передачи взаимодействия, частота которой $\nu = E/h$, а длина волны $\lambda = h/p$, где h — постоянная Планка. Эти волны и получили название волн де Бройля (иначе говоря — дебройлевские волны).

Соответствие энергетических характеристик, скорости и средних значений длин дебройлевских волн для нейтронов представлено в табл. 9.7.

Аналогия между движением в средах фотонов и нейтронов, прежде всего, связана с их электрической нейтральностью и эффектами преломления, дифракции и интерференции узких пучков и тех, и других излучений. Однако в отличие от квантов электромагнитного поля нейтроны при движении в веществах обладают более широкими возможностями взаимодействий, и при этом скорость малоподвижных тепловых нейтронов примерно на два порядка (то есть в 100 раз) меньше скорости фотонов при одинаковой длине дебройлевской волны (при термодинамической температуре около 300 К среднестатистическая скорость нейтронов равна 2200 м/с).

Резонансное упругое рассеяние нейтронов предполагает рассмотрение модельного механизма образования составного ядра, но именно упругий характер взаимодействия нейтрона с ядром не позволяет полагать возможными какие-либо внутриядерные изменения. Сказанное подтверждается тем, что микроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов σ_s для большинства веществ зависит от энергии нейтронов только в области высоких энергий, а в тепловой и промежуточной областях — остается почти постоянным (рис. 9.7, а-в). Правда, определенным исключением является водород: в тепловой области нейтронов значения сечения водорода резко уменьшаются от 80 барн до 20 барн, в промежуточной области — остаются постоянными, а для быстрых нейтронов — снова стремительно падают до 4...5 барн (рис. 9.7, г).

Эффективное упругое взаимодействие нейтронов широкого энергетического диапазона с протонами приводит к множественным «центральному» взаимодействиям нейтрона и протона с полной передачей энергии. Это приводит к возникновению так называемых *протонов отдачи*, регистрируя которые, можно косвенно обнаруживать нейтронные излучения (однако этот метод пригоден только для интенсивных потоков нейтронов, и толщина чувствительного слоя воспринимающего устройства *нейтронного детектора* в таком случае должна быть мала, чтобы в нем протоны отдачи не испытывали заметного торможения).

В отличие от упругого рассеяния нейтронов, при *неупругом рассеянии* некоторая часть энергии движущегося нейтрона становится частью внутренней энергии бомбардируемого ядра, которое, таким образом приобретает

избыток энергии (возбуждается). Неупругое столкновение нейтрона с ядром в известном смысле можно рассматривать как ядерную реакцию — ведь это взаимодействие приводит к изменению ядра (по крайней мере, в энергетическом плане):



Как правило, новое ядро $({}^AX)^*$ оказывается γ -радиоактивным — сбрасыва-

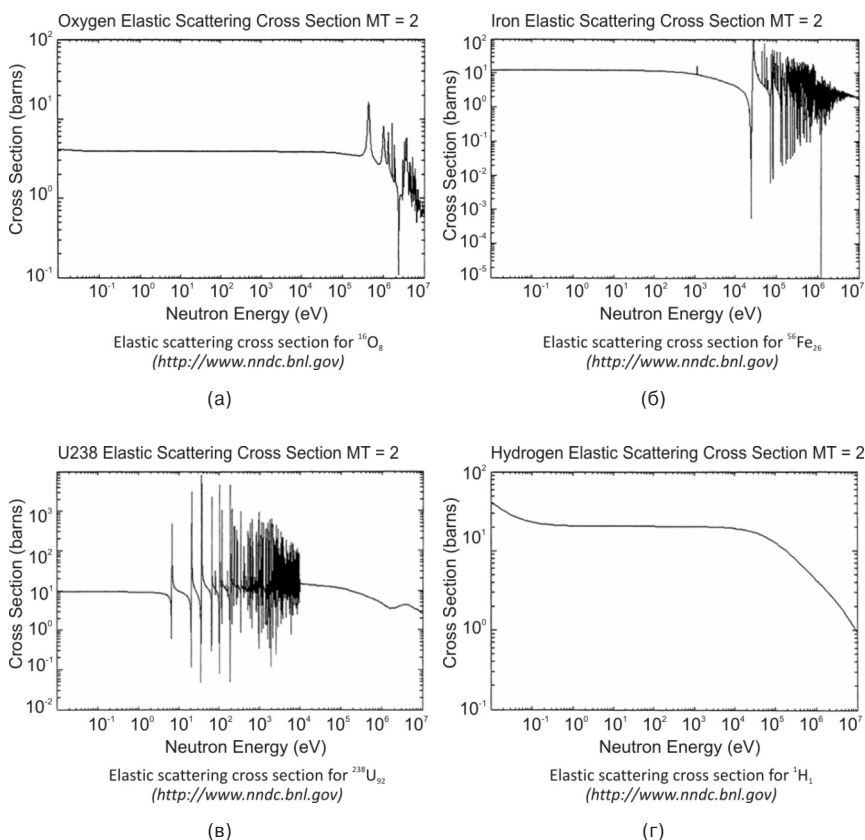


Рис. 9.7. Зависимость сечения упругого рассеяния от энергии нейтронов:

(а) — кислород, (б) — железо, (в) — уран (${}^{238}\text{U}$), (г) — водород

вая за счет фотонов избыток энергии с переходом в основное состояние. Неупругое рассеяние (n, n') является пороговым взаимодействием, то есть оно происходит лишь тогда, когда кинетическая энергия нейтрона превосходит пороговое значение, определяемое первым энергетическим уровнем W_1 возбужденного состояния ядер:

$$E_{\text{пор}} = \frac{W_1(A+1)}{A}. \quad (9.19)$$

С увеличением атомной массы A , свойственной изотопам в составе вещества, значение W_1 уменьшается от нескольких мегаэлектронвольт до 100 КэВ и ниже. Отсюда понятно, что неупругое рассеяние нейтронов в веществе происходит только среди быстрых нейтронов и преимущественно — на тяжелых ядрах. Типичный характер зависимости сечения σ_{in} неупругого рассеяния вещества от энергии нейтронов представлен на рис. 9.8 (а), на рис. 9.8.(б,в) показаны — по осредненным экспериментальным данным — зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{235}U и ^{238}U .

Наличие большого числа уровней возбуждения ядра делает неупругое рассеяние весьма вероятным процессом. Поэтому замедление быстрых нейтронов в материалах с массивными ядрами атомов в основном обусловлено именно неупругим рассеянием нейтронного излучения. Примеры значений сечения неупругого рассеяния нейтронов, имеющих энергию 14 МэВ, на ядрах некоторых химических элементов приведены в табл. 9.8.

Значения сечений неупругого рассеяния нейтронов достигают максимума для энергий нейтронного излучения 10...15 МэВ.

Из опытов по неупругому рассеянию нейтронов можно узнать о тепловых колебаниях атомов в молекулах и кристаллах веществ, первые работы по этой тематике, получившей название «нейтронография», принадлежат, в основном, Э. Ферми, выполнены им в период 1946-1948 гг.

Неупругое рассеяние, которое в основном испытывают быстрые нейтроны, является основной причиной замедления нейтронов в материалах ядерной техники. Значения длины замедления нейтронов (значения длины миграционного пробега среднестатистического нейтрона со снижением его энергии с 1 МэВ до 0,1 эВ) для различных веществ (реакторных материалов) приведены в табл. 9.9.

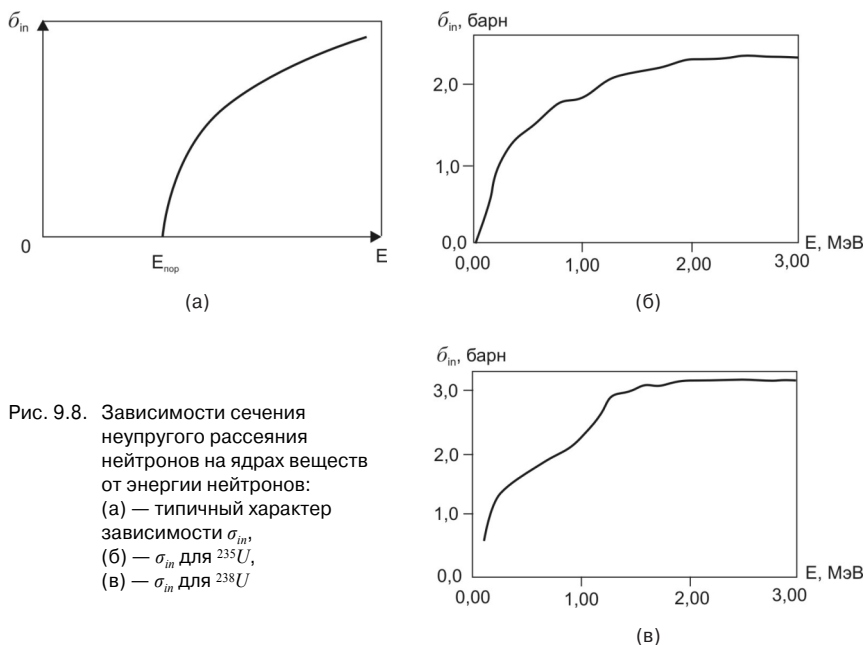


Рис. 9.8. Зависимости сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах веществ от энергии нейтронов: (а) — типичный характер зависимости σ_{in} , (б) — σ_{in} для ^{235}U , (в) — σ_{in} для ^{238}U

Шестая часть квадрата средней длины замедления нейтронов в веществе (имея в виду равноправность двух противоположных направлений и трехмерность пространства), по Ферми, получила название «*время замедления нейтронов*» — эта физическая величина является статистической характеристикой свойств вещества, замедляющего нейтроны (к буквальному пониманию времени никакого отношения не имеет) и измеряется в единицах размерности площади.

Замедление нейтронов в веществе, естественно, не приводит к их остановке, а постепенно происходит до скоростей, соизмеримых со скоростями теплового движения атомов и молекул среды. Достижение нейтронами соответствующих значений кинетической энергии получило название *термализация нейтронов*. Термализация (особенно в твердых средах) — сложный физический процесс, для его описания приходится учитывать рассеяние нейтронов на связанных атомах. Для упрощения описания кинетики нейтронов в веществе И.Е.Таммом — в свое время, сотрудником Одесского политехнического института и Нобелевским

Таблица 9.8. | Примеры сечений неупругого рассеяния нейтронов
(14 МэВ) на ядрах атомов

Химический элемент	Железо <i>Fe</i>	Кадмий <i>Cd</i>	Золото <i>Au</i>	Ртуть <i>Hg</i>	Висмут <i>Bi</i>	Свинец <i>Pb</i>
$E_{(n,n')}$, барн	1,43	1,89	2,51	2,47	2,56	2,29

Таблица 9.9. | Значения длины миграции и замедления нейтронов
в некоторых веществах

Вещество (материал)	Вода (H_2O)	Тяжелая вода (D_2O)	Бериллий (<i>Be</i>)	Графит (<i>C</i>)
Длина замедления	2,72 см	159 см	21 см	58 см

лауреатом — была введена аналогия, связанная с упругим и неупругим распространением (излучением и поглощением) в твердом теле акустических волн. Квант колебательного движения атомов кристалла им был назван *фононом*, и эта модель — как и многие аналогии в физике — оказалась плодотворной.

Термализация нейтронов во многих случаях способствует более эффективному взаимодействию с ними атомных ядер, что приводит к захвату нейтронов.

Вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами зависит, конечно, не только от энергии нейтронов, но и в немалой степени от структуры вещества, поэтому вероятность и тип взаимодействия могут значительно различаться даже для изотопов одного и того же элемента — это, в частности, ясно из рис. 9.8 (б,в).

Если интерес представляет только один определенный тип взаимодействия нейтронов с веществом, то рассматривают микроскопическое и макроскопическое сечения, определенные только для этого одного типа взаимодействия, но на практике — в целях учета не только эффектов рассеяния — используются величины *полных сечений взаимодействия* (микроскопического σ_{tot} и макроскопического Σ_{tot}), учитывающие также захват нейтро-

нов ядрами. Если используется обозначение без индексации (σ или Σ), то, как правило, имеются в виду значения полных сечений взаимодействия.

Если на слой вещества с концентрацией ядер N падает параллельный пучок нейтронов интенсивностью I_0 , то нейтроны, взаимодействуя с нуклидами вещества, будут покидать пучок — и интенсивность I_0 излучения в пучке будет уменьшаться. При интенсивности I пучка, падающего на каждый последующий тонкий слой вещества толщиной dx , ослабление пучка на величину dI при прохождении через слой будет равно (знак «минус» указывает на ослабление):

$$-dI = I \cdot N \cdot \sigma_{tot} dx. \quad (9.20)$$

Интегрируя это уравнение и полагая $dI = I_0$ при $x = 0$, для интенсивности нейтронов, прошедших слой вещества толщиной x без взаимодействий, получим зависимость:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-N \cdot \sigma_{tot} \cdot x) \quad (9.21)$$

или, с учетом понятия макроскопического сечения ($\Sigma_{tot} = N \cdot \sigma_{tot}$), имеем:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\Sigma_{tot} \cdot x). \quad (9.22)$$

Ослабление узкого (коллимированного) пучка нейтронов тонким — с учетом реальных пределов интегрирования (9.20) — слоем вещества, в пересчете на флюенс нейтронов, происходит по закону:

$$\Phi_x = \Phi_0 \cdot \exp(-\Sigma_{tot} \cdot x), \quad (9.23)$$

где Φ_0 и Φ_x — плотность потока нейтронов до и после прохождения ими слоя вещества толщиной x . В дополнение к этому для расчета ослабления плотности потока быстрых нейтронов от изотропного источника нейтронов (без учета прохождения через вещество, до достижения нейтронами ограничивающего их распространение материала) можно пользоваться законом обратных квадратов:

$$\Phi_0 = \frac{\Phi_n}{4\pi R^2}, \quad (9.24)$$

где Φ_n — плотность потока нейтронов в непосредственной близости от источника.

Таким образом, уменьшение интенсивности (плотности потока энергии) и плотности потока частиц остающихся в пучке нейтронов, в первом приближении, имеет характер убывающих экспоненциальных зависимостей, которыми можно пользоваться при решении задач защиты от нейтронного излучения (см. гл. 10, а также Приложения 9 и 10).

Для быстрых нейтронов наиболее важным результатом взаимодействия с ядрами атомов, сопровождающимся уменьшением интенсивности и плотности потока нейтронов, являются упругие (n, n) и неупругие (n, n') столкновения. Уменьшение энергии нейтронов и увеличение концентрации ядер повышает вероятность сближения нейтронов с атомными ядрами и протекания ядерных реакций. Далее рассмотрим процессы убыли нейтронов из пучка, распространяющегося в веществе, вследствие захвата нейтронов атомными ядрами.

Поскольку *захват нейтронов ядрами* атомов с очевидностью приводит к изменению состава нуклидов, захват нейтрона — не считая неупругого рассеяния — следует рассматривать как простейший случай ядерной реакции, формульное выражение которой имеет вид:



В результате ядерной реакции (9.25) возникает изотоп ${}^{A+1}X$ с массовым числом, на единицу большим массового числа исходного изотопа.

Реакция захвата нейтронов ядрами — достаточно распространенный физический процесс. В отличие от отрицательно заряженных других тяжелых частиц (μ -мезоны, Σ -гипероны, Ξ -гипероны, Ω -минус-гипероны), энергия которых может быть и больше, чем у нейтронов, нейтроны нечувствительны к кулоновскому отталкиванию при вхождении в электронные облака атомов. В отличие от положительно заряженных тяжелых частиц (протонов, дейтронов, тритонов, α -частиц и др.), нейтроны нечувствительны к кулоновскому отталкиванию при сближении с атомным ядром. Таким образом, по сравнению с другими частицами именно нейтроны обладают особо свободным режимом «доступа» к телу атомного ядра. По этой причине распространенность ядерных реакций, идущих при участии нейтрона, почти равновероятно велика и для случая взаимодействия с легкими ядрами, и для

случая взаимодействия с тяжелыми ядрами. По этой же причине большое число экзотермических ядерных реакций проходит под действием тепловых нейтронов, то есть не обладающих избытком энергии на фоне теплового движения нуклидов среды.

Более тяжелый изотоп ^{A+1}X , образующийся из AX в результате захвата нейтрона согласно (9.25), может оказаться стабильным (если захват нейтрона произошел нейтронно-дефицитным ядром) или образоваться в возбужденном состоянии — и вследствие этого быть склонным к отсроченным самопроизвольным ядерным превращениям (физика которых рассмотрена в гл. 3) или сыграть роль компаунд-ядра с безотлагательным развитием процесса деления (физика которого рассмотрена в гл. 5). Заметим, что состояние возбуждения нуклида может оставаться в некоторых случаях весьма продолжительным.

Кратко рассмотрим классификацию вариантов развития событий, связанных с исходным событием — захватом нейтрона атомным ядром. К числу промежуточных событий после захвата нейтрона ядром относятся: *нейтронный возврат* и *безвозвратное поглощение нейтрона*. Под нейтронным возвратом следует понимать последующее испускание нуклидом одного или более одного нейтрона. Под поглощением следует понимать процесс захвата, в результате которого свободный нейтрон входит в нуклид (безвозвратно), то есть последующий выход нейтрона из ядра не наблюдается.

Процессами, связанными с нейтронным возвратом являются: *альбедный захват* и *размножающий захват*. Процессами, не связанными с нейтронным возвратом (протекающими с поглощением нейтрона) могут быть: *стабилизирующий захват*, *радиационный захват*, *захват с испусканием легчайших ионов* и *захват с делением нуклида*. На рис. 9.9. схематично представлена классификация процессов, связанных с захватом нейтронов ядрами атомов и варианты исходов. Далее последовательно рассмотрим названные процессы.

Стабилизирующий захват нейтрона связан с его поглощением ядром и образованием стабильного, невозбужденного нуклида. Это крайне редкий, но возможный процесс, в котором в нейтронно-дефицитное нестабильное ядро (склонное к распаду с испусканием позитронов или с захватом электронов с внутренних электронных оболочек), внедряется недостающий нейтрон соответствующей энергии (не более, но и не менее требуемой), вследствие чего происходит стабилизация нуклида. Нейтронно-дефицитные ядра, как известно, могут быть получены, например, в ядерных реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$,

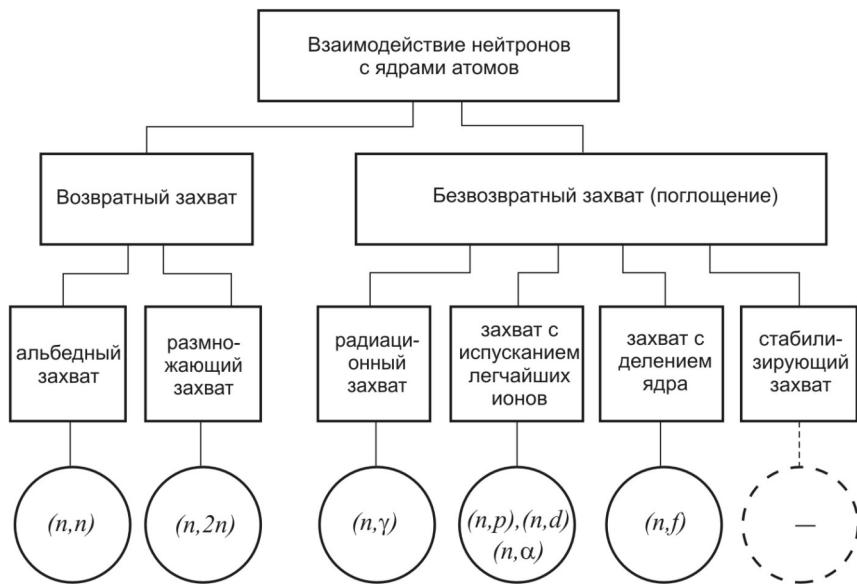


Рис. 9.9. Варианты процессов захвата нейтронов ядрами атомов вещества

(p,n) и находиться в составе облучаемого нейтронами вещества. Правда, распространенность нейтронно-дефицитных ядер в природе приблизительно на порядок меньше по сравнению с распространенностью стабильных и нейтронно-избыточных ядер, но их концентрация в веществе в некоторых случаях может быть высокой. Вероятность такого захвата тем больше, чем больше время жизни облучаемых нейтронами нестабильных нейтронно-дефицитных нуклидов. Теоретически это очень интересный процесс, способный привести к компенсации позитронного излучения, но с практической точки зрения — по-видимому, малоэффективный.

Альбедный захват нейтрона ядром феноменологически подобен упругому рассеянию нейтронов на ядрах, но по существу отличается тем, что его результатом является вторичное нейтронное излучение за счет высвобождения нейтронов из ядер. Идентифицировать это отличие, исходя из феноменологических принципов наблюдения процессов, в некоторых случаях бывает непросто. Так, взаимодействие нейтронов с некоторыми веществами можно отнести как к процессам рассеяния на

ядрах, так и к процессам захвата с последующим возвратом нейтрона обратно в среду. К таким, вызывающим практический интерес, процессам относится взаимодействие нейтронов с ядрами графита:



В этом случае грань между захватом нейтрона ядром и неупругим соударением ядра и нейтрона является условной, а графит можно рассматривать и как вещество, замедляющее нейтроны, и как материал, отражающий (возвращающий) их в среду.

Доля возвращаемых в среду нейтронов получила название *нейтронного альбеда* данного вещества. Например, альbedo графита (углерода) — 0,936, альbedo бериллия — 0,911, альbedo обычной воды — 0,811, а альbedo тяжелой воды — 0,981. Это означает, что 80% попавших в воду нейтронов (или, скажем, 94 % попавших в графит нейтронов), будут этими материалами отражены (возвращены в среду) — разумеется, при наличии достаточного слоя вещества. Для эффективного отражения нейтронов слой вещества должен иметь толщину не меньше длины миграции в нем быстрого нейтрона. Скажем, для воды — это несколько сантиметров, для графита — около 50 см, для бериллия — почти 21 см. С уменьшением толщины нейтронное альbedo различных материалов снижается — по этой причине при толщине, скажем, 40 см различия значений альbedo бериллия и графита будут несущественными. Многие материалы обладают плохими отражающими свойствами. Примером неэффективных отражателей в силу реакций $^{159}\text{Tb}(n,n)^{155}\text{Eu}$ является использование тербия. Хорошие (эффективные) отражатели нейтронов находят применение в реакторостроении, плохие (неэффективные) — могут применяться в конструкциях, когда влияние на распространение нейтронного излучения должно быть минимальным.

Важным технологическим свойством графита является то, что он достаточно эффективен как замедлитель: среднее число соударений нейтрона, обладающего начальной энергией 1 МэВ, до состояния, соответствующего энергии 0,1 эВ — составляет около 110. Учитывая это свойство, графит используется не только в качестве отражающего нейтроны материала, но и в качестве замедляющего вещества — например, в водоохлаждаемых ядерных реакторах на тепловых нейтронах типа РБМК (впервые использовать графит в качестве замедлителя при сооружении ядерного реактора предложил в 1942 г. сотрудник Э.Ферми Л.Сциллард).

Вода — не менее интересное вещество, чем графит, и тоже может играть двойную роль — замедлителя и отражателя — например, в реакторах на тепловых нейтронах типа ВВЭР. Но для реакторов на быстрых нейтронах применение воды и графита в качестве отражателей оказывается неприемлемым именно в силу их замедляющих свойств. Поэтому в качестве отражателя в реакторах на быстрых нейтронах используется вещества, которые одновременно являются сырьем для воспроизводства новых делящихся материалов (^{238}U или ^{232}Th) — оттого эти вещества и называются не отражателями нейтронов, а «зонами воспроизводства», а в качестве теплоносителя — вместо воды используются расплавы солей (фториды урана и др.) и эвтектика (от греч. *eutektos* — легкоплавящийся) металлов: натрий, ртуть сплав свинца и висмута, а также некоторые другие сплавы. Из изложенного ясно, что при использовании материалов в области реакторостроения учет отражающих и замедляющих свойств веществ по отношению к нейтронам имеет важное технологическое значение. Эти же свойства веществ важны — и не только в реакторостроении — при проектировании защиты от нейтронных излучений.

Близкой по механизму к реакции (9.26), по-видимому, можно считать реакцию *размножающего захвата* нейтронов в том веществе, в которое они попали, то есть — реакцию типа $(n, 2n)$, отвечающую формуле:



В реакции (9.27) нейтрон, возможно даже не будучи в полном смысле захваченным, сообщает ядру энергию, достаточную для освобождения второго нейтрона (как при неупругом взаимодействии). Но с точки зрения эффективности передачи энергии, представляется более корректным считать, что высвобождение двух нейтронов на каждый провзаимодействовавший с веществом нейтрон является результатом захвата первичного нейтрона с привнесением в нуклид возбуждения, достаточного для испускания ядром двух нейтронов. Такая реакция размножения нейтронов возможна, например, на ядрах изотопа бериллия ${}^9\text{Be}$. Полное сечение ядерного взаимодействия этого материала и вид энергетического спектра нейтронного излучения, рождающегося в ходе реакций типа ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}$ представлены на рис. 9.10.

Ввиду значительной энергии связи нейтрона в ядре (около 8 МэВ в

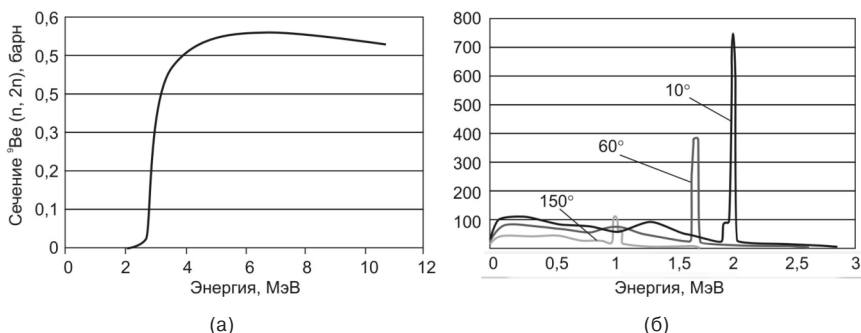


Рис. 9.10. Взаимодействие нейтронов с ядрами атомов бериллия:

(а) — микроскопическое сечение захвата нейтронов ${}^9\text{Be}$;
 (б) — вид энергетического спектра вторичных нейтронов.

легких ядрах и около 6 МэВ — в тяжелых) реакция (9.27) является существенно эндотермической и поэтому возможна только в случае попадания в вещество быстрых нейтронов и эффективной отдачи их энергии ядру. Возбужденное составное ядро, захватившее в свой состав дополнительный нейтрон, может выбросить два нейтрона, если его энергия возбуждения окажется не меньше энергии связи двух нейтронов в ядре. Продуктами захвата нейтрона нуклидом ${}^9\text{Be}$, сразу после образования нестабильного ${}^8\text{Be}$ (с периодом полураспада 10^{-18} с), становятся два нуклида ${}^4\text{He}$, то есть две α -частицы.

Так как в результате $(n,2n)$ -реакции возникают ядра с меньшим числом нейтронов по сравнению с исходными ядрами, то ее продукты, могут оказаться β -радиоактивными, а именно — испускающими позитроны. Примерами таких реакций могут служить: ${}^{72}\text{Ge}(n,2n){}^{71}\text{Ge}$, ${}^{70}\text{Ge}(n,2n){}^{69}\text{Ge}$ и ${}^{159}\text{Tb}(n,2n){}^{158}\text{Tb}$, вероятность протекания которых, правда, невелика, что в некоторых технологиях может оказаться преимуществом при необходимости использования материалов, почти не вступающих в соответствующие ядерные реакции.

Если захват с поглощением нейтрона приводит только к фотонному ядерному излучению, то такую (n,γ) -реакцию называют реакцией *радиационного захвата*. Вероятность радиационного захвата нейтрона зависит от свойств вещества, в которое попадают нейтроны, и от энергии нейтрона. Сечение (n,γ) для многих веществ растет по закону $1/u$, где u — скорость влетающего в вещество еще не растратившего свою энергию нейтрона. Это значит, что значение вероятности протекания этой реакции гиперболически умень-

шается с ростом энергии нейтрона E (исключения составляют резонансные эффекты). Для медленных нейтронов эффективное сечение реакции пропорционально величине $E^{-1/2}$, то есть имеет параболический характер уменьшения с увеличением энергии нейтронов.

Примером реакции радиационного захвата нейтронов может служить реакция (4.11) захвата нейтронов висмутом $^{209}\text{Bi}(n,\gamma)^{210}\text{Bi}$, рассмотренная в гл. 4. Примером использования такого взаимодействия нейтронов с веществом является процесс получения ^{239}Pu из ^{238}U . Паразитические (n,γ) -реакции являются причиной значительного нежелательного захвата нейтронов в среде активной зоны реактора при осуществлении технологических цепных ядерных реакций деления. Но этот эффект также может служить методической основой управления цепной реакцией, если соответствующее вещество, поглощающее нейтроны, целевым образом, при помощи специальных технических средств системы управления и защиты вводить в активную зону реактора. Примером такого технического использования процесса поглощения нейтронов может служить реакция (5.14) захвата нейтронов кадмием $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$, рассмотренная в гл. 5. Микроскопическое сечение поглощения нейтронов кадмием в такой реакции чрезвычайно велико. Ядра ^{113}Cd характеризуются сечением захвата тепловых нейтронов ($\sigma = 2,5 \cdot 10^{-24}$ м), в то время как для природной смеси изотопов, содержащей 12,3 % ^{113}Cd , $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-26}$ м²).

Зависимости, иллюстрирующие взаимодействие нейтронов различных энергий с кадмием представлены на рис. 9.11. Для сравнения показаны графики сечений, свойственных как чистому изотопу ^{113}Cd , так и смеси изотопов кадмия. Можно видеть, что вероятность прохождения (n,γ) -реакций гораздо выше для медленных нейтронов. Значения сечений (n,γ) -реакций на тепловых нейтронах для некоторых других химических элементов помещены в табл. 9.10. Из табл. 9.10. ясно, что различные изотопы склонны к радиационному захвату нейтронов в разной степени.

Радиационный захват нейтронов ядрами атомов веществ может быть использован как удобный инструмент для получения многих *искусственных изотопов*, ибо в принципе — этот процесс возможен при любых энергиях нейтронов и практически на ядрах любых веществ. Этот процесс протекает и в естественных условиях (в основном в звездной материи) — именно так образуются многие ядра тяжелее железа, путем быстрого последовательного захвата большого количества нейтронов. При этом — поскольку

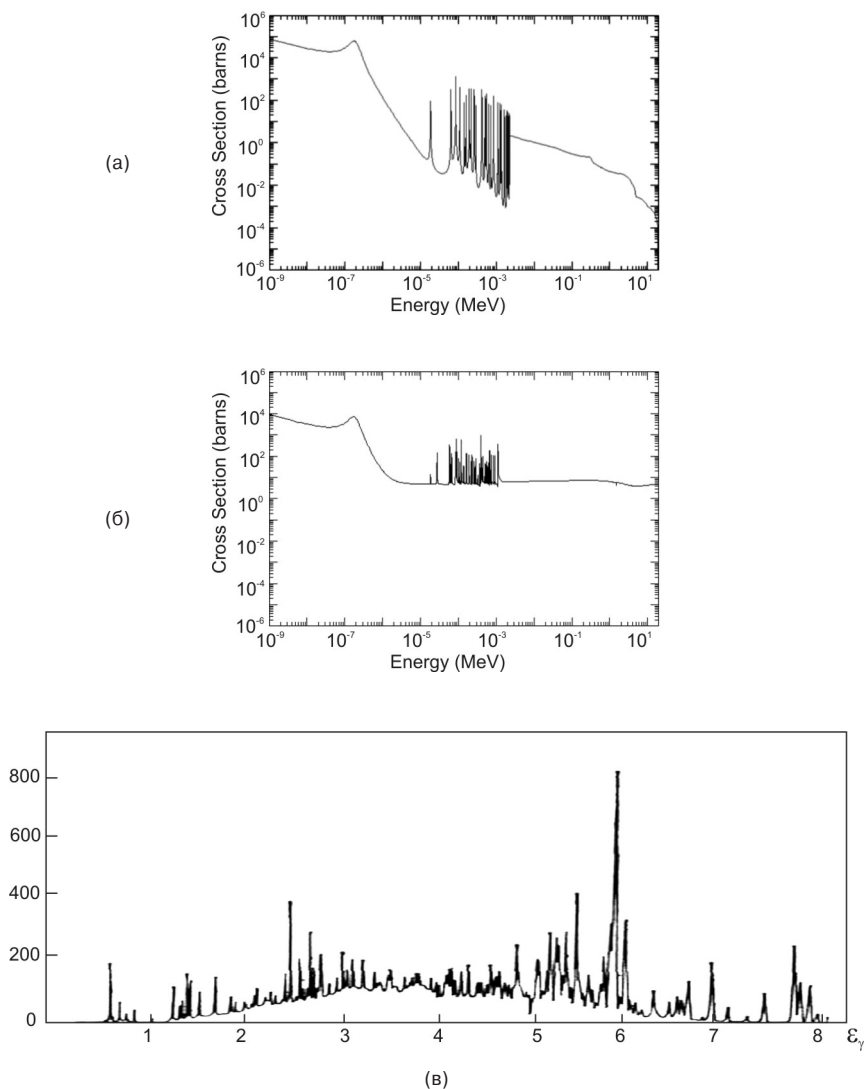


Рис. 9.11. Взаимодействие нейтронов в (n,γ) -реакциях с ядрами атомов кадмия: (а) — микроскопическое сечение захвата нейтронов изотопом кадмия ^{113}Cd , (б) — микроскопическое сечение захвата нейтронов природной смесью изотопов кадмия, (в) — вид энергетического спектра вторичных γ -фотонов, испускаемых в результате реакции.

Таблица 9.10. | Сечения (n, γ) -реакций на тепловых нейтронах некоторых изотопов

Изотоп	Сечение, барн	Изотоп	Сечение, барн
^{189}Hf	10	^{115}In	197
^{178}Hf	80	^{113}In	63
^{177}Hf	370	^{149}Sm	66000
^{176}Hf	30	^{107}Ag	30
^{155}Gd	70000	^{109}Ag	84
^{68}Zn	0,1	^{63}Cu	4,3
^{71}Ga	4	^{108}Pd	12
^{40}Ar	0,53	^{187}Re	75
^{55}Mn	13,3	^{96}Zr	0,1
^{64}Ni	1,6	^{158}Gd	4,0
^{30}Si	0,21	^{196}Pt	0,8
^{84}Kr	0,1	^{193}Ir	130
^{126}Te	0,8	^{141}Pr	10
^{76}Ge	0,08	^{186}W	34

конкурирующим процессом, свойственным нейтронно-избыточным ядрам является распад с испусканием электронов — условием образования тяжелых химических элементов является то, чтобы темпы захвата нейтронов ядрами были выше темпов распада нуклидов.

Экологически важным является случай радиационного захвата нейтронов нуклидами веществ, имеющих в составе атмосферного воздуха — например, в результате ядерного взрыва. Взаимодействие нейтронов с ядрами атомов азота $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ в этом случае является источником вторичного γ -излучения высокой жесткости, спектральная гамма-линия с энергией 10,824 МэВ имеет высокую интенсивность излучения — 14 % на один захваченный нейтрон. Такое вторичное излучение может привести к уже рассмотренным в гл.6 (§ 6.3) таким ядерным реакциям в атмосферном веществе как $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$, $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$, $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ с образованием радионуклидов и нового нейтронного излучения.

Судьба распространения в веществе γ -фотонов, порожденных нейтронами различных энергий, уже обсуждалась в предыдущем параграфе. Заметим, что нейтронно-избыточные нуклиды, образующиеся в (n, γ) -реакциях могут оказаться β -радиоактивными (испускающими электроны) или α -радиоактивными. Таким образом, наряду с γ -излучением становится возможным испускание в среде β -частиц или α -частиц — как результата первичного воздействия нейтронного излучения на вещество.

Далее рассмотрим также прямые реакции захвата и поглощения, приводящие к возникновению протонов, дейтронов и α -частиц под действием нейтронного излучения, распространяющегося в веществе. Поскольку и протоны, и дейтроны и α -частицы являются легчайшими ионами — ионами атомов протия, дейтерия и гелия, соответственно, — захват нейтронов, приводящий к испусканию этих частиц, вполне логично называть *захватом с испусканием наилегчайших ионов*.

Совершенно очевидно, что ядерные реакции захвата и поглощения нейтронов типа (n, p) , (n, d) и (n, α) с испусканием электрически заряженных частиц возможны только в том случае, когда энергия возбуждения составного ядра, возникшего в процессе захвата нейтрона, больше энергии связи соответствующей частицы в ядре. Быстрые нейтроны могут вызывать реакции (n, α) и (n, d) , медленные нейтроны — реакции типа (n, p) и (n, α) . Микроскопические сечения различных реакций существенно зависят от энергии нейтронов и для различных ядер нерегулярно и сильно варьируют при изменении зарядовых чисел нуклидов и атомной массы веществ.

Сравнивая массы исходных и конечных частиц перечисленных выше реакций, можно понять, что (за небольшим числом исключений) ядерные реакции этих типов являются эндотермическими. Следовательно, эти реакции, в большинстве случаев, должны быть наиболее вероятными для нейтронов, обладающих достаточно большими энергиями. Возникающие в результате рассматриваемых реакций ядра-продукты — так же как и ядра, возникающие при реакции (n, γ) — имеют, по сравнению с исходными ядрами, большее число нейтронов, приходящихся на один протон, и поэтому, как правило, оказываются β -радиоактивными, а именно — испускающими электроны. Реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$; ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$; ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, характеризующиеся значительными сечениями взаимодействия нейтронов с ядрами, используются в первичных преобразователях воспринимающих устройствах для регистрации нейтронов — нейтронных детекторах.

Кроме того, реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$; $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ также могут использоваться для устранения нейтронного излучения в целях защиты от него (подробнее — в гл.10).

Реакция $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ захвата нейтронов с испусканием протонов и образованием нестабильного (испускающего электроны и γ -фотоны изотопа азота) может быть использована в благих целях для обнаружения веществ, содержащих азот — например, для обнаружения взрывчатых веществ — тринитротолуола $\text{C}_6\text{H}_5\text{N}_3\text{O}_6$ или аммиачной селитры NH_4NO_3 — «глауберовой соли» (Й.Глаубер, 1659 г.) В другом случае эта же реакция может быть нежелательной — скажем, вносящей основную долю в наведенную активность водяных теплоносителей в ядерных реакторах.

Примерами реакций, характеризующихся малыми сечениями взаимодействия (в диапазоне высоких энергий — до 14 МэВ) могут служить: $^{175}\text{Lu}(n,\alpha)^{172}\text{Tm}$, $^{175}\text{Lu}(n,p)^{176}\text{Yb}$, $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$, $^{159}\text{Tb}(n,p)^{159}\text{Gd}$. Микроскопические сечения поглощения нейтронов в этих реакциях составляют десятые доли миллибарн.

Наряду с (n,α) реакциями, дающими в числе продуктов каждого взаимодействия лишь одну α -частицу — например, реакции типа (5.12) — известны реакции, при которых возникает несколько α -частиц — например, реакции (5.13), описанные в гл. 5. Таким образом, нейтронное излучение может породить все возможные виды корпускулярных излучений.

Если процессы поглощения нейтронов привели к образованию возбужденных ядер, то релаксация нуклидов после возбуждения может произойти не только путем испускания фотонного излучения или пучков заряженных частиц, но также — путем испускания крупных ионов вплоть до осколков от деления нуклида. При этом, если процесс захвата нейтрона с делением ядра происходит за период, превышающий характерное ядерное время, то образовавшийся в результате поглощения нейтрона нуклид играет роль компаунд-ядра, требующего релаксации (§ 5.3). Если же деление происходит в пределах характерного ядерного времени — реализуется механизм прямого деления. Эффективность ядерной реакции деления в том или ином веществе нейтронами определенных энергий характеризуется — как и в случае других видов взаимодействия нейтрона с нуклидом вещества — сечением реакции, в данном случае сечением реакции деления σ_f . Примеры зависимостей микроскопических сечений реакций деления от энергии нейтронов показаны на рис. 9.12.

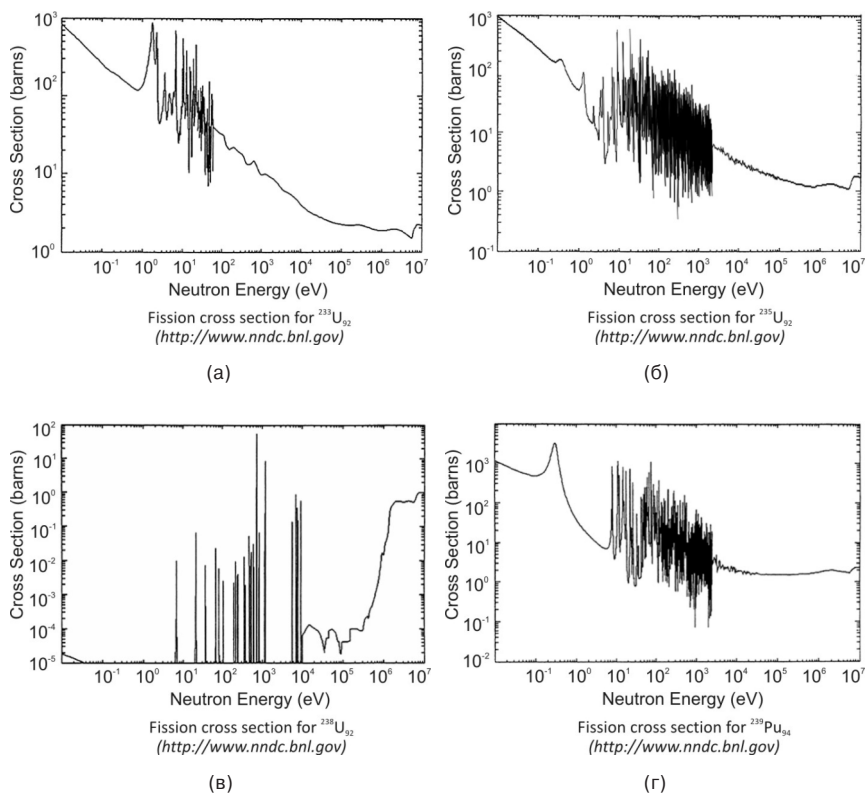


Рис. 9.12. Сечения реакций деления нейтронами нуклидов:

(а) — σ_f для ^{233}U , (б) — σ_f для ^{235}U , (в) — σ_f для ^{238}U , (г) — σ_f для ^{239}Pu .

Мгновенное испускание вторичных нейтронов от деления ядра усиливается эффектами испускания всех возможных ионизирующих излучений распадающимися радиоактивными осколками. Некоторые из возникающих при делении радиоактивных тяжелых ионов способны также испускать нейтроны с некоторым запаздыванием (*запаздывающие нейтроны*). К ним относятся, например, нуклиды изотопа лития ^{11}Li , нуклиды изотопа бериллия ^{13}Be , нуклиды изотопов натрия $^{27}\text{Na} \dots ^{32}\text{Na}$, нуклиды изотопов цезия $^{141}\text{Cs} \dots ^{147}\text{Cs}$ и многие другие. Примеры некоторых излучателей с относительно большим временем запаздывания нейтронов представлены в табл. 9.11.

Таблица 9.11. | Примеры излучателей с большим временем
запаздывания нейтронов

Нуклиды-излучатели	Средняя энергия, МэВ	Время запаздывания, с
$^{87}\text{Br}, ^{142}\text{Cs},$	0,25	56...54
$^{137}\text{I}, ^{88}\text{Br}, ^{136}\text{Te}$	0,56	23...21
$^{138}\text{I}, ^{89}\text{Br},$	0,43	6...5
$^{139}\text{I}, ^{94}\text{Kr}, ^{143}\text{Xe}, ^{144}\text{Xe}$	0,62	2,3...1,9

Заметим, что энергия запаздывающих нейтронов (0,4...0,6 МэВ) значительно ниже энергии мгновенных нейтронов деления (около 1,5...2 МэВ) — вид энергетического спектра мгновенных нейтронов деления изотопа урана ^{235}U представлен на рис. 9.13.

Обладая недостаточной энергией, запаздывающие нейтроны не могут вызывать деление ядер изотопа ^{238}U . Величина, характеризующая количество запаздывающих нейтронов в составе общего нейтронного поля называется *долей запаздывающих нейтронов*. Доля запаздывающих нейтронов для каждого вида делящихся ядер — вполне определенная величина (например, для ^{235}U она составляет примерно 0,65 %).

Учитывая многообразие ядерных реакций, вызываемых нейтронами и вообще — вариантов взаимодействия нейтронного излучения с веществом, следует с большим вниманием относиться к свойствам веществ, подвергаемых облучению нейтронами. Важно подчеркнуть, что эти свойства существенным образом зависят от энергии нейтронов — так, некоторые материалы для нейтронов одних энергий могут являться поглотителями, для нейтронов с другой энергией — рассеивателями. Например, бор и кадмий являются превосходными поглотителями тепловых нейтронов, но очень хорошо пропускают нейтроны более высоких энергий (пластина из кадмия толщиной 1 мм пропустит всего лишь 0,001 % тепловых нейтронов и до 94% нейтронов с надтепловой энергией).

Принимая во внимание множественные каскадные излучения, порождаемые в веществах нейтронами, защите от нейтронного излучения следует уделять особое внимание с учетом возникающих вторичных излучений. В заключение параграфа следует отметить, что примерно 50 % энергии, выделяющейся при аннигиляции в веществе пары нейтрон-антинейтрон,

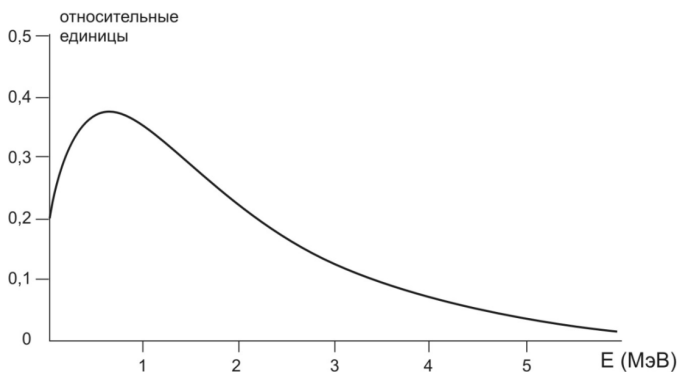


Рис. 9.13. Вид энергетического спектра мгновенных нейтронов деления урана ^{235}U

уносят нейтрино, при малых (реально наблюдаемых) значениях энергии практически не взаимодействующие с веществом — поэтому никакой биологической опасности нейтринные излучения в данном случае как следствие облучения нейтронами вещества — не представляют, и защиты не требуют в контексте рассматриваемых физических процессов.

§ 9.4. | ОСОБЕННОСТИ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Атомный состав живого (биологического) вещества ничем не выделяется среди множества природных и искусственно созданных материалов, но молекулярная структура и молекулярная соорганизованность обуславливают сложнейшие механизмы функционирования отдельных органов биологического объекта и организма (растения, животного, человека) в целом.

Чтобы в первом приближении разобраться в особенностях радиобиологических эффектов — то есть в особенностях биологических реакций на воздействие ионизирующих излучений — сначала следует вспомнить физико-химический состав биологического вещества и хотя бы в общих чертах понять основы различий нормальных и патологических физиологических процессов.

Строение всякого *биологического организма* является клеточным. Внутриклеточное пространство, образованное клеточной мембраной, заполнено цитоплазмой, в которой находятся различные органеллы, в том числе митохондрии и рибосомы, окружающие ядро (нуклеус). Внутри ядра клетки, склонного к делению в целях размножения клеток, обнаруживаются нитевидные образования — хромосомы, причем каждому виду растений и животных присущи определенное количество и форма хромосом в любой клетке тела. Так, ядрам клеток человека свойственны 46 хромосом. Хромосомы являются носителями наследственных задатков организма, передающихся от родителей к потомству: внутри хромосом имеются молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), характерные участки которых (гены) определяют те или иные наследственные качества.

В пределах клеточной мембраны (и сквозь нее) диффундируют неорганические и органические химические соединения. Основными элементами этих соединений являются: водород, азот, кислород и углерод.

В относительно небольших количествах в составе живых организмов присутствует, кроме того, множество других химических элементов (*K*, *Ca*, *Na*, *I* и т.д.). Если доля химических элементов в биоткани составляет от $10^{-2}\%$ до $10^{-5}\%$, их относят к микроэлементам — среди таковых: марганец *Mn*, бор *B*, стронций *Sr*, медь *Cu*, литий *Li*, барий *Ba*, бром *Br*, никель *Ni* и др. Если химические элементы накапливаются в клетках организма еще в меньших концентрациях (до $10^{-6}\%$), их относят к ультрамикроэлементам — таковыми являются, например, мышьяк *As*, молибден *Mo*, кобальт *Co*, свинец *Pb*, серебро *Ag*, золото *Au*, радий *Ra* и др. Некоторые растения и животные способны избирательно концентрировать определенные химические элементы, к примеру: морские водоросли — бром и йод, кукуруза — золото, астрагалы — селен, сфагнум — серебро, вересковые и брусничные — марганец, мышечные ткани свиньи — калий *K*, костные ткани животных и человека — кальций *Ca*, стронций *Sr* и т.д.

Нормальные клетки биоткани состоят из определенным образом упорядоченных разнообразных химических соединений. Некоторые из этих соединений встречаются не только в живой, но и в неживой природе — к ним относятся вода (доля которой в клетке — наибольшая) и минеральные соли. Но наиболее характерны для живых клеток — органические соединения, определяющие физиологию всего живого. Начала теории происхождения первых органических и биологических образований из неживой материи

изложены в трудах немецкого физиолога Э. Пфлюгера, английского генетика Дж. Холдейна, русского биохимика А.И. Опарина, американского химика М. Кальвина. Современная теория происхождения биологических организмов выделяет следующие начальные стадии:

- органические вещества образуются из неорганических в результате воздействия физических факторов окружающей среды;
- органические вещества взаимодействуют друг с другом, образуя все более сложные комплексы, из которых постепенно формируются ферменты и самовоспроизводящиеся системы, напоминающие гены;
- сложные молекулы становятся более разнообразными и объединяются в примитивные, похожие на вирусы, организмы;
- вирусоподобные организмы постепенно эволюционируют и дают начало растениям и животным.

В связи с изложенным интересно отметить, что *ионизирующие излучения* относятся к тем физическим факторам, которые могут быть причастны к развитию процессов образования жизни: еще Нобелевский лауреат (1961 г.) Мэлвин Кальвин экспериментально показал, что высокочастотные электромагнитные ионизирующие излучения естественного (космического) происхождения или искусственного (связанные с электрическими разрядами) происхождения могут способствовать образованию органических соединений из простых неорганических компонентов.

Химические процессы, направленные на образование составных частей клеток и тканей, получили название *анаболизм* (греч. ἀναβολή — движение вверх). Химические процессы разложения на более простые вещества получили название *катаболизм* (греч. καταβολή — движение вниз). Анаболизм и катаболизм составляют две стороны обмена веществ в организме — *клеточный метаболизм*.

Образование *биологических молекул* в составе клетки в основном происходит посредством реализации ковалентных химических связей (за счет перекрытия электронных облаков атомов и образования общей электронной пары). Ионные связи (при которых валентные электроны от одного атома смещаются к другому — например, от металла к неметаллу, обеспечивая электростатическое притяжение ионов) также играют важную роль — как во взаимодействии друг с другом различных участков молекулы, так и при образовании межмолекулярных связей. При всем разнообразии

биологических молекул они могут быть классифицированы — четыре важнейших класса образуют: белки, жиры (липиды), углеводы и нуклеиновые кислоты. Воздействие тех или иных ионизирующих излучений на различные биологические молекулы может иметь различные последствия для организма.

Белки — основные вещества любой живой клетки, они составляют основу цитоплазмы и ядра. Белки принадлежат к числу наиболее сложных веществ, встречающихся в природе. Их молекулы образованы тысячами атомов, но количество химических элементов, входящих в состав белка относительно невелико (обязательными компонентами являются углерод, водород, кислород и азот, часто в белковых молекулах присутствует сера и фосфор). К типичным белкам относится гемоглобин, придающий крови красный цвет. Некоторое представление о сложности молекулы гемоглобина, размер которой — ниже среднего среди белковых молекул, может дать ее состав: $C_{3032}H_{4816}O_{872}N_{780}S_8Fe_4$. Первым белком, молекулярное строение которого удалось выяснить, был инсулин — гормон поджелудочной железы, оказывающий многогранное влияние на обмен веществ практически во всех биологических тканях (главным образом — обеспечивающий снижение концентрации глюкозы в крови и усиление анаболических процессов).

Основной структурной единицей белков являются молекулы *аминокислот* двадцати видов, сотни остатков этих молекул последовательно связаны в одну белковую молекулу пептидной связью ($—CO—NH—$). Известные аминокислоты, образующие белок, перечислены в табл. 9.12, где также приведены источники их наибольшей распространенности в тех или иных белках.

Проверяя гипотезу А.И.Опарина (кн. «Возникновение жизни», 1936 г.), американские химики Г.Юри и С.Миллер (1953 г.) обнаружили, что некоторые аминокислоты, например глицин и аланин, и даже более сложные вещества, могут быть получены из смеси паров воды, метана, аммиака и водорода, через которую в течение недели пропускают электрический ток. Это позволило понять, что грань между живой и неживой природой менее четкая, чем считалось ранее, и это важно также в контексте вопросов влияния ионизирующих излучений на белковую материю.

Структурные формулы основных аминокислот белков представлены на рис. 9.14.

Хотя белки в организме играют главным образом роль структур-

Таблица 9.12. | Аминокислоты
в составе белков*)

Аминокислота	Биологический источник белка
Глицин	желатин
Лейцин	мышечные волокна
Тирозин	казеин
Серин	шелк
Глутаминовая кислота	растительные белки
Аспарагиновая кислота	конглутин, легумин (ростки спаржи)
Фенилаланин	ростки люпина
Аланин	фиброин шелка
Лизин	казеин
Аргинин	вещество рога
Гистидин	стурин, гистоны
Цистин	вещество рога
Валин	казеин
Пролин	казеин
Гидроксипролин	желатина
Триптофан	казеин
Изолейцин	фибрин
Метионин	казеин
Треонин	белки овса
Гидроксилизин	белки рыб

*) по источнику: Овчинников Ю. А. «Биоорганическая химия», 1987. — 815 с., стр. 25.

ных компонентов протоплазмы и функциональных составных частей ферментов и некоторых гормонов, они могут использоваться и в качестве источника энергии. Методом использования «меченных атомов» — путем мониторинга ионизирующих излучений при миграции радиоизотопов углерода, водорода и азота — была доказана возможность превращения белков в жиры и углеводы.

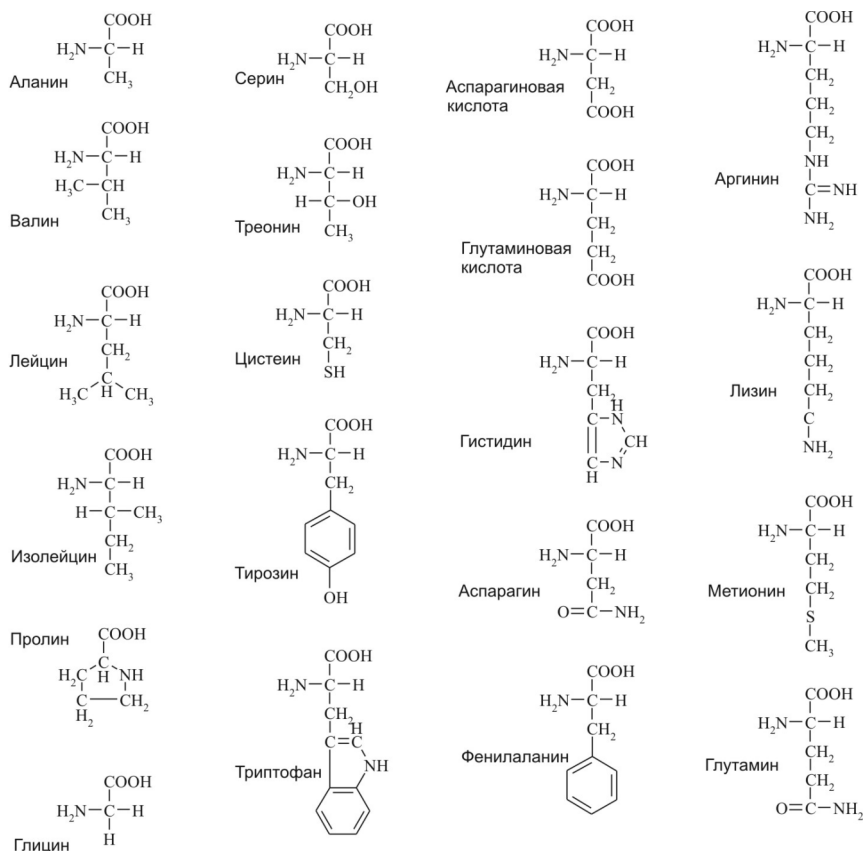


Рис. 9.14. Структурные формулы аминокислот в составе белка биологической ткани

Липиды (греч. λίπος, lípos — жир) представляют собой большей частью нерастворимые в воде органические соединения, молекулы которых имеют менее сложное строение по сравнению с белками. В состав молекул липидов входит только три химических элемента: кислород, водород и углерод. Число атомов углерода и водорода относительно велико: например, молекула тристеаринглицерида — жира, содержащегося в большом количестве в говяжьем сале, состоящего из трех молекул стеариновой кислоты и

одной молекулы глицерина — имеет состав $C_{57}H_{110}O_6$. Молекулы липидов можно классифицировать на простые и сложные, а кроме того, в качестве отдельного класса выступают так называемые оксиплипиды.

К простым липидам относятся жирные кислоты, жирные альдегиды, жирные спирты, предельные углеводороды с длинной алифатической цепочкой и сфингозиновые основания. К сложным липидам относятся фосфолипиды, воски, триглицериды, гликолипиды, и др.

Функции липидов в организме человека многообразны — структурирование, аккумулирование энергии, терморегуляция, и др. Кроме истинных жиров, состоящих из глицерина и жирных кислот, к группе липидов относятся много жироподобных веществ, которые могут содержать, помимо жирных кислот, также фосфор, холин и сахара. Фосфолипиды — важные компоненты растительных и животных клеток вообще и нервных клеток в особенности. Фосфолипиды с липофильным спиртом холестерином входят в состав клеточных мембран, их пластичные и прочные молекулы отделяют, упрощенно выражаясь, живое от неживого. Подобным образом, воски используются пчелами для строительства сот. В организмах животных и человека различные липиды образуют соединительную ткань — такая биоткань находится, например, под эпителиальным слоем кожи и придает ей растяжимость и упругость. В клетках жировой соединительной ткани находятся запасы жира, в которых аккумулируется энергия — так, триглицериды используются организмом как источники энергетического питания. Энергоемкость жиров в расчете на единицу массы примерно вдвое больше, чем углеводов — так, при полном окислении 1 г жира выделяется около 37800 Дж энергии, то есть примерно вдвое больше, чем при окислении 1 г белков или углеводов. Различные липиды являются средой усвоения жирорастворимых витаминов (*A*, *D*, *E*), миелиновые оболочки нервных волокон тоже отличаются высоким содержанием липидов и т.д.

Углеводы образованы теми же химическими элементами, что и жиры, но строение молекул углеводов иное. К углеводам принадлежат различные сахара, крахмал, целлюлоза. Во многих живых системах молекулы углеводов выполняют роль источников энергии. К числу важнейших углеводов относятся моносахариды. Например, глюкоза ($C_6H_{12}O_6$) — единственный моносахарид, постоянно содержащийся в человеческом организме в сколько-нибудь значительном количестве. Все другие потребляемые в процессе питания моносахариды превращаются работой печени в глюкозу — ведь

она необходима для метаболизма клеток головного мозга, и для того, чтобы обеспечить эти клетки глюкозой, требуется определенный уровень содержания ее в крови. В норме ее содержание в крови и тканях млекопитающих составляет около 0,1% по массе. Надлежащая концентрация глюкозы в крови поддерживается при помощи чрезвычайно сложного механизма, в котором участвуют нервная система, печень, поджелудочная железа, гипофиз и надпочечники. Дефицит глюкозы может вызвать судороги, привести к потере сознания и даже к смерти. Молекулы дисахаридов, имеющих общую формулу $C_{12}H_{22}O_{11}$, представляют собой соединения из двух молекул моносахаридов, сцепленных в результате отщепления одной молекулы воды. Тростниковый и свекловичный сахара представляют собой такой дисахарид — сахарозу, соединение одной молекулы глюкозы с одной молекулой фруктозы. Углеводы, имеющие самые большие молекулы в своем классе — полисахариды. Полисахаридами являются крахмалы и целлюлоза, молекулы которых состоят из большого числа моносахаридных группировок $(C_6H_{10}O_5)_n$. В обобщенной структуре углеводов содержатся кислород, водород и углерод в соотношении 1:2:1. Углеводы, как и белки, входят в клеточные структуры.

Нуклеиновые кислоты, содержащиеся в клеточном ядре, играют основную роль в построении белков, характерных для данной клетки, и в информационной передаче наследственных признаков. Молекулы нуклеиновых кислот значительно крупнее белковых. Компоненты нуклеиновых кислот называют *нуклеотидами*. Каждый нуклеотид содержит азотистое основание, пятиуглеродный сахар (пентозу) и фосфорную кислоту. Входящие в нуклеиновые кислоты азотистые основания делятся на два типа: пурины и пиримидины. Например, ДНК содержит аденин, гуанин и цитозин, а в качестве второго пиримидинового основания — тимин, при этом в ДНК входят фосфорная кислота и дезоксирибоза — по химической структуре представляющая собой сахар, содержащий 5 атомов углерода. Составляющими частями нуклеиновых кислот являются и свободные нуклеотиды — в частности, аденозинтрифосфат (АТФ) и аденозиндифосфат (АДФ), которые играют роль переносчиков энергии во внутриклеточных процессах. Химическая структура этих нуклеотидов такова: аденин (состоящий из углерода, водорода и азота), соединен с молекулой рибозы и, кроме того, образует связь с радикалом из фосфатов (с тремя фосфатами в АТФ и двумя фосфатами в АДФ). При поглощении энергии (например, в процессе фотосинтеза)

она идет на присоединение одного фосфата с превращением АДФ в АТФ, и эта же энергия после переноса АТФ в другую часть клетки, может быть отдана отщеплением одного фосфата с превращением АТФ — снова в АДФ. Соединения АДФ и АТФ также являются составной частью и многих ферментов (от лат. *fermente* — закваска), которые представляют собой вспомогательные белковые вещества, ускоряющие химические превращения в биологических клетках.

Группы сходных по строению и выполняющих определенные функции клеток вместе с межклеточным веществом, образуют *биологические ткани*. Понятие биологической ткани является одним из важнейших при рассмотрении вопросов метрологической оценки влияния ионизирующих излучений на человеческий организм. Ткани, из которых состоят органы, различны, но их можно разделить на четыре группы: нервная ткань, мышечные ткани, эпителиальные ткани и соединительные ткани. *Нервная ткань* образует основную массу головного и спинного мозга, а также периферическую сеть волокон в организме для передачи физиологических электрических сигналов. *Мышечные ткани* образуют мягкие части тела, способные к сократительным движениям (включая гладкие мышцы кровеносных сосудов и других органов). *Соединительные ткани* образуют скелетную систему (костные и хрящевые ткани), а также различные прослойки в органах и между органами. *Эпителиальные ткани* образуют наружный покров тела (кожу) и выстилают многие полости внутренних органов (слизистые оболочки).

Радиочувствительность тканей (то есть восприимчивость к воздействию ионизирующей радиации) различна — это связано с выполняемыми ими функциями. Например, клетки эпителиальных тканей, подвергаясь вредным внешним воздействиям, погибают в больших количествах — в связи с этим они обладают способностью к быстрому размножению (поврежденные отмирающие клетки заменяются новыми). По этой причине эпителиальные ткани в целом обладают относительно большой устойчивостью к радиационным воздействиям. Пленки, обволакивающие мышцы, сухожилия, хрящи и кости образованы различными видами соединительной ткани. Соединительные ткани разных видов имеют различную радиочувствительность. Так, костная ткань имеет очень твердое и прочное межклеточное вещество (примерно на 25 % содержащее кальций Са), а жировая соединительная ткань эластична. Строение и состав этих тканей определяют их дифференциальную чувствительность к ионизирующим излучениям. Нервная ткань

образованная *нейронами* — клетками нервной ткани, составляющими так называемое серое вещество головного мозга, спинного мозга и нервных узлов (вне центральной нервной системы) — обладает наибольшей радиочувствительностью, это определяется ее строением. Длинные отростки одних нейронов остаются в центральной нервной системе, образуя так называемое белое вещество, длинные отростки других нейронов собираются в пучки (нервы), которые выходят из центральной нервной системы, разветвляются и пронизывают все органы тела. Функциональное назначение нервной ткани — формирование и передача управляющих сигналов электрической природы, которые воздействуют на органы и системы организма (опорно-двигательную, сердечно-сосудистую, эндокринную и др). Нервные волокна насыщены электролитами на водной основе, выполняющими роль проводников управляющих сигналов. Это делает нервную ткань весьма уязвимой по отношению к ионизирующим излучениям, а значит — и весь организм. Гибель нейронов может привести к параличу или деградации организма даже при условии физической неповрежденности его основных (жизненно важных) органов.

С точки зрения молекулярной биологии большое значение для организма имеют стероиды, к которым относятся мужские и женские половые гормоны (андрогены и эстрогены), гормоны коры надпочечников, соли желчных кислот, холестерин и витамин *D*. Холестерин — важный структурный компонент нервной и других тканей; кроме того, из него синтезируются стероидные гормоны, которые играют первостепенную роль в регулировании некоторых метаболических процессов. Важно отметить, что некоторые гормоны (эстроген, например) в числе других физиологических функций играют роль защитных веществ, противодействующих

Таблица 9.13. | Примерный атомный состав
мягкой биологической ткани

Химический элемент	Обозначение	% (масс.)
Водород	<i>H</i>	10
Азот	<i>N</i>	4
Кислород	<i>O</i>	74
Углерод	<i>C</i>	12

Таблица 9.14. | Примерный атомный состав
костной биологической ткани

Химический элемент	Обозначение	% (масс.)
Водород	<i>H</i>	6,4
Азот	<i>N</i>	2,7
Кислород	<i>O</i>	41,0
Углерод	<i>C</i>	27,7
Магний	<i>Mg</i>	0,2
Фосфор	<i>P</i>	7,0
Сера	<i>S</i>	0,2
Кальций	<i>Ca</i>	14,7

эффектам воздействия на организм ионизирующей радиации (см. подробности в § 10.7, гл.10).

Все жизненные процессы, протекающие в биологических организмах, связаны с непрерывным изменением физического состояния и химического состава веществ, входящих в структуру того или иного биологического органа. Типы веществ и даже их относительные количества в клетках различных органов и разных представителей животного мира удивительно схожи. Например, и в печеночной ткани человека и в протоплазме амёбы содержится примерно 80 % воды, 12 % белка, 2 % нуклеиновых кислот, 5 % липидов, 1 % углеводов и доли процентов других веществ. Некоторые клетки имеют специфический химический состав — скажем, головной мозг млекопитающего обогащён липидами.

Подытожить изложенное можно приведением примерного атомного состава мягкой биологической ткани (в осреднённом гомогенизированном варианте $(C_5H_{40}O_{18})_n$, который определяется пропорциями, представленными в табл. 9.13, и примерного атомного состава костной биологической ткани, который определяется пропорциями, представленными в табл. 9.14.

Приведённый состав даёт представление о том, какие стабильные атомы могут химическим путём быть замещены на нестабильные (склонные к распаду) и о том, вынужденные превращения ядер каких атомов под действием ионизирующих излучений могут нарушить компонентный состав

той или иной биологической ткани. Порядок *патологических изменений в мягких биологических тканях* под действием ионизирующих излучений может быть, скажем, следующим.

Сначала возможно образование радиоактивных атомов из входящих в состав биологического вещества стабильных нуклидов, например, в ходе ядерных реакций под действием ионизирующей радиации: $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$, $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$, $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$, $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ и т.п. Так, возможно химическое водородное замещение стабильного протия ^1H или дейтерия ^2H — на радиоактивный тритий ^3H . Возможно замещение стабильных изотопов азота ^{14}N и ^{15}N — на радиоактивные изотопы азота от ^{10}N до ^{13}N и от ^{16}N до ^{25}N . Возможно замещение стабильного кислорода ^{16}O , ^{17}O и ^{18}O — на радиоактивные изотопы кислорода: от ^{12}O до ^{24}O . Возможно замещение стабильных изотопов углерода ^{12}C или ^{13}C — на радиоактивные изотопы углерода от ^8C до ^{12}C и от ^{14}C до ^{22}C .

После замещения нуклидов будет происходить не только ионизация соседних атомов от испускаемых радионуклидами излучений, но и спонтанное изменение химического состава молекул: например, за счет превращений водорода — в гелий (при испускании электрона изотопом ^3H), углерода — в азот (при испускании электрона изотопом ^{14}C), азота — в кислород (при испускании электронов нейтронно-избыточными изотопами азота), азота — в углерод (при испускании позитронов — нейтронно-дефицитными изотопами азота), кислорода — в азот (при испускании позитронов нейтронно-дефицитными изотопами кислорода), кислорода — во фтор (при испускании электронов нейтронно-избыточными изотопами кислорода) и т.п., включая огромное количество спонтанных ядерных преобразований одних микроэлементов — в другие.

Превращения атомных ядер одних химических элементов в атомные ядра других химических элементов возможны также непосредственно в ходе ядерных реакций под действием ионизирующих излучений: например, азота — в углерод $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ или $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$, кислорода — в азот $\text{O}^{16}(n, p)\text{N}^{16}$, углерода — в гелий $^{12}\text{C}(n, n)^3\text{-}^4\text{He}$, азота — в кислород $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ или $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, углерода — в азот $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ или $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ и др.

Таким образом, токсическое воздействие ионизирующих излучений заключается не только в многокаскадном образовании ионов, от прямого и косвенного действия ионизирующей радиации (включая образование новых излучателей), но и в вырождении химического состава молекул биологического вещества. Кроме того, на фоне описанных процессов,

возможны изменения конфигурации молекул за счет разрушения меж-атомных связей — эти процессы приводят к ускоренному катаболизму биологических клеток, включая гибель белковых ферментов, и к *деградации биологического вещества*.

Наряду с этим, формирующиеся при разрушении молекулярных связей образования, имеющие высокую степень химической активности — *свободные радикалы* (включая группы H^+ и OH^- , возникающие при радиоллизе воды) — могут вступать в новые химические связи с образованием чуждых биологическим тканям химических соединений, которые способны вызвать *токсикоз организма*. Между прочим, заметим, что обычные ионы H^+ и OH^- , не являющиеся свободными радикалами со смещенными электронными облаками (H^\bullet и OH^\bullet) могут быть и нормальными метаболитами человеческого организма.

Заметим, что прямая передача энергии от излучения веществу — в случае воздействия на биологические молекулы — даже при отсутствии ядерных реакций может привести к разогреву вещества, денатурации белков и других важнейших биологических веществ. Электромагнитное воздействие на нервную систему организма может мгновенно привести к дисфункции целого ряда органов. В любом случае поглощение энергии, привнесенной ионизирующим излучением (с учетом форм ее реализации в тканях), является первичным процессом, дающим начало многоступенчатой последовательности физико-химических преобразований в облученном объекте, которая приводит неизбежно к наблюдаемому в конечном счете патологическому, с точки зрения нормальной анатомии и физиологии организма, радиационному эффекту.

Радиопоражаемость тканей впервые была обстоятельно описана французскими учеными Бергонье и Трибондо в 1906 г. Ими была выявлена существенная закономерность: радиопоражаемость тканей зависит от степени различия клеток и от их митотической активности (показателем митотической активности ткани или культуры ткани служит число делящихся путем митоза клеток — из 1000 изученных на гистологическом препарате). Было установлено: чем менее дифференцирована клетка (как, например, стволовые клетки) и чем выше ее митотическая активность, тем выше ее радиопоражаемость. И наоборот — чем более дифференцирована клетка и меньше ее митотическая активность, тем клетка более радиорезистентна (как, например, клетки лимфоидной ткани). Тот факт, что наиболее подвер-

жены воздействию ионизирующего излучения активно делящиеся (в первую очередь стволовые и эмбриональные) клетки, впоследствии был подтвержден многолетними исследованиями в области радиобиологии.

Было установлено, что хотя в поражающем действии ионизирующих излучений важную роль играют окислительные процессы (которые усиливаются вследствие взаимодействия кислорода с радикалами биомолекул с последующим образованием новых перекисных радикалов, в свою очередь вызывающих необратимое поражение тканей), одновременно в организме усиливаются и процессы противоположной направленности — связанные с активизацией антиоксидантов.

Эффекты, связанные с воздействием ионизирующего излучения на структурные компоненты клеток организма могут проявиться не только в изменении генотипа биологического объекта, но и в изменении его фенотипа (от греч. *phainotip* — «являю, обнаруживаю», совокупность внешних характеристик, присущих индивиду на определенной стадии развития). Другими словами, патология может проявиться как в потомстве (благодаря механизму наследственности), так и в непосредственных соматических (телесных) изменениях организма, ткани которого подверглись облучению. При этом, изменения генотипа могут долгое время оставаться скрытыми, невыявленными.

Даже малые, поначалу физиологически себя не обнаруживающие, внешне незаметные, ничем себя не проявляющие изменения на внутриклеточном уровне — скажем, в составе нуклеотидов (например, на геномном уровне ДНК) могут повлечь весьма значимые отсроченные патологические эффекты потомственного характера.

Таким образом, подытоживая изложенное выше, можно перечислить очевидные факторы негативного влияния ионизирующих излучений на живой организм: разогрев биологических тканей, микродефекты внутриклеточных и внутримолекулярных структур, ионизация различных сред биологического организма, разрушение биохимических и биофизических связей, радиоллиз воды (составляющей на 75-85% человеческого организма) и других присущих телу жидкостей, образование свободных химических радикалов, химический синтез токсинов и разрушение ферментов (иначе говоря, энзимов) — это основные факторы, определяющие *эффекты лучевых поражений*, вызванных ионизирующей радиацией.

Из рассмотренных механизмов возникновения лучевых поражений

Таблица 9.15. Периоды развития
лучевой болезни

№	Наименование периода болезни	Основные симптомы
1.	период первичной реакции	головная боль, тошнота, утомление, тревога
2.	период мнимого благополучия (латентного развития болезни)	разрушение продуцирующего лейкоциты костного мозга, ослабление иммунной системы, изменения в кишечнике, коже, выпадение волос (на фоне общего удовлетворительного состояния)
3.	период разгара болезни	расстройство функций кишечника, нарушение проницаемости сосудов, кровотечения и кровоизлияния в кожные покровы и слизистые оболочки, глубокое поражение кроветворной и иммунной систем, развитие инфекционных осложнений
4.	период восстановления организма (при благоприятном исходе)	улучшение самочувствия, восстановление функций органов и систем

биологических организмов должно быть понятно, что излучения различного вида и различной энергии по-разному могут воздействовать на биологическую ткань и вызывать патологии различной степени тяжести. Все эти механизмы и эффекты необходимо учитывать в каждом конкретном случае воздействия на организм человека (частично или целиком). Лучевые поражения могут быть быстро обратимыми или в некоторых случаях даже неощутимыми. Во многих случаях — при легкой тяжести полученных лучевых травм — требуется реабилитация организма (от лат. *re* — снова и *habilis* — приспособленный), которая может привести к полному его восстановлению. В других случаях тяжесть поражений может привести к лучевой болезни (нарушению нормальной жизнедеятельности организма), что требует лечения — и иногда с оперативным вмешательством (пересадка костного мозга,

переливание крови, присадка стволовых клеток и др.), если медикаментозных средств реабилитационного воздействия недостаточно.

В типичной форме лучевой болезни различают четыре периода (см. табл. 9.15). Альтернатива последнему периоду — летальный исход.

Длительности этих периодов и тяжесть проявления зависят от степени и характера облучения организма и от индивидуальных особенностей конкретного человека. Последствия от воздействия ионизирующих излучений даже малой интенсивности могут оказаться в той или иной степени неблагоприятными.

Хотя интенсивность и проникающая способность ультрафиолетового излучения незначительна, но ионизирующая способность ультрафиолетовых лучей (при чрезмерном облучении биологических объектов или при высокой восприимчивости последних) может быть опасна. Особенно это чревато последствиями для альбиносов — людей с недостатком или отсутствием (или блокадой) важного в этом случае медьсодержащего фермента — тирозиназы, являющегося катализатором в синтезе меланина — пигмента, обуславливающего цвет загорелой кожи (присутствие тирозиназы вызывает и потемнение нарезанного картофеля). Меланин вырабатывается организмом как реакция на *ультрафиолетовое облучение человека* в качестве средства радиационной защиты, и различные участки кожного покрова вырабатывают его у различных людей с разной скоростью, например, в подмышечных впадинах, паховой области и в области грудных желез у представителей европеоидной расы этот пигмент вырабатывается медленно. Поэтому некоторые области тела требуют особо щадящего воздействия на них ультрафиолетовым излучением — в том числе, в составе солнечной радиации. Круглогодичное использование промышленных установок с излучателями в ультрафиолетовом диапазоне электромагнитных волн (в том числе для загара в составе искусственных «соляриев» или для облучения в бактерицидных целях) считается безвредным лишь при условии умеренного использования. Детский или ослабленный организм намного чувствительнее к ультрафиолетовому излучению. Недооценивать опасность чрезмерного ультрафиолетового излучения, даже естественного, не следует.

Проникающая и ионизирующая способности *рентгеновских лучей* при распространении их в биологической ткани намного больше, чем ультрафиолетовых лучей. Соответствующие свойства, как известно, используются

в флюорографической рентгенодиагностике (когда изображение получают на флюоресцирующем под действием рентгеновских лучей экране) или в диагностической рентгенографии (когда изображение объекта получают на фотопленке путем проецирования в рентгеновских лучах). Заметим, что без применения флюоресцирующего покрытия для прямого засвечивания фотоэмульсии требуется в 30...100 раз большая экспозиция (правда, в этом случае можно достичь большей резкости изображения для правильного распознавания физиологических аномалий). Подробности этого вопроса изложены в главе 6 (§ 6.2).

Как известно, в медицинских исследованиях для увеличения контрастности изображения рентгеноскопических проекций мягких тканей и органов может использоваться контрастное вещество — препарат, вводимый внутрь организма (полость или кровоток) — которое обладает явно большим или явно меньшим поглощением рентгеновских лучей по сравнению с биологическими тканями. Этот факт говорит о существенных различиях в распространении ионизирующих излучений в живом и неживом веществе.

Даже работа с рентгеновскими установками (несмотря на все меры предосторожности) — а тем более прямая подверженность их воздействию — может пагубно отражаться на организме человека. Так, по данным С. Уоррена (1956 г.), который изучал материалы о заболеваемости и смертности рентгенологов в США, для представителей этой профессии характерна значительно более высокая частота лейкозов, и смерть от болезней наступает у них в более раннем возрасте, несмотря на применяемые в медицинской рентгенологии защитные средства.

Значительная информация о *реакции биологических тканей на различные ионизирующие излучения* была собрана при анализе последствий бомбардировок Хиросимы и Нагасаки (1945 г.), а также результатов применения лучевой терапии для лечения рака путем губительного воздействия на злокачественные образования в организме. Эта реакция для разных людей, разных органов и разных тканей оказалась неодинаковой, но были выявлены и общие эффекты воздействия.

Было определено, что через кожный покров человека α -частицы в большинстве случаев не могут проникнуть — их пробег, например, при энергии 4 МэВ, в биологической ткани составляет лишь 31 мкм. Однако, радионуклиды, являющиеся источниками α -излучения, представляют большую опасность при поступлении внутрь организма через органы дыхания

и пищевой тракт, инъекции, открытые раны и ожоговые поверхности (при повреждении кожного покрова). Например, для α -частиц ^{239}Pu пробег в мягкой биологической ткани составляет 43 мкм, но при внутреннем действии высокая степень ионизации ($1,47 \cdot 10^7$ пар ионов на одну α -частицу) с учетом небольшой длины пробега обуславливает значительную величину плотности ионизации и приводит к весьма опасному воздействию на организм.

Пробег β -частиц в биологической ткани достигает нескольких сантиметров — например, пробег электронов с энергией 4 МэВ в мягкой биологической ткани равен 2,6 см. Поэтому внешнее β -излучение для человека, имея в виду его внутренние органы, представляет опасность.

Для γ -излучения ни мягкая, ни костная биологическая ткань существенным препятствием не является — под его действием происходит сквозное облучение всего организма. Это весьма опасно для живых существ (вследствие множественных повреждений внутренних органов и тканей).

Биологический эффект от действия тепловых нейтронов в основном обусловлен процессами образования дейтерия от радиационного захвата нейтронов протием $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ и процессами образования β -излучающего радиоуглерода $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Сечения этих реакций составляют соответственно 0,33 барн и 1,76 барн, то есть для тепловых (и вообще для медленных) нейтронов сечения захвата в этих реакциях довольно малы, и большая часть энергии в таких случаях расходуется на химическое возбуждение и разрушение молекул биологического вещества за счет рассеяния нейтронов на атомных ядрах элементов, образующих молекулы. Для быстрых нейтронов до 90 % энергии в ткани теряется при упругом взаимодействии. При этом решающее значение имеет рассеяние нейтронов на протонах. Дальнейшие патологические эффекты появляются в результате ионизации среды протонами отдачи.

При анализе вопросов воздействия внешнего ионизирующего облучения на биологическое вещество наиболее пристальное внимание следует уделять действию нейтронов и γ -излучения, в наибольшей степени способствующих изменению (не в лучшую сторону) противоопухолевой резистентности организма. Эти выводы были сделаны еще отделом генетики Института кайзера Вильгельма в Берлин-Бухе (Германия) в годы второй мировой войны, где интенсивно проводились эксперименты по изучению биологического действия ионизирующей радиации на человека

и животных. Последующие многолетние исследования этих выводов несколько не опровергают.

При исследовании внутренней физиологической миграции наиболее распространенных радионуклидов, которые могут попасть в организм человека дыхательным, пищевым, инъекционным или трансэпителиальным (трансдермальным) путем, были получены следующие данные.

При поступлении в организм человека изотопа йода ^{131}I и других радиоактивных изотопов йода около 30 % радионуклидов накапливается в *щитовидной железе* (рис. 9.15,а), остальные 70 % распределяются равномерно по всему организму. Это объясняется тем, что йод — один из важнейших для организма элементов, в первую очередь необходимый для продуцирования гормонов *щитовидной железы*. Суточная потребность человека в йоде — 150 мкг. Функциональная роль щитовидной железы относится к одной из важнейших в организме, дисфункция этого органа может привести к тяжелым гормональным расстройствам всего организма, ведь гормоны щитовидной железы (*тироксин*, *трийодтиронин* и *кальцитонин*) регулируют большинство процессов обмена веществ в организме, стимулируют рост, психическое развитие, деятельность сердечно-сосудистой и пищеварительной систем, участвуют в обеспечении половой функции, уровня кальция в организме (который является основным материалом для построения костей, а также необходимым элементом веществ, проводящих сигнал в нервной и мышечной тканях). Йод (как радиоактивный, так и нерадиоактивный) долго задерживается в щитовидной железе: биологический период его полувыведения из этого органа — 120 суток, из других органов тела — 12 суток.

Наряду с деятельностью щитовидной железы чрезвычайно важна роль расположенного рядом с ней *тимуса* (рис. 9.15,б) — лимфоциты приобретают в тимусе (вилочковой железе) свойства, обеспечивающие защитные реакции против клеток, которые в силу различных повреждений становятся организму чужеродными. Ослабление функции тимуса при радиационных эффектах, происходящих от расположенных рядом с ней органов, влечет за собой неполноценность иммунной системы и ее недееспособность в борьбе против инфекций. Таким образом, влияние радиоактивного йода на тимус может также иметь серьезные патологические последствия.

При поступлении в организм человека изотопа цезия ^{137}Cs и других изотопов этого химического элемента радионуклиды распределяются в организме почти равномерно, несколько большая концентрация — в мышечной ткани. Биологический период его полувыведения от 40 до 200 суток.

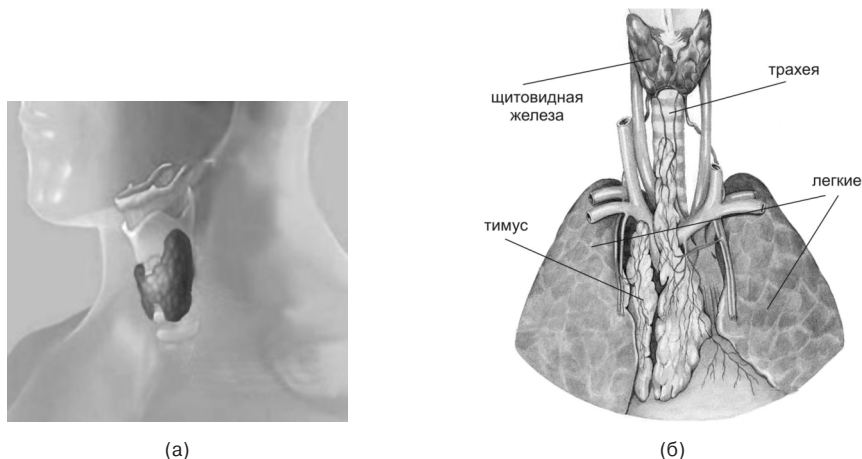


Рис. 9.15. Взаимное расположение органов гормональной активизации защиты человека: (а) — щитовидная железа, (б) — вилочковая железа (тимус)

При поступлении в организм человека изотопов полония, включая ^{210}Po , 60 % радионуклидов откладывается в костной ткани, остальные распределяются по мягким тканям — в печени, почках, эритроцитах (красных кровяных тельцах). Биологический период полувыведения полония — 50 суток. Наличие излучения от полония, усвоенного организмом, невозможно выявить у живого человека, учитывая непроницаемость биологических тканей для α -частиц. По опытам над животными известно, что летальная доза этого радиоизотопа для взрослого человека оценивается в пределах от 0,6...2 мкг (что соответствует теоретически определяемой активности 0,1...0,3 ГБк).

При поступлении в организм углерода, в том числе изотопа углерода

Таблица 9.16. | Пример сравнительного ряда радиационной опасности изотопов

Радиоизотоп	^{238}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Am	^{90}Sr	^{226}Ra
Радиационный ущерб организму	1	1,6	$5,0 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^6$	$4,8 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^7$

^{14}C , радионуклиды концентрируются в основном в жировой и костной тканях, соответственно в долях 60 % и 10 %. Биологический период его полувыведения составляет около 10 дней.

При поступлении в организм человека изотопов радия, в том числе изотопа ^{226}Ra , радионуклиды откладываются на 99 % в костях скелета. Биологический период полувыведения этого химического элемента — 45 лет.

При поступлении в организм человека стронция, в том числе изотопа стронция ^{90}Sr , радионуклиды откладывается преимущественно в костных тканях, замещая кальций — до 90 %. Особенно быстро стронций накапливается в детском организме, вызывая так называемый «стронциевый рахит». Биологический период полувыведения из организма этого химического элемента равен примерно 18 годам.

При поступлении в организм человека изотопов плутония ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu и др. в скелете откладывается 50 % радиоизотопов (в основном концентрируясь в костном мозге), в печени — 40 %, в остальных органах и тканях — 10 %. Чтобы выяснить, где и как концентрируется плутоний в человеческом организме, и выработать стандарты безопасности обращения с ним, в свое время, в рамках Манхэттенского проекта (США), проводились медицинские эксперименты по внутривенному введению в человеческий организм плутония, результаты которых были опубликованы через 50 лет (см. журнал Los Alamos Science. The Human Plutonium Injection Experiments: Los Alamos National Laboratory, 1995, Вып. 23, С. 188-214). Биологический период полувыведения изотопов плутония из костей — 80...100 лет, из печени — 40 лет.

При поступлении в организм человека изотопа америция ^{241}Am его радионуклиды в тканях распределяются примерно так же, как и в случае плутония, с близкими периодами полувыведения и аналогичными эффектами.

При поступлении в организм различных изотопов нептуния от ^{231}Np до ^{241}Np примерно 60...80 % радионуклидов (среди которых и α -, и β -излучатели) откладывается в костях. Биологический период полувыведения нептуния — 200 лет.

Интересно сравнить эффекты воздействия на организм различных радиотоксичных элементов. Если принять радиологическую токсичность изотопа ^{238}U за единицу, то этот же показатель даст сравнительный ряд значений для других изотопов (см. табл. 9.16).

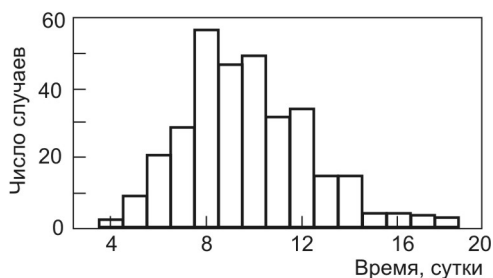


Рис. 9.16. Распределение значений периода биологического полувыведения трития в составе воды

Следует отметить, что биологические *периоды полувыведения радиоизотопов* при их попадании внутрь организма сильно варьируют и имеют большой статистический разброс. Это можно показать на примере усвоения и выведения из организма трития (рис. 9.16). Поэтому приведенные выше значения биологических периодов полувыведения, заимствованные из литературных источников, следует считать осредненными или, во всяком случае — зависящими от репрезентативности статистических исследований.

Многие радиоизотопы более или менее равномерно распределяются по организму человека, воздействуя тотально — понятно, что это не делает их менее опасными. Общее воздействие на организм имеет и внешнее неколлимированное (широкопучковое) ионизирующее излучение.

Было установлено, что эффект внешнего воздействия ионизирующей радиации на организмы людей и животных очень зависит от режима облучения — при мелкопорционном (даже продолжительном) воздействии организм в большинстве случаев успевает восстановить поврежденные органы и ткани. Чувствительность различных органов к облучению сильно варьирует. Крайне чувствительны к действию проникающей ионизирующей радиации дети (даже малые воздействия на хрящевую ткань могут замедлить или даже остановить у них рост костей). Беспрецедентно высокой чувствительностью к действию радиации обладает мозг плода, особенно если будущая мать подвергается облучению между восьмой и пятнадцатой неделями беременности. Половые железы (гонады), хрусталик глаза, кровеносные сосуды, красный костный мозг — очень радиочувствительны. Меньшей чувствительностью обладают другие внутренние органы такие как — печень, почки, мочевой пузырь.

Лечебные эффекты воздействия ионизирующих излучений основаны на

повышенной радиочувствительности раковых клеток (как и вообще клеток, склонных к быстрому делению). Под действием интенсивного излучения в патологических клетках развивается огромное количество нарушений, и они погибают. При этом считается, что нормальные клетки организма не подвергаются таким изменениям, так как они более устойчивы к облучению.

Достижение положительного результата при терапевтическом облучении организма может быть обеспечено путем изучения предварительных характеристик коллимированного (узконаправленного) воздействия ионизирующей радиации на биологические клетки, подлежащие уничтожению на заданной глубине (с учетом «пика Брэгга» — см. § 9.1, рис. 9.2). Для этого могут быть использованы технические средства, рассмотренные в главе 6 (§ 6.2). Но риск такого лечения оценить совсем непросто, поэтому облучение в лечебных целях применяют, как правило, к инкурабельным (практически неизлечимым, то есть смертельно больным) пациентам, когда — ради паллиативного (временного, полумерного) результата — «из двух зол выбирают меньшее».

Считается благотворным *эффект лечения радоном* на бальнеологических курортах и прием радоновых ванн. Возможно, это является некоторым аргументом в пользу того, что нельзя относить малые радиационные воздействия к безусловно опасным. Вероятно, такие эффекты могут быть связаны со стимулирующим действием слабого воздействия ионизирующей радиации, которое запускает механизмы активизации защитных систем организма. К таким механизмам относится антиоксидантная и вообще гормональная физиологическая активность. Например, возможна антистрессовая выработка такого биогенного амина как серотонин — из аминокислоты триптофан. Процессы выработки серотонина и иных биогенных средств самозащиты под непрямым действием внешних радиационных факторов могут активироваться и в гипофизе (центральной органе эндокринной системы), и в гипоталамусе (важнейшем регуляторном отделе головного мозга), и в эпифизе (шишковидном теле в центре головного мозга) мозга, и в щитовидной железе, и в тимусе, и в надпочечниках, и в энтерохромафинных клетках желудочно-кишечного тракта, и в эндотелии сосудов, а также в других органах и тканях. Эти защитные механизмы могут превалировать над патогенными эффектами, но могут и уступать им. Однако положительные соматические (телесные) реакции организма (или эффекты, воспринимаемые субъективно как положительные) не исключают неосязаемых аномалий в организме на генетическом уровне.

Изучение *генетических последствий воздействия ионизирующего излучения* на организм здорового человека связано с большими трудностями. Во-первых, пока слишком мало известно о том, насколько действенными могут оказаться повреждения, возникающие в генетическом аппарате человека при различном облучении. Во-вторых, полное выявление всех наследственных дефектов происходит лишь на протяжении нескольких поколений. В-третьих, возникающие от облучения дефекты трудно отличить от тех, которые возникают совсем по другим причинам (ведь одно и то же следствие может быть вызвано разными причинами). Тем не менее, понятно, что в результате воздействия ионизирующего излучения в ядрах биологических клеток возникают *хромосомные аберрации* (лат. *aberratio* — отклонение), включающие изменения числа и структуры хромосом, а также *мутации* (лат. *mutatio* — изменение) в самих генах. Эти аномалии могут оказаться доминантными (и проявиться в первом же поколении) или рецессивными — которые могут проявиться в том случае, когда у обоих родителей мутантным оказался один и тот же ген (такие эффекты могут проявиться через несколько поколений или не проявиться совсем).

Мутагенное воздействие ионизирующей радиации было обнаружено еще в 20-х годах прошлого века в опытах на растениях. Получая в потомстве растений отклонения от среднестатистической нормы («расшатав наследственность» облучением) и отбирая наиболее ценные с потребительской точки зрения плоды и семена, стали получать различные генетические модификации плодоносящих сельскохозяйственных сортов. Первые работы по радиационной селекции растений провели в СССР, модифицируя сорта пшеницы (1927-1928 гг.) В последующие годы (до 1934 г.) были получены *радиомутанты* гороха и табака. В этот же период И. М. Мичурин впервые использовал ионизирующую радиацию при выведении новых сортов плодово-ягодных культур. Эти работы возобновились в пятидесятых годах, так методом радиационной селекции были выведены новые сорта бобовых растений — сои и фасоли (1956 г.).

Было замечено, что при облучении пыльцы, семян, черенков или целых растений частота мутаций плодов по сравнению с естественной вариативностью повышалась во много раз. В зависимости от вида растений и дозы облучения от 25% до 80% растений оказывались настолько измененными, что обладали визуально заметными крупными или мелкими отличиями — например, такими отличиями являются аномально удлиненные плоды све-

клы, моркови, редиса и многих других корнеплодов (коммерчески выгодные с точки зрения экономии посевных площадей в густонаселенных районах).

Наблюдениями ботаников и растениеводов установлено, что облучение семян увеличивало урожай: редиса в парниках на 25 %, моркови — на 15...20 %, сахарной свеклы — на 40 % (и к тому же повышало ее сахаристость); предпосевное облучение картофеля повышало урожай — на 15...20 % (и делало его непривлекательным для колорадских жуков). При этом было обнаружено, что, например, редис, выращенный из облученных семян, содержал больше витаминов (очевидно, вынужденно продуцируя их для повышения эффективности самовывживаемости после облучения).

Качественное изучение эффектов воздействия ионизирующей радиации продолжается: так, обнаружено, что умеренное воздействие γ -излучения на гречиху увеличивает ее кустистость, а воздействие на мяту — пробуждает дополнительные почки на корневищах. В настоящее время трудно себе представить ботанический вид, избежавший попыток проведения его генной модификации ионизирующими излучениями. Разумеется, эффекты облучения растений — в результате диспергирования вариантов наследия облучением — разнохарактерны, среди них и такие, которые отнюдь не придают товарного вида фруктам, овощам и корнеплодам — именно потому селекция (отбор) *генетически модифицированных продуктов* питания является важным процессом, сопутствующим *технологиям лучевой модификации*. Можно предположить, что в недалеком будущем подобным преобразованиям могут быть подвергнуты лекарственные растения и объекты животноводства.

Известные биологические применения радиоизотопов не ограничиваются *радиационной селекцией* ботанических пищевых продуктов. Примером использования γ -излучающих радиоактивных изотопов кобальта является борьба с насекомыми (в частности с мухами), путем внедрения в естественные популяции стерильных в фертильном отношении (от лат. *fertilis* — плодородный) особей, кастрированных с помощью ионизирующего излучения. Аналогичное устранение половой функции у животных сельскохозяйственного назначения считается фактором улучшения их потребительской кондиции. Известно, что подобные патологические эффекты воздействия ионизирующих излучений на людей также рассматривались в числе возможных (оскопление педофилов по решению суда, некоторых пациентов — по медицинским показаниям, милитаристские планы массового истребления населения и т.п.).

В наше (мирное) время усилия селекционеров и радиологов преимущественно направлены на выяснение значений количественных показателей облучения для достижения максимального эффекта в том или ином случае (ведь, скажем, клубни растений чувствительнее семян, а тараканы менее восприимчивы к ионизирующей радиации, чем мухи). Стремления медиков сконцентрированы на определении количественных показателей при реализации возможностей лечебного применения ионизирующих излучений для людей и количественных показателей возможного патологического влияния ионизирующей радиации.

Из всего изложенного можно сделать вывод о том, что количественные оценки эффектов воздействия ионизирующих излучений на биологическое вещество должны учитывать не только вид воздействующего излучения, его энергетический спектр и характер воздействия, но также — локализацию воздействия на биологические органы и ткани, разнохарактерные механизмы поражения организма и его восстановительные возможности, хронологические аспекты, а кроме того — множество других факторов, влияющих на конечный эффект. Система количественных оценок этих процессов находится в стадии развития и претерпевает изменения, следуя за изучением эффектов воздействия ионизирующих излучений.

§ 9.5. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ВЕЩЕСТВО

Для оценки воздействия ионизирующих излучений разного вида на различные вещества ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements — Международная комиссия по радиологическим единицам и средствам измерений) в дополнение к величинам экспозиционной и физической дозы (см. § 8.4), характеризующим излучение, падающее на вещественный объект, ввела в использование еще одну физическую величину — по идее, более универсального характера или, по крайней мере, более прагматичного применения — *поглощенная доза*. Эта величина характеризует удельную (массовую) энергию, отданную излучением внутри облученного материала, единицей ее размерности был выбран *рад* (rad, roentgen absorbed dose), которому было присвоено значение $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Дж/кг}$. Эта

величина стала определять энергию *поглощенного излучения*, в то время, как экспозиционная и физическая дозы продолжали использоваться для оценки энергии только падающих (но еще не поглощенных) лучей. Опытным путем было найдено соответствие между единицами *рентген* и *рад* для разных облучаемых веществ. Так, согласно литературным источникам (напр., Герберт Гольдштейн. Основы защиты реакторов. Пер. с англ., М.: Госатомиздат, 1961 г., — 343 с.) экспозиционная доза в 1 Р равнозначна — в зависимости от энергии излучения — от 0,92 до 0,97 рад поглощенной дозы в мышечной ткани и от 0,93 рад (при 500 КэВ) до 4,43 рад (при 30 КэВ) при поглощении в костной (соединительной) ткани. Большой верхний предел значений коэффициента пересчета для оценки поглощенной дозы в костной ткани (при малых энергиях фотонов) обусловлен большим *фотоэлектрическим поглощением* излучения кальцием, содержащимся в костях. В отличие от биологических сред, в воздухе, в условиях электронного равновесия, экспозиционной дозе величиной 1 Р соответствует поглощенная доза, равная 0,873 рад (но поглощение излучения воздухом скорее представляет больше теоретический, чем практический интерес). Учет степени поглощения излучения тканями живых организмов имеет непосредственное отношение к вопросам обеспечения их безопасности.

Со временем, новой величины «поглощенная доза» — вместе с другими, ранее введенными величинами — оказалось недостаточно для оценки многообразных биологических эффектов: начиная от изменения скорости энзиматических (иначе говоря, ферментных) реакций в организме (от греч. *en* — внутри, *zyme* — закваска) до аббераций и разрывов хромосом, разрушения клеток и нарушения биохимических связей — вплоть до острой лучевой болезни и смерти. Тогда были введены новые показатели: величина *эквивалентной дозы* — для анализа воздействия ионизирующих излучений на орган или ткань, и величина *эффективной дозы* — для оценки воздействия ионизирующих излучений на организм в целом.

В ходе радиобиологических исследований были выяснены количественные различия воздействия ионизирующих излучений на разные органы и ткани. Например, α -частицы с энергией до 10 МэВ по сравнению с электронами такой же энергии оказались в 20 раз эффективнее (радиотоксичнее) при непосредственном воздействии на биологическое вещество. Поэтому для обеспечения эквивалентности были введены поправочные коэффициенты — *коэффициенты относительной биологической эффективности* (ОБЭ), иначе

Таблица 9.17. | Коэффициенты относительной биологической
эффективности — радиационные факторы
для различных видов излучений

Вид ионизирующего излучения	Значения радиационного фактора W_R
Рентгеновское и γ -излучение	1
β -излучение	1
Нейтроны с энергией меньше 20 КэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1...10 МэВ	10
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
α -излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

говоря — коэффициенты качества излучения, или, по-другому, — *радиационные факторы* W_R (в настоящее время последнее название в нормативной документации используется преимущественным образом).

Значения коэффициентов относительной биологической эффективности (W_R) для различных видов излучений приведены в табл. 9.17.

В соответствии с этим, для определения эквивалентной дозы, величину поглощенной дозы (которую выражали в единицах *рад*) стали умножать на соответствующий коэффициент (W_R), а полученный результат — исчислять в новых единицах (поэтому значения W_R в данном случае не могут рассматриваться как безразмерные числа и, видимо поэтому, их названия перестали связывать со словом «коэффициент», ибо коэффициент — по математическому определению — безразмерен). Таким образом, для величин «эквивалентная доза» и «эффективная доза» в качестве единицы размерности была определена единица *бэр* — «биологический эквивалент рада» (до 1963 г. — по недомыслию, «биологический эквивалент рентгена»), который стал русскоязычным аналогом англоязычной версии *rem* — «roentgen equivalent man». Единица *бэр* использовалась поначалу только в медицине и биологии, но со временем получила более широкое применение.

К концу семидесятых — началу восьмидесятых годов XX в. единицы *рад* и *бэр* постигла участь «исторических атавизмов». Имевший законо-

дательную силу ГОСТ СССР 8.417-81, полностью изъял из обращения целый ряд единиц дозовых характеристик радиационных полей: и *рад*, и *бэр*, а заодно — и *рентген*. Для корректных количественных оценок действия ионизирующей радиации, исходя из выводов XVI Генеральной конференции по мерам и весам (Париж, 1979 г.), были настоятельно рекомендованы единицы: *грэй* — для поглощенной дозы, и *зиверт* — для эквивалентной и эффективной доз.

Единица *грэй* (обозначение: Гр, Gy) — современная единица размерности поглощенной дозы ионизирующего излучения в СИ. Поглощенная доза равна 1 Гр, если в результате поглощения ионизирующего излучения вещество получило один джоуль энергии в расчете на один килограмм массы. Через другие единицы измерения СИ грей выражается следующим образом:

$$1 \text{ Гр} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} = 1 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}.$$

Название единицы *грэй* было предложено в честь выдающегося британского ученого Льюиса Гарольда Грэя, работавшего в области радиобиологии. Внесистемная единица поглощенной дозы *рад* связана с этой единицей соотношением:

$$1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}.$$

Кратные и дольные единицы, производные от «грэй», образуют с помощью стандартных десятичных приставок СИ (табл. 9.18).

Единица *зиверт* (обозначение: Зв, Sv) — современная единица размерности эквивалентной и эффективной доз ионизирующего излучения в СИ. Эквивалентная доза (а также эффективная доза) равна 1 Зв, если в результате поглощения ионизирующего излучения биологическая ткань получила один джоуль энергии в расчете на один килограмм массы. Как установлено, такое поглощение энергии происходит в организме человека под воздействием фотонных и β -излучений, поглощенная доза которых равна один грэй. Для других ионизирующих излучений один зиверт соответствует поглощенной дозе, величина которой умножается на радиационный фактор W_R . Название единицы *зиверт* было предложено в честь шведского радиофизика Рольфа Максимилиана Зиверта. Внесистемная

Таблица 9.18. | Кратные и дольные единицы поглощенной дозы
ионизирующего излучения

Кратные единицы поглощенной дозы				Дольные единицы поглощенной дозы			
Значение величины	Название единицы	Обозначение единицы		Значение величины	Название единицы	Обозначение единицы	
10^1 Гр	декагрей	даГр	daGy	10^{-1} Гр	децигрей	дГр	dGy
10^2 Гр	гектогрей	гГр	hGy	10^{-2} Гр	сантигрей	сГр	cGy
10^3 Гр	килогрей	кГр	kGy	10^{-3} Гр	миллигрей	мГр	mGy
10^6 Гр	мегагрей	МГр	MGy	10^{-6} Гр	микрогрей	мкГр	μ Gy
10^9 Гр	гигагрей	ГГр	GGy	10^{-9} Гр	наногрей	нГр	nGy
10^{12} Гр	терагрей	ТГр	TGy	10^{-12} Гр	пикогрей	пГр	pGy
10^{15} Гр	петагрей	ПГр	PGy	10^{-15} Гр	фемтогрей	фГр	fGy
10^{18} Гр	эксагрей	ЭГр	EGy	10^{-18} Гр	аттогрей	аГр	aGy
10^{21} Гр	зеттагрей	ЗГр	ZGy	10^{-21} Гр	zeptoгрей	зГр	zGy
10^{24} Гр	йоттагрей	ЙГр	YGy	10^{-24} Гр	йоктогрей	иГр	yGy

единица эквивалентной (а также эффективной) дозы *бэр* связана с этой единицей соотношением:

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}.$$

Кратные и дольные единицы, производные от «зиверт», образуют с помощью стандартных десятичных приставок СИ (табл. 9.19).

В метрологии ионизирующих излучений (дозиметрии) указанные в таблицах 9.18 и 9.19 единицы находят широкое применение. Например, *эквивалентная доза* (в органе) от практически безопасного естественного радиационного фона (например, при воздействии на руку, выставленную наружу из автомобиля) может дать значения до трехсот нанозивертов — 300 нЗв (0,3 мкЗв) за период 1 час, а при облучении, вызывающем молниеносную форму лучевой болезни человека, значения этой величины составляют более одного деказиверта — 1 даЗв. Можно понять, что диапазон зна-

чений количественных оценок достаточно широк. Остановимся далее более подробно на понятии эквивалентной дозы.

Хотя измерить дозовые характеристики поглощения излучения в живой ткани или биологическом организме (эквивалентную дозу) практически невозможно, количественные оценки можно получить в определенном приближении расчетным путем. Например, для источника α -излучения

Таблица 9.19. Кратные и дольные единицы эквивалентной и эффективной доз

Кратные единицы эквивалентной и эффективной доз				Дольные единицы эквивалентной и эффективной доз			
Значение величины	Название единицы	Обозначение единицы		Значение величины	Название единицы	Обозначение единицы	
10^1 Зв	дека-зиверт	даЗв	daSv	10^{-1} Зв	деци-зиверт	дЗв	dSv
10^2 Зв	гекто-зиверт	гЗв	hSv	10^{-2} Зв	санти-зиверт	сЗв	cSv
10^3 Зв	кило-зиверт	кЗв	kSv	10^{-3} Зв	милли-зиверт	мЗв	mSv
10^6 Зв	мега-зиверт	МЗв	MSv	10^{-6} Зв	микро-зиверт	мкЗв	μ Sv
10^9 Зв	гига-зиверт	ГЗв	GSv	10^{-9} Зв	нано-зиверт	нЗв	nSv
10^{12} Зв	тера-зиверт	ТЗв	TSv	10^{-12} Зв	пико-зиверт	пЗв	pSv
10^{15} Зв	пета-зиверт	ПЗв	PSv	10^{-15} Зв	фемто-зиверт	фЗв	fSv
10^{18} Зв	экса-зиверт	ЭЗв	ESv	10^{-18} Зв	атто-зиверт	аЗв	aSv
10^{21} Зв	зетта-зиверт	ЗЗв	ZSv	10^{-21} Зв	zepto-зиверт	зЗв	zSv
10^{24} Зв	йотта-зиверт	ИЗв	YSv	10^{-24} Зв	йокто-зиверт	иЗв	ySv

поглощенная доза в 1 рад соответствует эквивалентной дозе: $20 \cdot 1 \text{ рад} = 20 \text{ бэр} = 0,2 \text{ Зв}$. Для источника β -излучения поглощенная доза в 1 рад соответствует эквивалентной дозе 1 бэр (0,01 Зв). Поскольку для источника γ -излучения экспозиционной дозе 1 Р соответствует ориентировочная поглощенная доза (в мышечной ткани) 0,92...0,97 рад, то соответствующая эквивалентная доза будет равна $1,0 \cdot (0,92...0,97) \text{ рад} = 0,92...0,97 \text{ бэр} = (0,92...0,97) \cdot 10^{-2} \text{ Зв}$, в таких случаях допускаются приближенно-округленные значения — около 1 сЗв (10 мЗв). Для смешанного излучения эквивалентная доза определяется как сумма произведений поглощенных доз отдельных видов излучений и соответствующих значений взвешивающих факторов этих излучений. Например, поскольку радиоизотоп ^{131}I является смешанным источником β - и γ -излучений, то в случае облучения мышечной ткани, при условии, что поглощенная доза γ -излучения составит 1 рад и поглощенная доза β -излучения составит 1 рад, эквивалентная доза будет равна: $1,0 \cdot (0,92...0,97) \text{ рад} + 1,0 \cdot (0,92...0,97) \text{ рад} = 2,92...2,97 \text{ бэр} = (2,92...2,97) \cdot 10^{-2} \text{ Зв}$, то есть около 3 сЗв (30 мЗв). Или, например, поскольку радиоизотоп висмута ^{212}Bi является смешанным источником (почти с равной вероятностью) α - и β -частиц, то в случае облучения мышечной ткани, при условии, что поглощенная доза составляет 1 рад по каждому из видов ионизирующих излучений, эквивалентная доза будет равна: $20 \cdot (0,92...0,97) \text{ рад} + 1,0 \cdot (0,92...0,97) \text{ рад} = (18,4...20,97) \text{ бэр} + (2,92...2,97) \text{ бэр} = 21,32...23,94 \text{ бэр} = (21,32...23,94) \cdot 10^{-2} \text{ Зв}$, или в грубом приближении — 230 мЗв. При выборе используемых единиц обычно пользуются такими, которые позволяют оперировать легко воспринимаемыми числами. Напомним, что и значения поглощенной дозы, используемые в вышеприведенных расчетах, как правило, тоже являются не измеренными, а ориентировочно оцененными через количественные характеристики ионизации некоторого (образцового) вещественного объема пространства.

Дозовые пороги локальных эффектов, возникающих при целенаправленном облучении отдельных органов, приведены в табл. 9.20.

Проявление указанных эффектов и возникающие последствия могут иметь отклонения, определяемые индивидуальными особенностями человека и режимом облучения его органов и частей тела. Далее остановимся подробнее на понятии эффективной дозы.

Эффективная доза — величина, используемая как оценочная мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего организма чело-

Таблица 9.20. Дозовые пороги локальных эффектов от облучения отдельных органов и тканей

Орган, ткань	Порог эквивалентной дозы в органе или ткани, Зв	Эффект
Головной мозг	0,5	Рвота
Красный костный мозг	0,5	Временное угнетение кроветворения
Кожа	3...6	Легкий ожог
	3	Выпадение волос
	7	Облысение
	20	Лучевая болезнь, возможно – смерть
Легкие	5...15	Воспалительный процесс
	6	Фиброз
	10	Смерть
Хрусталик глаза	0,5...2	Катаракта
	2...10	Глаукома
Семенники	0,15...0,5	Временное оскудение спермы (в детородном возрасте)
	10...20	Фертильная стерильность
Яичники	2,5-6	Фертильная стерильность
Эмбрион и плод	0,1	Прерывание беременности
	0,2	Нарушение роста и пороки развития
	0,8	Олигофрения плода

века с совокупным учетом биологической радиочувствительности отдельных его органов и тканей. Эта величина исчисляется как сумма произведений эквивалентной дозы в каждом из важнейших для организма органов (тканей) на соответствующие (зависящие от биологической чувствительности) взвешивающие коэффициенты. Взвешивающие коэффициенты (или

Таблица 9.21. | Значения тканевых (взвешивающих) факторов
воздействия ионизирующих излучений

Ткань или орган	Значения тканевого фактора W_T
Гонады (семенники мужчин и яичники женщин)	0,20
Красный костный мозг	0,12
Толстая кишка	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Молочная железа	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Костная поверхность	0,01
Остальные ткани и органы (надпочечники, почки, головной мозг, дыхательные пути внегрудной области, мышцы, матка, селезенка, тонкая кишка, поджелудочная и вилочковая железы)	0,05
Все тело (суммарная оценка)	Итого 1,00

иначе *тканевые факторы W_T*) установлены эмпирически на основе радиобиологических исследований и рассчитываются таким образом, чтобы их сумма для всего организма составляла единицу (табл. 9.21).

Для определения эффективной дозы найденные значения эквивалентных доз, умноженные на соответствующие (безразмерные) коэффициенты (W_T) — для каждого из критических органов организма — требуется просуммировать.

Эквивалентная и эффективная дозы — *законодательно нормируемые величины*, являющиеся мерой учета ущерба (вреда) от воздействия ионизирующего излучения на человека и его потомков, поэтому обычно оценки именно этих величин, в конечном счете, необходимо получить, чтобы сравнить их с

нормативными (предельными) показателями. Такая операция сравнения и является сущностью *количественного радиационного контроля*.

Нормами радиационной безопасности Украины (НРБУ-97) для профессиональных работников, постоянно или временно взаимодействующих с источниками ионизирующего излучения, — к ним приравнивается и оперативный персонал АЭС (категория А) — была определена предельная допустимая эффективная доза 20 мЗв (за год). Для лиц, не работающих непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но по условиям работы или проживания могущих подвергаться воздействию ионизирующего излучения (категория Б) — была определена предельная допустимая эффективная доза 2 мЗв (за год), а для населения, которое по условиям жизнедеятельности не связано с риском воздействия ионизирующих излучений (категория В) — была определена предельная допустимая эффективная доза 1 мЗв (за год).

Заметим, что в условиях Земли (на уровне моря), мы систематически подвергаемся воздействию небольшого радиационного фона, характеризующегося мощностью эффективной дозы средне-минимального значения 0,03...0,3 мкЗв/час — находясь в естественных условиях, такого облучения избежать нельзя, и оно считается допустимым (соответственно, считается допустимой мощность экспозиционной дозы падающего фотонного излучения до 30 мкР/час). При обычной жизни среднестатистического человека на внутреннее облучение (за счет еды, питья, дыхания) приходится примерно 2/3 эффективной дозы, получаемой от естественных источников ионизирующей радиации. При этом, различные естественные источники характеризуются дозами излучений, указанными в табл. 9.22.

Как можно понять, наиболее весомым вкладом в естественное облучение человека (без учета медицинских процедур) вносит радиоактивный газ радон (α - и β - излучатель) естественного происхождения, на долю которого приходится более 30 % годовой эффективной дозы ионизирующего облучения среднестатистического человека. В случае постоянного пребывания людей на нижних этажах зданий без проветривания (например, в стремлении повысить действенность кондиционеров-охладителей для «комфорта» офисных работников) эффективная доза от воздействия радона будет намного выше. Именно потому проветривание помещений, здесь не лишне повторить это, — столь важная процедура самозащиты от этого вредного фактора.

Таблица 9.22. | Годовые эффективные дозы естественной
ионизирующей радиации

Естественный источник ионизирующей радиации	Эффективная доза (за год), мкЗв
Космическое излучение	32
Облучение от стройматериалов и от геоместности	37
Внутреннее облучение	37
Изотопы радона	126
Медицинские процедуры	169
Последствия испытаний ядерного оружия	1,5
Ядерная энергетика	0,01
Итого	400

Большую опасность представляют γ -излучатели, присутствие которых в естественных условиях, однако, нетипично (но которые могут иметь место в условиях техногенных аварий). Для сравнения: мониторинг радиационной обстановки на различных АЭС показал, что средние значения индивидуальной эффективной дозы, получаемой персоналом атомных электростанций, находится на уровне $(1,25...2) \cdot 10^{-2}$ Зв за один год. При этом на АЭС с двухконтурной схемой энергоблоков — облучение ниже и характеризуется величинами годовой индивидуальной эффективной дозы $0,006...0,009$ Зв.

Степень вреда γ -излучения, воздействующего на организм человека в целом, в зависимости от количественных показателей, иллюстрирует табл. 9.23.

Оценки, приведенные в табл. 9.23, являются хотя и общепринятыми, но весьма приближенными — не практическими, а клиническими. Реальные эффекты зависят от интенсивности получения доз и от индивидуальных особенностей организма.

Количественные (дозовые) характеристики воздействия ионизирующего излучения связаны с такими понятиями как *детерминированные эффекты* и *стохастические эффекты* от облучения организма либо его отдельных органов или тканей — поясним это далее.

В ряде случаев, количественно оценивая действие ионизирующей

Таблица 9.23. Ущерб от однократного краткосрочного воздействия γ -излучения

Эффективная доза, полученная организмом (приближенно)	Соответствующая экспозиционная доза в воздушной среде (приближенно)	Последствия облучения практически здорового биологического организма (характеристика воздействия)
100 Зв и более	10000 Р и более	Смерть наступает сразу после облучения
10 Зв	1000 Р	Смерть наступает через несколько часов или дней
5... 10 Зв	500... 1000 Р	Множественные внутренние кровоизлияния и смерть через одну-две недели
4... 5 Зв	400... 500 Р	Поражение клеток костного мозга, приводящее в 50% случаев к летальному исходу в течение одного-двух месяцев
1 Зв	100 Р	Минимальный уровень воздействия, приводящего к развитию лучевой болезни
0,75 Зв	75 Р	Кратковременные незначительные (обратимые) изменения состава крови

Окончание табл. 9.23.

0,30 Зв	30 Р	Воздействие, соответствующее рентгеновскому облучению при рентгенографии желудка
0,25 Зв	25 Р	уровень критического профессионального (аварийного, разового) техногенного облучения без патологических последствий
0,1 Зв	10 Р	Уровень критического непрофессионального (аварийного, разового) техногенного облучения без патологических последствий
0,05 Зв	5 Р	Уровень критически-приемлемого пролонгированного (за год) профессионального облучения без патологических последствий
0,005 Зв	0,5 Р	Уровень критически-приемлемого пролонгированного (за год) облучения населения без патологических последствий
0,003 Зв	0,3 Р	Пожизненное (среднегодовое) естественное облучение населения без наблюдаемых патологических изменений

радиации, радиобиологам удалось выяснить пороговые значения доз, определенно вызывающие те или иные — как правило, соматические — эффекты из числа вышерассмотренных. В таких случаях проявление последствий облучения стали называть *детерминированными эффектами*. В других случаях выявить связь определенного значения дозы с возникновением последствий — как правило, генетических эффектов — не удалось (и было констатировано, что возникновение таких эффектов носит случайный характер при сколь угодно малых значениях дозы). В таких случаях проявление последствий облучения стали называть *стохастическими эффектами*.

Кроме неопределенности возникновения биологических эффектов при точном значении дозовых нагрузок существует проблема некоторой неопределенности непосредственного измерения доз. Приходится признать, что приведенные выше — важные для радиационной безопасности человека — нормируемые величины не могут быть непосредственно (физически) измерены в пределах облучаемых биологических телесных зон. Действительно, дозиметрический детектор, пусть даже размещенный внутри биологической ткани, в качестве воспринимающего чувствительного элемента содержит отнюдь не биологическую ткань, да и все патологические изменения в биологической ткани количественно оценить невозможно. Градуировка измерительных шкал дозиметров в единицах грэй или зиверт, как это предусмотрено в современных средствах измерения дозиметрических величин (рис. 9.17) отмеченную выше проблему никак не решает.

Для повышения точности и адекватности количественных оценок действия ионизирующей радиации на организм человека в практику были введены дополнительные метрологические дозиметрические величины — максимально приближенные к нормируемым величинам и при этом однозначно определяемые через физические характеристики радиационного поля излучения в точке измерений. С этой целью основной метрологической величиной был выбран *амбиентный эквивалент дозы* (иначе говоря — эквивалент амбиентной дозы, или — кратко — *амбиентная доза*). Амбиентный эквивалент дозы (англ. *ambient* — окружающий) это эквивалент дозы, создаваемой в шаровом фантомном объеме на некоторой глубине от его поверхности по радиусу, параллельному направлению излучения — в мононаправленном и однородном радиационном поле излучения, идентичном анализируемому излучению по составу, флюенсу и энергетическому распределению. Проще говоря, амбиентный эквивалент дозы — это эквивалентная доза, которую



Рис. 9.17. Вид некоторых, выпускаемых серийно, портативных дозиметров для оперативной количественной оценки действия ионизирующих излучений

получил бы человек, если бы он находился в том месте, где проводится измерение. Единица амбиентного эквивалента дозы — зиверт. Однако, путем прямых физических измерений (без пересчета) и эту величину измерить тоже невозможно (можно лишь оценить ориентировочно).

К числу принципиальных проблем в области измерения доз (в дозиметрии) относится и то, что даже величина поглощенной дозы, по значениям которой — по определению — вычисляются величины эквивалентной и эффективной доз, в силу своего физического смысла полной объективности оценки действия ионизирующего излучения обеспечить не может. Действительно, получая энергию (определенное количество джоулей на килограмм массы) под действием неионизирующих излучений (например, греясь возле открытого огня или, прижимаясь к теплой стенке печи), никакого ущерба человеческий организм — даже при длительном процессе — не получает. Количество образованных ионов в облучаемом объеме — и

определенного количества электричества в расчете на единицу массы тела (Кл/кг) — остается единственным надежным (физически адекватным) критерием при оценивании действия ионизирующего излучения.

Заметим и то, что все традиционные технические средства измерения характеристик радиационных полей — *радиометры* (то есть дозиметры и спектрометры), снабженные соответствующими *первичными измерительными преобразователями* (воспринимающими устройствами, или детекторами), обеспечивают преобразование физического воздействия ионизирующего излучения в точке пространства, находящейся вне биологической ткани — и при этом процесс измерения связан с определением величины электрического заряда от возникновения определенного числа ионов, создаваемых излучением в зоне измерения. Электрический ток от первичного измерительного преобразователя является тем сигналом, который подлежит обработке (преобразованию) при помощи *вторичной аппаратуры* — для представления результатов измерения в виде, удобном для восприятия. Поэтому, надо признать, только величина экспозиционной дозы, изначально введенная в практику измерений, исходя из *первичных физических принципов* самого явления ионизирующей радиации (а не другие, рассмотренные выше величины), объективно отражает количественную оценку, выполняемую путем непосредственных физических измерений.

Как же оперировать нормативными оценками и при этом основываться на результатах измерительных процедур? Способ очевиден: измеренную экспозиционную дозу можно использовать для приближенной оценки поглощенной и эквивалентной доз в веществе — а по ним и эффективной дозы — на основе пропорций, о которых должно было сложиться понимание, исходя из изложенного выше материала. В качестве резюмирующего пояснения, а также для удобства выполнения количественных оценок, связанных с пересчетом значений одних дозиметрических величин в значения других дозиметрических величин, дадим табличную систематизацию метрологических характеристик действия ионизирующих излучений (табл. 9.24).

Определенным неудобством при пользовании пересчетными формулами является то, что некоторые коэффициенты пропорциональности, используемые в соотношениях величин, в зависимости от условий распространения излучений в веществе (ткани) могут изменяться.

Комментируя необходимость знания формул пересчета одних величин

Таблица 9.24. Данные для приближенного пересчета
дозовых оценок излучения

Исходная физическая величина	Единица размерности исходной величины	Находимая физическая величина, единицы ее размерности и соотношения для оценочного пересчета
Экспозиционная доза (X)	Кл/кг	экспозиционная доза (X_n , Р): $X_n = 3880 \cdot X$
		поглощенная доза (D_o , рад): $D_o = X \cdot 3880 \cdot (0,92...0,97)$ рад — в мышцах $D_o = X \cdot 3880 \cdot (0,93...4,43)$ рад — в костях
		поглощенная доза (D_n , Гр): $D_n = X \cdot 0,01 \cdot 3880 \cdot (0,92...0,97)$ Гр — в мышцах $D_n = X \cdot 0,01 \cdot 3880 \cdot (0,93...4,43)$ Гр — в костях
		эквивалентная доза (E , бэр): $E = X \cdot 3880 \cdot (0,92...0,97)$ Зв — в мышцах $E = X \cdot 3880 \cdot (0,93...4,43)$ Зв — в костях
		эквивалентная доза (E , Зв): $E = X \cdot 0,01 \cdot 3880 \cdot (0,92...0,97)$ Зв — в мышцах $E = X \cdot 38,80 \cdot (0,93...4,43)$ Зв — в костях
		экспозиционная доза (X_n , Кл/кг): $X_n = X \cdot 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг
	Р	

Продолжение табл. 9.24.

Экспозиционная доза (X)	Р	<p>поглощенная доза в мышцах (D, рад): $D = X \cdot (0,92...0,97)$ рад</p> <p>поглощенная доза в костях (D, рад): $D = X \cdot (0,93...4,43)$ рад</p>
		<p>поглощенная доза в мышцах (D, Гр): $D = X \cdot 0,01 \cdot (0,92...0,97)$ Гр</p> <p>поглощенная доза в костях (D_n, Гр): $D = X \cdot 0,01 \cdot (0,93...4,43)$ Гр</p>
		<p>эквивалентная доза в мышцах (E, бэр): $E = W_R \cdot X \cdot (0,92...0,97)$ бэр</p> <p>эквивалентная доза в костях (E, бэр): $E = W_R \cdot X \cdot (0,93...4,3)$ бэр</p>
		<p>эквивалентная доза в мышцах (E, Зв): $E = W_R \cdot 0,01 \cdot X \cdot (0,92...0,97)$ Зв</p> <p>эквивалентная доза в костях (E, Зв): $E = W_R \cdot 0,01 \cdot X \cdot (0,93...4,3)$ Зв</p>

Продолжение табл. 9.24.

Поглощенная доза (D)	Гр	поглощенная доза (D_n , рад): $D_n = 100 \cdot D$
		эквивалентная доза (E , бэр): $E = 100 \cdot W_R \cdot D$
		эквивалентная доза (E , Зв): $E = W_R \cdot D$
	рад	поглощенная доза (D_n , Гр): $D_n = 0,01 \cdot D$
		эквивалентная доза (E , бэр): $E = W_R \cdot D$
		эквивалентная доза (E , Зв): $E = 0,01 \cdot W_R \cdot D$
Эквивалентная доза (E)	Зв	эквивалентная доза (E_n , бэр): $E_n = 100 \cdot E$
	бэр	эквивалентная доза (E_n , Зв): $E_n = 0,01 \cdot E$

в другие, надо сказать следующее. Приходится констатировать, что наука и техника за долгие годы не смогли избавиться от сложившихся в дозиметрии традиций и безоговорочно принять на вооружение *новые величины* и единицы их измерения *взамен старых* (несмотря на то, что эти нововведения были закреплены законодательно). После отмены использования величины экспозиционной дозы неоднократно можно было встретить в различных инструкциях настоятельные указания на то, что само понятие «экспозиционная доза» вместе с ее единицей измерения безнадежно устарело и к использованию после 1 января 1990 года не рекомендуется, однако, и по сегодняшний день в практике количественного оценивания доз излучения (в дозиметрии) «устаревшая» величина экспозиционной дозы и связанные с ней производные величины продолжают использоваться наряду с официально принятыми дозиметрическими величинами. Надо сказать, что среди специалистов полного и окончательного отказа ни от одной из ранее использовавшихся величин и единиц измерения доз ионизирующих излучений, не произошло (и, по понятным причинам, не могло произойти). Более того, впоследствии были введены в обращение новые — производные от уже рассмотренных — дозиметрические величины и соответствующие этим величинам единицы измерения. Введение новых величин было связано с новыми обстоятельствами количественного оценивания явления ионизирующей радиации.

Так, если приходится иметь дело с ионизирующим излучением не внешнего характера (по отношению к человеку), а внутреннего, в этом случае в качестве количественной оценки используется *фиксированная эффективная эквивалентная доза* (CEDE — committed effective dose equivalent), которая отражает воздействие ионизирующих излучений на человека, в результате попадания внутрь его организма радиоактивного вещества. Эта величина учитывает как радиочувствительность различных органов человека, так и время, в течение которого вещество остается в организме (живого человека). В определенных ситуациях (если, например, имеет место физиологическая концентрация радионуклидов в отдельном органе), CEDE может использоваться для оценки облучения определенного органа, а не всего тела. Единица измерения CEDE (как и эквивалентной и эффективной доз) — зиверт.

Для приближенной оценки энергетического воздействия α - и β -частиц на отдельный орган или ткань (а также на организм в целом) могут быть

Таблица 9.25. | Оценочные величины поглощенных доз
от α - и β -излучателей (для человека)

Расчетный показатель	Формула	Примечание
Доза при постоянной удельной массовой активности C радиоизотопа через время t после введения препарата	$D = 5,12 \cdot 10^7 \cdot C \cdot E \cdot t;$	$[D] = \text{рад}$ $[C] = \text{Ки/г}$ $[E] = \text{Дж}$ $[t] = \text{с}$
Доза при снижении удельной массовой активности изотопа от C_0 за счет биологического выведения и радиоактивного распада (с постоянной ξ) через время t после поступления препарата в орган	$D = 5,12 \cdot 10^7 \cdot C_0 \cdot E \cdot (1 - e^{-\xi t}) / \xi;$	$[\xi] = \text{с}^{-1}$ $[D] = \text{рад}$ $[C] = \text{Ки/г}$ $[E] = \text{Дж}$ $[t] = \text{с}$

использованы — при отсутствии возможностей прямых измерений, например, в случае внутреннего облучения организма — приведенные в табл. 9.25 и применяемые в области клинической медицины и радиобиологии эмпирические формулы (с последующим пересчетом значений поглощенной дозы в другие, рассмотренные выше, показатели).

Определив (расчетным способом, путем измерений или комбинированным методом) значения эффективных доз, полученных отдельными людьми, можно рассчитать *групповую оценку воздействия* ионизирующей радиации. С этой целью используется величина *коллективной эффективной дозы*, которая равна сумме индивидуальных эффективных доз в данной группе людей за определенный промежуток времени. Эту величину получают путем умножения средней эффективной дозы на общее количество людей, которые находились под воздействием ионизирующего излучения. Единицей измерения коллективной эффективной дозы является «человеко-зиверт», в краткой записи — чел.-Зв.

Кроме того, в радиационной гигиене, радиологии, радиобиологии и радиоэкологии пользуются такими величинами для оценки воздействий ионизирующей радиации, как:

- *полувековая коммитментная фактическая доза* (от англ. *commitment* — получение) — величина для оценки расчетным путем поглощенных, эквивалентных и эффективных доз от инкорпорированных радионуклидов; единицы измерения этой величины (СИ) — грэй и зиверт;
- *удваивающая эффективная доза* — величина для оценки факта удвоения (увеличения на 100%) количества спонтанных мутаций от облучения (согласно современным представлениям, эта величина для острого облучения составляет в среднем 2 Зв, а для хронического облучения — около 4 Зв);
- *минимально-летальная доза* — величина для оценки минимально достаточного (для данного биологического объекта) воздействия ионизирующего излучения, вызывающего смертельный исход; единицы измерения этой величины (СИ) — грэй и зиверт.

Учитывая то, что действие ионизирующего излучения зависит от скорости образования ионов в веществе, важными (показательными) величинами являются приращения доз в единицу времени. По физическому смыслу величина дозы, отнесенная к промежутку времени действия ионизирующего излучения, представляет собой *мощность дозы* (мощность экспозиционной дозы, мощность поглощенной дозы, мощность эквивалентной дозы и т.д.) — единицами измерения таких величин являются: Кл/с, Гр/с, Зв/с и т.д.

Для излучений, вызывающих ионизацию в веществе косвенным образом, иногда возникает потребность в оценке начальной кинетической энергии продуктов ионизации, которая зависит от свойств вещественной среды. Отношение суммарной кинетической энергии этих продуктов в расчете на единицу массы вещества, в котором происходит поглощение излучения, получило специальное название *керма* (от англ. *kerm*: «kinetic energy releacased in matter» — кинетическая энергия излучения, высвобождающаяся в веществе). Эта физическая величина равна суммарной энергии — кинетической энергии всех заряженных частиц в образце вещества, освобожденных не содержащим электрического заряда ионизирующим излучением — отнесенной к массе образца. Керма в общем случае отличается от поглощенной дозы, хотя единицы ее размерности — те же (Дж/кг, то есть Гр). *Количественные отличия кермы от поглощенной дозы* состоят в том, что при низких энергиях первичного излучения она примерно равна поглощенной дозе, а при высоких энергиях — намного выше поглощенной дозы (поскольку часть энергии уносится из поглощающего объема в форме рентгеновского тормозного излучения или быстрых электронов).

Применительно к γ -излучению в условиях электронного равновесия (равновесие в среде между входящими в рассматриваемый объем заряженными частицами и выходящими из него) керма совпадает с поглощенной дозой излучения, если можно пренебречь потерей энергии заряженных частиц (электронов и позитронов) на тормозное излучение. При этих условиях керма является *энергетическим эквивалентом экспозиционной дозы*. В соответствии с определением кермы, можно сказать, что для конкретного случая γ -излучения керма выражает отношение суммарной кинетической энергии электронов и позитронов, порождаемых фотонами в некотором объеме вещества, к массе вещества в этом объеме. Следовательно, под кермой надо понимать величину, которая характеризует первую ступень поглощения γ -фотонов в веществе.

Поскольку кинетическая энергия заряженных частиц, возникающих в результате поглощения косвенно ионизирующего излучения, зависит не только от самого излучения, но и от поглощающего (облучаемого) вещества, при использовании величины «керма» выбор вещества специально регламентируется: так, в качестве вещества, поглощающего фотоны обычно рассматривается воздух. Чтобы подчеркнуть это, ради уточнения физической сути, принято говорить о той или иной керме — например, о *керме воздушной*. Для корректности в расчетах кермы (основанных, скажем, на известных значениях флюенса частиц) можно говорить, например, о воздушной керме в точке, находящейся внутри водного фантома.

Поскольку единица кермы, как и поглощенной дозы, — грэй, то и единицы *мощности кермы* совпадают с единицами мощности поглощенной дозы — «грэй в секунду», в сокращенной записи — Гр/с (или Дж·кг⁻¹·с⁻¹, то есть Вт/кг).

Важным переходом в оценивании показателей процессов, связанных с радиоактивным распадом является численное *оценивание характеристик радиационных полей* по величине активности источника ионизирующего излучения.

Для связи значения активности данного источника косвенно ионизирующего излучения (фотонного, нейтронного) с величиной кермы создаваемого им радиационного поля используют множитель: «керма-постоянная», которая определяется эмпирически и в дальнейшем используется как табличная величина. *Постоянная мощности воздушной кермы источника* (керма-постоянная) равна произведению квадрата расстояния от находящегося в вакууме точечного изотропно-излучающего источника данного радиоизото-

па и отношения мощности воздушной кермы (создаваемой фотонами энергией больше заданного порогового значения) на этом расстоянии к активности источника. Проще говоря, *керма-постоянная* является своеобразным коэффициентом пропорциональности между мощностью кермы в данной точке измерения и отношением активности источника к квадрату расстояния от него до этой точки. *Физический смысл керма-постоянной* состоит в следующем: она численно равна мощности кермы на расстоянии один метр от источника единичной активности.

Единица размерности керма-постоянной: «грэй-метр-квадратный-на-секунду-беккерель», то есть $\text{Гр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$. При указании конкретных ее значений для разных радионуклидов могут использоваться дольные приставки (милли-, микро-, нано-, пико-, фемто-, атто- и т.д.), в зависимости от числа, указываемого перед единицами величины. Рекомендованная нормативными документами единица керма-постоянной — «атто-грэй-метр-квадратный-на секунду-беккерель», в сокращенной записи — $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$.

Величина, равная мощности воздушной кермы фотонного излучения (с энергией квантов больше заданного порогового значения) точечного изотропно-излучающего источника, находящегося в вакууме на некотором расстоянии от места наблюдения, умноженная на квадрат этого расстояния, называется «керма-эквивалентом источника». Единица размерности керма-эквивалента источника: «грэй-метр-квадратный-в-секунду», то есть $\text{Гр}\cdot\text{м}^2/\text{с}$. Могут использоваться дольные приставки при указании этих единиц (милли-, микро-, нано-, пико-, фемто-, атто- и т.д.). Рекомендованная нормативными документами единица керма-эквивалента — «атто-грэй-метр-квадратный-в-секунду», в сокращенной записи — $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/\text{с}$.

В дозиметрии иногда используют величину *керма для единичного флюенса*. Она соответствует керме для флюенса частиц, при котором в объем облучаемого вещества с площадью поперечного сечения образца 1 м^2 попадает одна частица. Единицей измерения этой величины является (СИ): $\text{Гр}\cdot\text{м}^2/\text{частица}$. Величина, равная приращению кермы для единичного флюенса в единицу времени, получила название *мощность кермы для единичного флюенса* — соответствующая этой величине единица измерения: $\text{Гр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{частица})$, или $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$.

Величина отношения энергии заряженных частиц (за исключением вторичных электронов), потерянной в столкновении с электронами в веществе, к массе вещества получила название *сема* (от англ. *seta* — «converted energy per unit mass» — энергия, конвертированная в расчете

на единицу массы). Единицей измерения этой величины является Дж·кг⁻¹ (то есть грэй). Эта дозиметрическая величина может быть определена с помощью энергетического распределения флюенса заряженных частиц и используется как *приближенная оценка поглощенной дозы* заряженных частиц (например, в условиях равновесия вторичных электронов, если пренебречь радиационными потерями и упругими ядерными взаимодействиями). В практической дозиметрии эта величина применяется редко.

Исключительно для фотонного излучения (обычно, γ -излучения) аналогом величины «керма-постоянная» является теперь уже не подлежащий официальному использованию, но еще широко используемый в практических расчетах, коэффициент связи мощности экспозиционной дозы с активностью точечного радиоактивного источника — *ионизационная постоянная* (иначе называемая гамма-постоянной). В свое время было принято, что ионизационная постоянная равна мощности экспозиционной дозы, создаваемой нефiltroванным γ -излучением точечного источника данного радиоактивного изотопа активностью в 1 мкюри на расстоянии 1 см. Соответственно, обычно используемой единицей размерности этой физической величины является — «рентген-сантиметр-квадратный-на милликюри-час», то есть: Р·см²/(мКи·час). Если данному радиоизотопу свойственно монохроматическое излучение (то есть если один распад характеризуется испусканием фотонов разных энергий), то ионизационные постоянные по каждому из фотонных излучений суммируются, давая так называемую *полную ионизационную постоянную*. Например, нуклидам изотопа ⁶⁰Со свойственно испускание двух фотонов в процессе одного распада нуклида с энергиями 1,33 МэВ и 1,17 МэВ, поэтому радиационное поле вокруг этого изотопа характеризуется двумя ионизационными постоянными величинами 6,7 Р·см²/(мКи·час) и 6,2 Р·см²/(мКи·час) или полной ионизационной постоянной 12,9 Р·см²/(мКи·час). Значения ионизационных постоянных некоторых радиоизотопов, в качестве пояснительных примеров, приведены в таблице 9.26.

Для приближенного определения гамма-постоянной можно пользоваться графиком, построенным по экспериментально полученным данным. Пример такого графика представлен на рис. 9.18.

Часто бывает удобно или интересно сравнить радиационное поле данного источника ионизирующего излучения с радиационным полем другого, заведомо известного по своим характеристикам, источника. Для этого в

Таблица 9.26. | Ионизационные постоянные
некоторых радиоизотопов

Радиоизотоп	Период полураспада	Энергия γ -фотонов, МэВ	Ионизационная постоянная, $R \cdot \text{см}^2 / (\text{мКи} \cdot \text{час})$	Полная γ -постоянная, $R \cdot \text{см}^2 / (\text{мКи} \cdot \text{час})$
Кобальт ^{60}Co	5,27 года	1,33	6,7	12,9
		1,17	6,2	
Цезий ^{137}Cs	33 года	0,661	3,55	3,55
Тулий ^{170}Tm	129 дней	0,776	0,23	2,95
		0,686	0,68	
		0,552	0,40	
		0,480	1,13	
		0,134	0,37	
		0,072	0,14	
Америций ^{241}Am	470 лет	0,060	0,14	0,20
		0,043	0,06	

таких случаях в качестве образцового источника традиционно выбирали взятый в фиксированном количестве изотоп радия ^{226}Ra .

Условная масса радия (^{226}Ra) — выраженная в килограммах, граммах или миллиграммах — и соответствующая точечному источнику, который создает на данном расстоянии такую же мощность экспозиционной дозы гамма излучения, как данный источник, получила название *гамма-эквивалент источника ионизирующего излучения* (иначе — радиевый гамма-эквивалент источника, или кратко — гамма-эквивалент).

Экспериментально было установлено, что точечный источник ^{226}Ra массой 1 миллиграмм (который по определению единицы *кюри* характеризуется активностью 1 мКи), находясь в равновесии со всеми продуктами распада, через платиновый фильтр толщиной 0,5 мм создает на расстоянии 1 см мощ-

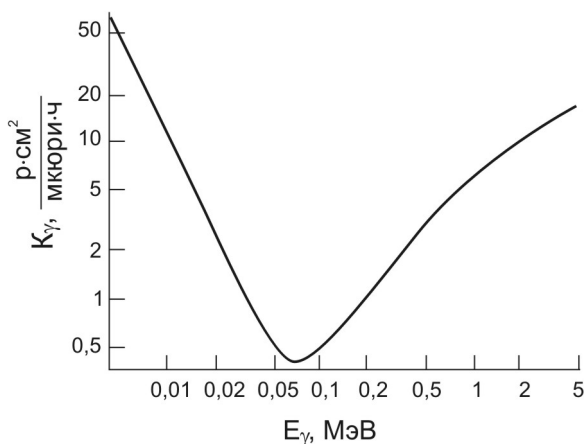


Рис. 9.18. Зависимость ионизационной постоянной от энергии γ -излучения.

ность экспозиционной дозы, равную 8,4 Р/ч. Соответственно, величина гамма-постоянной (ионизационной постоянной) радия — 8,4 Р·см²/(час·мКи) — была принята в качестве эталонного значения для сравнения мощности экспозиционной дозы при оценке радиационных полей γ -излучающих радиоактивных препаратов, имеющих различные ионизационные постоянные.

Отношение гамма-постоянной данного препарата к величине гамма-постоянной радия и было названо *гамма-эквивалентом* данного препарата. Таким образом, гамма-эквивалент источника (препарата) — это условная масса точечного радиоактивного источника ^{226}Ra (находящегося в равновесии с короткоживущими продуктами распада), который в сочетании с платиновым фильтром толщиной 0,5 мм создает на некотором расстоянии такую же мощность экспозиционной дозы, как данный источник на том же расстоянии (если бы он был также точечным). Специальные (внесистемные) единицы этой величины — «килограмм-эквивалент радия», в сокращенной записи — кг-экв. радия, могут применяться также единицы «грамм-эквивалент радия» (г-экв. радия) и «миллиграмм-эквивалент радия» (мг-экв. радия). Например, если γ -излучатель создает на расстоянии 1 см мощность экспозиционной дозы 16,8 Р/ч, то его гамма-эквивалент будет равен 2 мг-экв. радия.

Для лучшего понимания физической сути дела, поясним приведенные выше величины подробнее — на простом примере. Пусть имеется радио-

изотопный источник γ -излучения на основе ^{60}Co , который обеспечивает такую мощность экспозиционной дозы, которую создает радиевый источник, имеющий активность 1 мКи. Определим гамма-постоянную ^{60}Co и его активность. При распаде одного нуклида ^{60}Co испускаются два фотона: первый — с энергией 1,17 МэВ и второй — с энергией 1,33 МэВ. Для фотонов первого типа, образующих часть радиационного поля, гамма-постоянная будет равна $6,2 \text{ Р}\cdot\text{см}^2/(\text{час}\cdot\text{мКи})$, а для фотонов второго типа, образующих другую часть радиационного поля, гамма-постоянная будет равна $6,7 \text{ Р}\cdot\text{см}^2/(\text{час}\cdot\text{мКи})$. Суммарная (полная) гамма-постоянная составит $6,2+6,7 = 12,9 \text{ Р}\cdot\text{см}^2/(\text{час}\cdot\text{мКи})$. Сравнивая гамма-постоянные кобальтового и радиевого источников, определяем отношение гамма-постоянной данного препарата к величине гамма-постоянной радия (то есть вычисляем гамма-эквивалент ^{60}Co): $12,9/8,4 = 1,54$. Это означает, что данный препарат на основе кобальта при его активности 1 мКи создает мощность экспозиционной дозы излучения в 1,54 раза больше, чем создавал бы радиевый источник, в количестве 1 мг (активность которого ровно такая же — 1 мКи). Следовательно, кобальтовый источник активностью 1 мКи по создаваемому радиационному полю является эквивалентом радиевого источника активностью 1,54 мКи. Иначе говоря, радиевый источник создает ионизацию в воздухе в 1,54 раза слабее данного кобальтового источника. Другими словами, γ -фотоны нуклидов кобальтового источника, характеризующегося активностью распада $1/1,54 = 0,65$ мКи, обеспечивают точно такую же мощность экспозиционной дозы, как и радиевый источник массой 1 мг. Таким образом, гамма-эквивалент активности 0,65 мКи данного кобальтового источника равен 1 мг-экв. *Ra*.

Поскольку, как уже было отмечено, экспозиционная доза потеряла статус официально используемой величины, то и гамма-постоянную, и гамма-эквивалент следует считать величинами, не рекомендуемыми к использованию. Однако, на практике часто бывает удобно пользоваться этими величинами — скажем, в расчетах *инженерных средств защиты* от γ -излучения (см. Приложение 10).

Нетрудно показать, что численное значение керма-постоянной в — единицах $\text{аГр}\cdot\text{м}^2 /(\text{с}\cdot\text{Бк})$ в 6,55 раза больше численного значения гамма-постоянной, выраженной в $\text{Р}\cdot\text{см}^2 /(\text{ч}\cdot\text{мКи})$. Также можно показать, что численное значение керма-эквивалента в $\text{нГр}\cdot\text{м}^2/\text{с}$ в 2,04 раза больше числового значения радиевого γ -эквивалента, выраженного в мг-экв. *Ra*.

Таблица 9.27. | Связь основных системных и внесистемных единиц
дозиметрических величин

Физическая величина	Внесистемная единица	Системная единица	Связь единиц
Активность источника ионизирующего излучения	кюри (Ки) резерфорд (Рд)	беккерель (Бк)	$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ $1 \text{ рд} = 10^6 \text{ Бк}$
Экспозиционная доза	рентген	кулон/килограмм (Кл/кг)	$1 \text{ Р} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ $1 \text{ Кл/кг} \approx 3880 \text{ Р}$
Поглощенная доза	рад	грэй (Дж/кг)	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$ $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$
Эквивалентная (эффективная) доза	бэр	зиверт	$1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}$ $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}$
Мощность экспозиционной дозы	рентген в секунду (Р/с)	ампер на килограмм (А/кг)	$1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$ $1 \text{ рад/с} = 0,01 \text{ Гр/с}$
Мощность поглощенной дозы	рад в секунду (рад/с)	грэй в секунду (Гр/с) или ватт на килограмм (Вт/кг)	$1 \text{ Гр/с} = 100 \text{ рад/с}$
Мощность эквивалентной (эффективной) дозы	бэр в секунду (бэр/с)	зиверт в секунду (Зв/с)	$1 \text{ Гр/с} = 1 \text{ Вт/кг}$ $1 \text{ бэр/с} = 0,01 \text{ Зв/с}$ $1 \text{ Зв/с} = 100 \text{ бэр/с}$

Грубая численная оценка дает $1 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с} \approx 2 \text{ мг-экв.радия}$. Соответствующие пропорции могут быть использованы в расчетных оценках.

Пересчеты формально устаревших (несистемных) величин в нормативно-рекомендуемые — и наоборот — могут понадобиться при решении задач в случае пользования таблицами расчетно-экспериментальных данных прошлых лет издания, устаревшими по форме, но не устаревшими по содержанию. Для быстрого запоминания и усвоения связи внесистемных и системных единиц измерения величин, используемых в практике дозиметрического контроля, может быть использована сводная таблица 9.27.

Знание (наряду с нормируемыми величинами и системными единицами их размерности) также нестандартизированных величин и внесистемных единиц для количественных оценок фактических радиационных полей, характеристики которых подлежат измерению, необходимо не только потому, что это дает возможность лучше понять физический смысл численных результатов, но и потому, что — в действующих документах военно-морского флота и армии, в инструкциях авиации, в паспортной документации все еще находящихся в эксплуатации приборов из состава используемой радиометрической аппаратуры на АЭС, а также в технических описаниях различных связанных с ионизирующим излучением аппаратов — эти величины и соответствующие единицы измерения продолжают оставаться в практическом употреблении.

Использование соответствующих аппаратурных средств и организационных подходов в области радиометрии (и при дозиметрии, и при спектрометрии) — на основе применения рассмотренных метрологических показателей — дает, в конечном счете, возможность оценивать в количественном выражении реальные процессы взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, осуществлять дозиметрический контроль и проводить радиоэкологический мониторинг.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 9

1. С каким видом материи взаимодействие ионизирующих излучений имеет решающее значение?
2. Отличается ли взаимодействие различных ионизирующих излучений с веществом?
3. Взаимодействие ионизирующих излучений с какими веществами наиболее интересно с точки зрения экологии?
4. Каковы механизмы взаимодействия электрически заряженных частиц с веществом?
5. Какова проникающая способность α - и β -частиц, движущихся в веществе?
6. Каковы зависимости удельных потерь энергии в воздухе от энергии частиц?
7. Что такое «пик Брэгга»?
8. Что такое линейный пробег заряженной частицы в веществе?
9. Охарактеризуйте отношение линейных пробегов двух различных частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями.
10. Что такое массовый пробег частицы в веществе?
11. Какова формула для приближенного определения массового пробега в веществе α -частицы с энергией от 4 до 9 МэВ?
12. Каким статистическим законом распределения характеризуются значения пробегов частиц?
13. Чем отличается между собой характер движения в веществе α - и β -частиц?
14. Дайте определение радиационным потерям энергии и ионизационным потерям энергии излучения в веществе?
15. Существенны ли радиационные потери энергии при торможении в веществе электронов?
16. Существенны ли радиационные потери энергии при движении в веществе тяжелых частиц?
17. Каков характер энергетического спектра тормозного излучения при движении в веществе электронов?

18. Какие взаимодействия характерны для движения в веществе позитронов?
19. Что такое аннигиляция электрон-позитронной пары и как она происходит?
20. Какие физические процессы сопровождают распространение в веществе фотонного излучения?
21. Каковы закономерности распространения в веществе γ -лучей?
22. Что такое фотоэлектрический эффект?
23. Что такое комптоновское рассеяние?
24. Какой феномен называется рождением в веществе электрон-позитронной пары?
25. Что такое фотоядерное изомерное возбуждение нуклидов с последующим их распадом?
26. Что такое фотоядерные реакции?
27. Какой зависимостью описывается ослабление нерассеянных γ -фотонов, распространяющихся в веществе?
28. Что такое коэффициент линейного ослабления фотонного излучения в веществе, каковы его составляющие?
29. Что такое массовый коэффициент передачи энергии веществу от фотонного излучения?
30. Каковы единицы размерности коэффициента линейного ослабления и массового коэффициента ослабления фотонного излучения в веществе?
31. Способны ли рентгеновские фотоны, как γ -фотоны, тратить запас энергии на порождение в веществе корпускулярного излучения?
32. Чем характерно взаимодействие с веществом нейтронного излучения?
33. В каких взаимодействиях участвуют свободные нейтроны, распространяющиеся в веществе?
34. Все ли нейтроны, движущиеся в веществе, вступают во взаимодействие с окружающей средой?
35. Какова участь нейтронов, не вступивших во взаимодействие с веществом?
36. Какие виды взаимодействий с веществом свойственны нейтронам?

37. Могут ли нейтроны взаимодействовать с орбитальными электронами атомов вещества?
38. Существенно ли взаимодействие нейтронов с электронными атомными оболочками?
39. Каковы возможности взаимодействия нейтронов с атомными ядрами вещества?
40. Что такое длина свободного пробега нейтрона до взаимодействия с ядрами?
41. Что такое упругое рассеяние нейтронов на атомных ядрах вещества?
42. Каковы разновидности упругого рассеяния нейтронов на ядрах?
43. Расскажите о потенциальном и резонансном рассеяниях нейтронов на атомных ядрах.
44. Что такое волны де-Бройля, какое они имеют значение при потенциальном рассеянии нейтронов и каковы длины волн для нейтронов различных энергий?
45. Опишите на конкретных примерах зависимости сечений резонансного упругого рассеяния нейтронов на атомных ядрах от энергии нейтронов.
46. Что такое неупругое рассеяние нейтронов на ядрах атомов вещества?
47. Какой характер имеют зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов на атомных ядрах от энергии нейтронов? Приведите примеры.
48. Какова физика замедления нейтронов в веществе, до каких скоростей замедляются нейтроны?
49. Что такое термализация нейтронов в веществе, к чему она может привести?
50. Каков характер уменьшения плотности потока нейтронов в пучке при движении сквозь вещество?
51. Что такое полное микроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с ядром атома?
52. Что такое полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами атомов вещества?
53. Какие существуют виды захвата нейтрона атомными ядрами?
54. Что такое возвратный захват нейтрона, поясните физику альбедного и размножающего захватов нейтронов атомными ядрами.

55. Что такое безвозвратный захват нейтрона и каковы возможные исходы поглощения нейтрона атомным ядром?
56. Какое поглощение называют радиационным захватом нейтрона?
57. Какое поглощение называют захватом с испусканием легчайших ионов, о каких ионах идет речь?
58. Какое поглощение называют захватом с делением ядра, какие ионы могут быть продуктами этой реакции?
59. Велика ли вероятность стабилизирующего захвата ядром свободного нейтрона?
60. Что такое альbedo веществ-отражателей нейтронов? Приведите примеры.
61. Опишите свойства графита как отражателя и замедлителя нейтронов.
62. Опишите свойства воды как отражателя и замедлителя нейтронов.
63. В каких реакторах используется графит в качестве замедлителя и в качестве отражателя нейтронов?
64. В каких реакторах используется вода в качестве замедлителя и отражателя нейтронов, почему это допустимо в реакторах на тепловых нейтронах?
65. Почему в реакторах на быстрых нейтронах не используется вода и графит?
66. Почему в реакторах на быстрых нейтронах в качестве отражателя используется «зона воспроизводства» (^{238}U или ^{232}Th), а в качестве теплоносителя — эвтектические металлы?
67. Какие вещества при конструировании ядерных реакторов используются в качестве вводимых в активную зону материалов для поглощения нейтронов в целях управления цепной реакцией деления?
68. Все ли изотопы кадмия одинаково хорошо поглощают нейтроны?
69. Все ли изотопы бора одинаково хорошо поглощают нейтроны?
70. Чем отличаются продукты реакции поглощения нейтронов ядрами изотопов ^{113}Cd и ^{10}B ?
71. Какие нуклиды склонны к делению нейтронами?
72. Проведите сравнительный анализ зависимостей сечений реакций деления нуклидов различных изотопов от энергии нейтронов.
73. Что такое запаздывающие нейтроны? Приведите примеры излучателей запаздывающих нейтронов.

74. Опишите общее строение биологического вещества и его атомный состав. Каковы особенности влияния ионизирующих излучений на биологическое вещество?
75. Что такое ткани вещества, из чего они состоят и на какие группы подразделяются?
76. Какова классификация биологических молекул в составе клеток, образующих ткани?
77. Чем отличаются нервная ткань, мышечная ткань, эпителиальная ткань и соединительные ткани биологического организма?
78. Чем отличаются молекулы белков, углеводов, липидов и нуклеиновых кислот, образующих ткани биологического организма?
79. Приведите примеры аминокислот в составе белковых молекул.
80. Какие кислоты относятся к нуклеиновым?
81. Каков общий состав дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК)?
82. Какую роль играют аденозинтрифосфат (АТФ) и аденозиндифосфат (АДФ) во внутриклеточных процессах организма?
83. Может ли радиоактивный фосфор (например, ^{32}P) играть патологическую роль в протекании внутриклеточных процессов?
84. Каковы возможные источники и пути поступления радиоизотопов фосфора в биологический организм?
85. Различна ли радиочувствительность разных тканей человеческого организма?
86. К каким видам тканей относится группа мягких тканей организма?
87. К каким видам тканей относится костная ткань?
88. Какова доля кальция в составе костной соединительной ткани?
89. К каким последствиям может привести воздействие ионизирующих излучений на нервную ткань?
90. К каким последствиям может привести воздействие ионизирующих излучений на мышечную ткань?
91. К каким последствиям может привести воздействие ионизирующих излучений на соединительную ткань?
92. К каким последствиям может привести воздействие ионизирующих излучений на эпителиальную ткань?
93. Что такое свободные химические радикалы, какие свободные радикалы образуются при радиолизе воды?

94. Чем опасны для живого организма свободные химические радикалы?
95. Что понимается под конечным радиационным эффектом воздействия ионизирующего излучения на биологическую ткань?
96. Могут ли воздействия ионизирующего излучения сказаться на изменении генотипа и фенотипа биологического организма?
97. Перечислите основные факторы, определяющие эффекты лучевых поражений, вызванных ионизирующими излучениями.
98. В каких случаях лучевые травмы, связанные с лучевыми поражениями, требуют лечения и медицинской реабилитации организма?
99. Что такое лучевая болезнь ?
100. Какие характерные периоды развития лучевой болезни различают?
101. Какова симптоматика протекания лучевой болезни?
102. Возможен ли летальный исход при лучевой болезни?
103. Каковы риски воздействия ионизирующего излучения на человека?
104. В чем особенности внешнего и внутреннего облучения?
105. Приведите примеры критических органов и тканей человеческого организма, концентрированно накапливающих те или иные радионуклиды.
106. Приведите примеры периодов физиологического полувыведения радиоактивных препаратов из организма человека.
107. Какими могут быть отдаленные генетические последствия воздействия ионизирующей радиации на человека?
108. Что такое хромосомные aberrации и мутации в генах?
109. Может ли воздействие ионизирующих излучений на организм не иметь заметных последствий ни для облученного человека, ни для его потомков?
110. Возможны ли терапевтические эффекты от воздействия ионизирующим излучением?
111. Каково мутагенное воздействие ионизирующих излучений на растения?
112. Зависят ли эффекты воздействия ионизирующего излучения от его количественных характеристик?
113. Назовите количественные показатели воздействия ионизирующего излучения на вещество.

114. Дайте определение поглощенной дозы излучения.
115. В каких единицах измеряется поглощенная доза?
116. Как соотносятся единицы размерности поглощенной дозы: грэй и рад?
117. Что такое коэффициент относительной биологической эффективности (радиационный фактор)?
118. Приведите примеры значений радиационного фактора для различных видов ионизирующего излучения.
119. Дайте определение эквивалентной дозы, поглощенной органом или тканью.
120. Что такое тканевый фактор?
121. Приведите примеры значений тканевого фактора для различных органов и тканей человека.
122. Дайте определение эффективной дозы от воздействия ионизирующего излучения на организм.
123. Каковы единицы размерности эквивалентной и эффективной доз?
124. Как соотносятся единицы размерности эффективной (и эквивалентной) дозы: бэр и зиверт?
125. Какие предельно допустимые эффективные дозы предусмотрены в законодательных нормативах?
126. Почему нормируемые дозиметрические величины практически нельзя измерить непосредственно?
127. Каким образом можно оценить дозиметрические величины, которые нормируются?
128. Приведите примеры значений эффективных доз, получаемых землянами от тех или иных источников в окружающей среде.
129. Сравните между собой годовые эффективные дозы, получаемые организмом человека от различных естественных и техногенных экологических источников.
130. Вклад какого естественного экологического источника (не считая медицинских процедур) является наибольшим в облучение организма человека?
131. Почему радон вносит в эффективную дозу облучения человека значительную долю?
132. Что такое AMBIENT эквивалент дозы?

133. Какая дозиметрическая величина характеризуется единицей размерности «человеко-зиверт»?
134. Что такое полувековая коммитментная доза?
135. Что такое керма косвенно ионизирующего излучения и какова единица размерности этой величины?
136. Что такое воздушная керма радиационного поля?
137. Какую величину называют мощностью кермы и какова единица ее размерности?
138. Что такое постоянная мощности воздушной кермы источника ионизирующего излучения?
139. Что такое керма-эквивалент источника излучения?
140. Что такое керма для единичного флюенса?
141. Что такое сема, каков ее физический смысл и единицы размерности?
142. Что такое гамма-постоянная (ионизационная постоянная), каков ее физический смысл?
143. Что такое гамма-эквивалент источника и каковы единицы его размерности?
144. Что такое удваивающая эффективная доза?
145. Что такое минимально-летальная доза?
146. Почему знание несистемных (ненормируемых) дозиметрических величин и единиц их размерности также важно при решении практических задач количественной оценки ионизирующей радиации?
147. Каковы допустимые безопасные значения мощности эффективной дозы ионизирующего излучения — выразите числовое значение в единицах «мкЗв/час».
148. Возможно ли в условиях Земли избежать воздействия ионизирующих излучений мощностью эффективной дозы до 0,3 мкЗв/час?
149. Какова предельная допустимая годовая эффективная доза для персонала, работающего с источниками ионизирующих излучений?
150. Рассчитайте мощность эффективной дозы, которой может характеризоваться ежедневно и ежечасно воздействующее на работника ионизирующее излучение — с учетом, что годовой лимит составляет 20 мЗв.

Радиоэкологи шутят

Фирма гарантирует: если результаты нашей работы по вывозу радиоактивных отходов, после дезактивации, Заказчика не устроят, то мы – по первому же требованию – вернем ваши радиоактивные отходы обратно в двойном размере!

#

Защищайтесь сэр! В противном случае – в результате воздействия ионизирующих излучений – при обращении к Вам придется перед фамилией добавлять частицу «фон», а то – и «Ваша светлость» или того более – «Ваше сиятельство»!

#

Две головы хорошо! Но лучше – защита от ионизирующих излучений!

ГЛАВА 10

ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ПРЕАМБУЛА ГЛАВЫ

Эта глава является логическим завершением предыдущих глав, и не может рассматриваться в отрыве от предшествующего изложения во избежание поверхностного восприятия материала. Понимание физических свойств и характеристик радиационных полей, которые ранее были обстоятельно рассмотрены, является основой усвоения вопросов защиты от ионизирующих излучений.

Со времени открытия ионизирующих излучений не прекращались исследования их вредоносного воздействия на биологические ткани и организмы. Доводы о позитивном влиянии малых доз ионизирующей радиации пока не имеют убедительной доказательной базы. В то же время, доказанным фактом является канцерогенное действие ионизирующих излучений на организмы животных и человека. Поэтому вопросы защиты от проникающего воздействия ионизирующих излучений остаются предметом неослабевающего интереса и изучения в различных областях науки и техники.

Защита от ионизирующих излучений востребована независимо от того, имеют они естественное или техногенное происхождение. Обсуждая вопросы радиационной безопасности и противорадиационной защиты, конечно, прежде всего, имеют в виду защиту людей и домашних животных от ионизирующих излучений, но при этом подразумевается также, что все живое на Земле — в той или иной степени — в этом тоже нуждается.

Арсенал возможностей, обеспечивающих защиту от воздействия ионизирующей радиации, достаточно разнообразен, но универсальных методов или средств, полностью исключающих воздействие радиационных полей на человека, не существует. Возможно лишь снизить до безопасных уровней это воздействие. Важно также понимать и то, что каждый биологический организм индивидуален и обладает различной чувствительностью, поэтому одни и те же защитные средства обеспечивают различную по эффективности протекцию в каждом конкретном случае.

Тем не менее, имеются общие принципы обеспечения радиационной безопасности людей, которые в силу тех или иных обстоятельств могут оказаться под действием ионизирующего облучения, если степень его воздействия действительно опасна для жизни и здоровья. Безопасность достигается не только снижением эффективной и эквивалентной доз ионизирующего излучения, но в некоторых случаях — и повышением физиологической устойчивости облучаемого организма.

В данной главе рассмотрены основные принципы, меры и средства *противорадиационной защиты* человека, препятствующие его чрезмерному облучению, а также дополнительные и вспомогательные средства радиопротекции, связанные с повышением физиологической устойчивости человека к ионизирующим излучениям.

§ 10.1. | ОСНОВЫ ПРЕВЕНТИВНОЙ ПРОТИВОРАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ

Полностью исключить воздействие ионизирующей радиации на человека невозможно. Более того, такая попытка оказалась бы противоестественной, поскольку естественные условия жизни на планете включают и наличие радиационных полей. Но защита от чрезмерного техногенного воздействия ионизирующего излучения, как дополнительного вредного фактора, необходима — она должна быть организована так, чтобы упредить возможность получения человеком вероятных лучевых травм (даже легких).

Поскольку радиобиологическими исследованиями установлено, что *практическая потребность в защите* человека от ионизирующих излучений возникает, начиная с определенной величины дозовых нагрузок при облучении — целью и смыслом всякой предупредительной радиационной защиты, способной ослабить ионизирующее излучение до того, как оно может воздействовать на человека, является снижение параметров радиационных полей до безопасных пределов.

Такая *превентивная радиационная защита* (от лат. *praevenio* — опережаю) должна быть надежной. Если снижение параметров ионизирующего излучения превентивно невозможно, тогда последней возможностью защиты человека будет являться повышение его физиологической сопротивляемости действию ионизирующих излучений, что, однако, максимально востребованной степени надежности защиты не обеспечивает (подробно об этом — в § 10.6).

Обычно методы превентивной защиты принято разделять на *организационные* и *физические*. Превентивные методы (меры и средства) защиты можно подразделить также на *коллективные* и *индивидуальные*. Эта классификация условна и определяется только пространственно-временными масштабами мероприятий и размерами применяемых технических

средств, а также способами их применения. При этом применение всякого физического средства защиты, конечно, требует принятия определенных организационных мер, а никакое мероприятие без применения физических средств — не будет эффективным. В этой связи под *физической защитой* в данном контексте будем подразумевать любые формы защиты, связанные с использованием: тех или иных физических средств, физических взаимодействий, физических перемещений или физических процессов. Описание организационных вопросов защиты читатель найдет в четких формулировках законодательных актов и инструкций, которые нет смысла пересказывать на страницах этой книги.

Возможные превентивные методы физической защиты могут основываться на пространственно-временных эффектах или на эффектах взаимодействия ионизирующих излучений с материей (полем или веществом). При этом, в принципе, могут быть приняты следующие меры:

- 1) устранение источников опасных ионизирующих излучений из биосферы (если это осуществимо);
- 2) обеспечение удаления подверженного облучению субъекта (человека или группы людей) от источников ионизирующих излучений (если эти источники не являются равномерно распределенными в пространстве);
- 3) воздействие на ионизирующие излучения отклоняющими электромагнитными полями (только при защите от потоков электрически заряженных частиц);
- 4) выжидание в течение времени, пока активность источника и интенсивность излучения естественным образом, в процессе распада радионуклидов постепенно снизится (в случае, когда источниками излучения являются нуклиды, претерпевающие распад);
- 5) организация пространственного экранирования источника ионизирующей радиации при помощи веществ и материалов, взаимодействующих с ионизирующими излучениями (если взаимодействие приводит к ослаблению или поглощению излучения).

Понятно, что возможности превентивной физической защиты от ионизирующих излучений можно перечислить на пальцах одной руки. Проанализируем далее каждую из этих возможностей.

Первая возможность, из перечисленных выше, основана на простом и логичном принципе: нет источника ионизирующего излучения — нет проблемы. Имея в виду, что биосфера ограничена нижними слоями атмос-

феры, относительно тонким верхним слоем литосферы и сравнительно небольшими глубинами акватории мирового океана — понятно, что перемещение источника излучения за пределы биосферы может быть связано: либо с отправкой его в дальний космос, либо с захоронением в глубоких геологических формациях (затопление в глубинах океана является сомнительной мерой — с учетом подвижности океанических вод и диффузионных процессов в жидкостях).

Вторая возможность, из перечисленных выше, основана на том, что интенсивность ионизирующей радиации уменьшается с увеличением расстояния от источника. Так, если точечный источник излучения находится в вакууме, то плотность потока энергии (плотность потока частиц) Φ будет меняться с изменением расстояния R по закону:

$$\Phi(R) = \frac{\Phi_0}{4\pi R^2}. \quad (10.1)$$

Третья возможность, из перечисленных выше, основана на физике взаимодействия движущихся электрически заряженных частиц с электромагнитными полями. Это взаимодействие описывается правилом «левой руки»: если левую руку расположить так, чтобы силовые линии магнитного поля входили в ладонь, а вытянутые пальцы руки — указательный, средний, безымянный и мизинец — были направлены в сторону движения положительно заряженной частицы, то большой палец, отставленный перпендикулярно остальным в плоскости ладони, укажет направление отклоняющей силы, действующей на заряженную частицу со стороны магнитного поля. Эта сила получила название «сила Лоренца» — в честь голландского физика Хендрика Лоренца (лауреата Нобелевской премии 1902 г.). Для эффективного изменения траектории движения заряженных частиц сила Лоренца — величина которой зависит от величины заряда, от скорости частицы, а также от значения и направления вектора магнитной индукции, должна быть достаточно большой. Так, определенную защиту от космического излучения, падающего на Землю, оказывает магнитное поле нашей планеты. Искусственное создание защитных электромагнитных полей — сложная техническая задача, решение которой имеет практическую целесообразность лишь в отдельных случаях.

Четвертая возможность, из перечисленных выше, основана на естественном ходе физических процессов, в соответствии с законом радио-

активного распада. Однако, следует иметь в виду, что распад радионуклидов может являться причиной рождения новых источников ионизирующей радиации и, кроме того, большие периоды полураспада некоторых радиоизотопов — порой абсолютно несоизмеримые с временем жизни отдельного человека и даже временем существования целых цивилизаций — в некоторых случаях просто не оставляют никаких шансов многим поколениям людей воспользоваться этой возможностью.

Пятая возможность, из перечисленных выше, основана на использовании особенностей взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, в результате чего энергия излучения в значительной степени (в отдельных случаях — практически полностью) поглощается веществом и за пределами вещества перестает быть свойственна радиационному полю как физической субстанции. Ионизирующая способность радиационного поля, ослабленного слоем вещества, утрачивается вместе с потерей энергии. Эта возможность реализуется путем создания и использования защитных экранов с различными геометрическими параметрами, разнообразных форм, с разными свойствами материалов и различного конкретного применения. Именно такие средства экранирования в первую очередь и рассматривают в качестве *физической защиты от ионизирующих излучений*.

При подготовке средств защиты, ориентируются на возможный риск воздействия конкретных видов ионизирующих излучений. Анализируя свойства и состав ионизирующих излучений различных видов, можно понять, что все они по-разному взаимодействуют с веществом и имеют различную проникающую способность (см. гл. 9). Напомним, что по механизму взаимодействия с веществом выделяют непосредственно ионизирующие потоки заряженных частиц и косвенно ионизирующие излучения (потоки нейтральных элементарных частиц — фотонов и нейтронов). Кроме того, при решении задач защиты ионизирующие излучения принято дифференцировать не только по механизму действия, но и по *месту формирования*: первичное излучение связывают с первопричинами физического генезиса (с процессами рождения в источнике), вторичное излучение связывают с процессами взаимодействия первичного ионизирующего излучения с веществом.

Энергия частиц в составе ионизирующего излучения, от которого требуется специальная физическая защита, обычно лежит в диапазоне от нескольких сотен электронвольт (характерных для рентгеновских лучей и слабого корпускулярного излучения) до $10^{15} \dots 10^{20}$ эВ (характерных для

γ -лучей, быстрых нейтронов и протонов).

При проработке вопросов противорадиационной защиты не следует забывать, что в зависимости от типа частиц и их энергии сильно различаются длина пробега и проникающая способность ионизирующего излучения вглубь вещества — от долей миллиметра в плотной среде (α -излучение, осколки деления ядер) до сотен метров и нескольких километров (γ -лучи и высокоэнергетические мюоны космического происхождения).

Как было показано в гл.9, с точки зрения радиационной безопасности, важными показателями взаимодействия ионизирующего излучения с веществом служат такие величины, как линейная передача энергии (ЛПЭ), показывающая, какую энергию излучение передает среде на единицу длины пробега при единичной плотности вещества, а также поглощенная доза излучения, показывающая, какая энергия излучения поглощается в единице массы вещества. Вспомним, что ионизирующая способность α -излучения в воздухе характеризуется образованием в среднем 30 тыс. пар ионов на 1 см пробега — в этом главная опасность данного излучения. Проникающая способность, наоборот, очень невелика: в атмосферном воздухе пробег α -частиц составляет не более 10 см. Ионизирующая способность β -излучения относительно невелика и составляет в воздухе 40...150 пар ионов на 1 см пробега. Проникающая способность намного выше, чем в случае α -излучения, и может достигать в атмосферном воздухе десятков метров.

Именно вследствие потерь энергии электрически заряженные частицы могут быть задержаны относительно тонкими слоями вещества, используемого для защиты. Так, α -частицы с энергией 10 МэВ задерживаются даже в таких материалах как воздух или пластмассы, соотношение толщин и плотностей которых характеризуется величиной поверхностной плотности 10^{-2} г/см². Например, многие α -частицы могут быть задержаны листом обыкновенной бумаги. При уменьшении энергии заряженных частиц ЛПЭ увеличивается вследствие более эффективного взаимодействия с веществом и при определенных значениях энергии достигает пика (пик Брэгга — подробности в § 9.1, гл.9), и пробег существенно снижается. Так, пробег α -частицы с энергией 5 МэВ в воздухе составляет всего 3,7 см, а в биологической ткани — 0,05 мм. Поэтому с точки зрения биологического эффекта облучения, α -излучение представляет опасность только при попадании радионуклида внутрь организма. И хоть создание физических барьеров защиты внутри организма невозможно, но организация барьеров

на пути попадания α -частиц внутрь организма может быть предпринята — за счет индивидуальных средств защиты, рассмотренных ниже. Значительно большую проникающую способность имеет β -излучение — частицы с энергией около 1 МэВ может задержать слой вещества с поверхностной плотностью порядка 1 г/см². Так, β -излучение может быть задержано защитным экраном из листового алюминия толщиной в несколько миллиметров. Опасность β -излучения не следует приуменьшать — максимальная энергия некоторых β -частиц может достигать десятков мегаэлектрон-вольт.

Для частиц со скоростями, много меньшими, чем скорость света, пробег частицы данной энергии уменьшается приблизительно обратно пропорционально массе и квадрату заряда. Это следует учитывать при сооружении экранирующей защиты. В случае ионизирующего излучения, вызывающего непосредственную ионизацию, противорадиационная защита обеспечивается слоем любого материала толщиной более их пробега. Например, при одинаковой энергии в 1 МэВ пробеги электронов, протонов и α -частиц в воде равны 4300; 22,5 и 5,8 мкм соответственно, поэтому водный слой, толщина которого больше указанных величин, может использоваться в качестве защитного экрана. Защиту от интенсивного β -излучения рассчитывают с учетом образующегося в защитном материале тормозного электромагнитного излучения.

В отличие от α -излучения, β -излучения и пучков других заряженных частиц, электромагнитные излучения (рентгеновские и γ -лучи) не отклоняются электромагнитными полями, и при равных энергиях (и прочих равных условиях) характеризуются значительно большей проникающей способностью. Ионизирующая способность γ -излучения в воздухе — всего несколько пар ионов на 1 см пути, но она существенно возрастает в более плотном веществе, соответственно — проникающая способность заметно снижается. Если проникающая способность этого излучения в атмосферном воздухе составляет сотни метров и километры, то в слое воды толщиной 1 м самое интенсивное γ -излучение, причиной которого служат природные источники из радиоактивного семейства тория, ослабляется примерно в 20...30 раз.

При прохождении γ -излучения через защиту различают геометрию узкого («хорошая геометрия») и широкого («плохая» геометрия) пучков. Кратко поясняя процессы, возникающие при прохождении γ -излучения через экранирующий слой вещества, отметим уже подробно нами рассмотренные в предыдущих главах такие физические эффекты: фотоэффект

(высвобождение атомного электрона при поглощении γ -фотона), комптон-эффект (высвобождение γ -фотона меньшей энергии от рассеивания поглощенного γ -фотона при взаимодействии с электроном), эффект образования электрон-позитронных пар и ядерный фотоэффект (высвобождение нуклонов под действием высокоэнергетичных фотонов). Защитой от γ -излучения может служить слой любого вещества — при этом эффективность защитного слоя (то есть вероятность поглощения γ -фотонов при прохождении через этот слой) возрастает с увеличением толщины экрана, плотности вещества и доли содержания в нем тяжелых нуклидов (свинца, вольфрама, обедненного урана и пр.). В качестве материалов защиты от γ -излучения могут применяться и оптически прозрачные среды — например, для варки стекла, интенсивно поглощающего γ -фотоны, могут использоваться такие ингредиенты, как пятиокись тантала, оксид свинца и оксид бора (один из наиболее широко применяемых составов такого стекла: двуокись кремния — 2 %, монооксид свинца — 82 %, оксид бора — 14 %, пятиокись тантала — 2 %).

Напомним, что большой проникающей способностью обладает нейтронное излучение (по причине электрической нейтральности и, как следствие, слабого взаимодействия с веществом). Ионизирующая способность нейтронного излучения — несколько тысяч пар ионов на 1 см пути. Проникающая способность может достигать в атмосферном воздухе несколько километров.

Поскольку в веществе нейтроны теряют свою энергию в упругих и неупругих взаимодействиях с ядрами атомов (и с учетом того, что при неупругих взаимодействиях возникает вторичное излучение, которое может состоять как из заряженных частиц, так и из γ -фотонов) — лучшими для защиты от нейтронного излучения являются водородсодержащие материалы. Поэтому обычно в качестве защитных материалов, задерживающих нейтроны, применяют воду, парафин, полиэтилен. Кроме того, нейтронное излучение хорошо поглощается бором, бериллием, кадмием, графитом — элементами, которые могут входить как ингредиенты в состав соответствующих защитных экранов. Поскольку поглощение нейтронов веществом может сопровождаться γ -излучением, в качестве экранирующих средств противонейтронной защиты необходимо использовать многослойные экраны из комбинированных материалов: свинец-полиэтилен, сталь-вода и т. д. В ряде случаев для одновременного поглощения нейтронного

и γ -излучений применяют водные растворы гидроксидов тяжелых металлов, например, железа $Fe(OH)_3$, но чаще в этих целях применяется бетон — искусственный каменный материал, получаемый в результате затвердевания уплотненной смеси вяжущего вещества (цемента), воды, наполнителей (песок, гравий, щебень) и специальных минеральных добавок (магнетит, брусит, серпентинит и др.). Использование бетона предпочтительно во многих случаях обеспечения коллективной защиты, поскольку этот материал пригоден для создания больших экранов, может нести также конструкционную нагрузку и является относительно дешевым. Обеспечение *коллективной защиты* не является основанием для пренебрежения средствами индивидуальной физической защиты и легкомысленного отношения к вопросам противорадиационной гигиены.

§ 10.2. | ИНДИВИДУАЛЬНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА И ПРОТИВОРАДИАЦИОННАЯ ГИГИЕНА

Физическая защита от ионизирующих излучений — наряду с организационными мероприятиями, правилами техники безопасности, санитарными нормами и принципами личной радиационной гигиены, составляет базу *индивидуальной защиты* (то есть персональной защиты) людей, подверженных риску облучения. Личная гигиена (от греч. *ὑγιεινόν* — здоровье) — это совокупность правил, выполнение которых профилактически способствует сохранению здоровья и продлению жизни на основе нейтрализации неблагоприятных условий, в качестве которых в данном случае рассматривается возможное воздействие ионизирующей радиации. Персонал, работающий с открытыми радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений, характеризующимися открытыми радиационными полями, при выполнении работ должен обеспечиваться такими средствами индивидуальной защиты и предметами личной гигиены (в зависимости от степени риска): комбинезонами или костюмами, шапочками, спецбельем, носками, тапочками или ботинками, бахилами, перчатками, бумажными полотенцами и носовыми платками разового пользования, специальными жилетами и защитными накладками для экранирования органов тела — наиболее чувствительных к воздействию ионизирующей радиации.

При опасности радиоактивного загрязнения атмосферного воздуха обязательными элементами индивидуальной защиты являются средства защиты органов дыхания (респираторы, противогазы). Для защиты органов зрения могут использоваться щитки, в которых применяется оцинкованное стекло (стекло, содержащее значительные присадки оксида свинца PbO , в обиходе известное как хрусталь) — для ослабления γ -излучения, а также борированное стекло (иначе называемое боросиликатным, см. § 6.1) — для ослабления воздействия нейтронов.

Если по каким-либо причинам стандартных средств защиты органов дыхания не оказалось в распоряжении или если они оказались поврежденными, в качестве самодельного респиратора-противогаза может быть использован лоскут ткани (носовой платок, ватный тампон, салфетка, ветошь), смоченный водой или — при отсутствии воды — другой физиологически безвредной жидкостью, например, собственной уриной (мочой). Без неуместного стеснения следует пояснить, что человеческая урина состоит примерно на 95 % из воды и при этом содержит растворенные в ней катионы (K^+ , Na^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , NH_4^+) и анионы (Cl^- , SO_4^{2-} , HPO_4^{2-}), способствующие связыванию электрически заряженных частиц, попадание которых в организм респираторным путем в зоне радиоактивного заражения может быть весьма вероятным. Такое простейшее средство защиты может оказаться в экстремальных условиях действенным.

Примеры стандартных носимых изделий и средств защиты органов дыхания, относящихся к индивидуальным средствам физической противорадиационной защиты, представлены на рис. 10.1.

Защитные экранирующие накладки вставляются в карманы тканевой основы подобных изделий — при этом степень защиты, обеспечиваемая такой специальной одеждой зависит от типа используемого в ее составе защитных элементов (определяется составом и толщиной материала, используемого для экранирования). В снаряженном состоянии масса, например, защитного жилета (армированного железом, свинцом или вольфрамом) составляет 10...15 кг (при кратности ослабления γ -излучения, равной 2). Такие жилеты и пояса обычно применяются в сочетании с другими средствами индивидуальной защиты.

В случае загрязнения радиоактивными веществами средств индивидуальной защиты выше предельно допустимых значений нормативных показателей, они заменяются чистыми, но это не означает, что данные сред-

ства (в отличие от белья, выдаваемого экипажам атомных подводных лодок) являются разовыми. В условиях, приближенных к боевым, нормативными инструкциями определено, что хлопчатобумажную спецодежду, белье и носки следует подвергать стирке — не реже одного раза в семь дней, остальные средства индивидуальной защиты стираются по мере загрязнения радиоактивными веществами. В обычных условиях смену одежды лучше производить ежедневно.

Дезактивация (то есть очистка в целях снижения активности радионуклидного загрязнения) средств индивидуальной защиты, производится только в специальных прачечных в соответствии с действующими инструкциями тех предприятий, где соответствующие средства защиты используются. Кроме того, в целях радиационной безопасности требуется выполнение элементарных гигиенических процедур и соблюдение соответствующих правил. При случайном загрязнении рук и тела радиоактивными веществами, руки необходимо немедленно вымыть водой с мылом; если обычная обработка не дает должного эффекта, следует применять специальные моющие средства в зависимости от химической природы загрязняющего вещества. Выход в спецодежде и спецобуви за пределы рабочих помещений (зон загрязнения) запрещен.

При выходе из помещений, находящихся в зоне риска облучения, вся спецодежда снимается, производится принятие душа и проверяется чистота тела при помощи дозиметрической аппаратуры. В помещениях, где проводится работа с радиоактивными веществами, запрещается: пребывание сотрудников без средств индивидуальной защиты; хранение пищевых

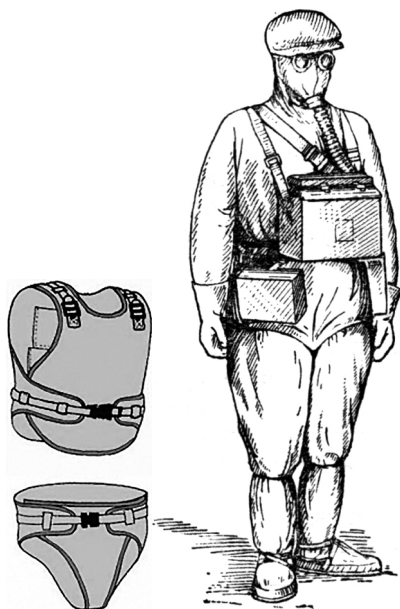


Рис. 10.1. Специализированная одежда для индивидуальной физической защиты от ионизирующих излучений.

продуктов, косметики, домашней одежды и других предметов, не имеющих прямого отношения к работе с радиоактивными веществами; прием пищи, курение, пользование лекарствами (кроме лекарств из специализированной индивидуальной аптечки) и косметикой.

Эти простые, на первый взгляд, правила поведения — не требующие приложения особых усилий — помогают, в дополнение к средствам физической индивидуальной защиты, обеспечить персональную радиационную безопасность людей, подверженных риску воздействия ионизирующего излучения по роду их профессиональной деятельности.

Кроме средств физической защиты и соответствующих правил техники безопасности, в перечень средств индивидуальной противорадиационной защиты входят фармацевтические препараты радиопротекторного действия (см. § 10.7) и — в качестве особой формы защиты — может использоваться защитный психологический аутотренинг, позволяющий ослабить возможный стресс и тем самым умерить нейрофизиологические реакции в организме, связанные с каталитическим участием нервной системы в образовании свободных химических радикалов, возникающих в организме под действием ионизирующего излучения.

Конечно, применение средств индивидуальной защиты не отменяет необходимости использования коллективных экранирующих защитных сооружений.

§ 10.3. | МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ КОЛЛЕКТИВНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ

Проектирование сооружений для коллективной физической защиты от ионизирующих излучений методически основывается на следующих принципах:

- понимание возможности присутствия в зоне риска действия ионизирующих излучений коллектива людей;
- понимание причин, по которым требуется защита;
- понимание механизма осуществления защиты;
- знание характеристик источника ионизирующего излучения;
- знание вида и характеристик излучения, создаваемого источ-

ником;

- обоснованный выбор материала, используемого для защитного экрана;
- учет зависимостей ослабления излучения слоем вещества;
- определение толщины защитного (экранирующего) слоя;
- продуманная разработка конструктивного (технического) решения.

Исходя из этих принципов, далее разъясним положения, необходимые для решения задачи создания коллективной физической защиты от ионизирующего излучения, важнейшими этапами в ходе решения которой являются: выбор материала, из которого может быть изготовлен экран, и определение толщины защитного (экранирующего) сооружения.

Потребность в специально разрабатываемой инженерно-физической защите от мощных технических и техногенных источников ионизирующих излучений — например, таких как ускорители элементарных частиц или ОЯТ реакторов и др. — является безусловной и очевидной, исходя из всего того, что изложено в предыдущих главах этого учебника. Защита от некоторых маломощных источников ионизирующих излучений может в определенных обстоятельствах не требовать изготовления специальных защитных сооружений. Скажем, наличие «фоновых» ионизирующих радиационных полей падающего излучения у поверхности Земли до 30...50 мкР/час (что соответствовало бы в грубых оценках эффективной дозе до 0,3...0,5 мкЗв/час) не считается причиной для применения инженерно-физических мер защиты, поскольку такая ионизирующая радиация, хотя и определяется формально как сверхнормативная, рассматривается как практически безопасная, хотя и нежелательная. Существенное превышение нормативных показателей (которые определены законом, в частности «Нормами радиационной безопасности») — создает причины и мотивацию для выполнения проектных и монтажных работ.

При проектировании инженерных средств защиты от ионизирующих излучений выбор материалов и расчет толщины слоя, достаточного для ослабления до безопасного уровня энергии пучков нейтронов и γ -лучей, составляют главную заботу. Для этих видов ионизирующих излучений не существует определенного расстояния (аналогично пробегу для заряженных частиц), на котором они полностью поглощаются, понятие средней длины пробега следует считать условным. В этой связи для материалов, используемых в целях защиты путем ослабления пучков нейтронов

и γ -фотонов, используется такая характеристика как *кратность ослабления*, зависящая от толщины экранирующего слоя. Кратность ослабления излучения определяется отношением:

$$K = \frac{P_0}{P}, \quad (10.2)$$

где P_0 — значение мощности экспозиционной дозы (или плотности потока излучения) до защитного экрана; P — значение мощности экспозиционной дозы (или плотности потока излучения) после защитного экрана (допустимое значение). Вместо величин экспозиционной дозы в приведенном выражении могли бы быть указаны величины эффективной дозы, однако с учетом разъяснений, данных в § 8.4 и § 9.5, в дидактических целях приближенности к физике реальных явлений, не станем отказываться от использования традиционно входящих в (10.2) величин.

Для выяснения допустимого значения экспозиционной дозы его необходимо сверить со значениями эквивалентной дозы, которые являются предельными согласно нормативному законодательству. Так, в случае облучения человека, предельные значения эффективной и эквивалентных

Таблица 10.1. | Нормативные лимиты эффективной и эквивалентных доз

Установленные лимиты годовых доз облучения (мЗв)	Категории лиц, подверженных облучению		
	А*)	Б**)	В***)
Эффективная доза			
Лимитные значения	20 мЗв	2 мЗв	1 мЗв
Эквивалентная доза			
Лимитные значения для хрусталика глаза	150 мЗв	15 мЗв	15 мЗв
Лимитные значения для кожного покрова	500 мЗв	50 мЗв	50 мЗв
Лимитные значения для кистей рук и стоп	500 мЗв	50 мЗв	50 мЗв

*) — профессионалы, работающие в зоне действия ионизирующих излучений;

**) — сотрудники, вблизи зоны действия ионизирующих излучений;

***) — лица, непричастные к работам и территориям, имеющим отношение к источникам ионизирующего излучения.

доз, установленные НРБУ-97, имеют значения, указанные в табл. 10.1.

Проектирование инженерных сооружений для защиты от ионизирующих излучений — сложная научно-техническая задача. Для ее решения, кроме свойств защитных материалов, приходится учитывать энергетические и геометрические характеристики источников ионизирующих излучений: энергетический спектр излучения, угловое и пространственное распределение радиационных полей, геометрию источника (точечный, протяженный, объемный). При расчетах учитывается также, что экран обычно устанавливается на некотором расстоянии от источника излучения, и принимается во внимание то, что интенсивность излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до источника. Поэтому мощность экспозиционной дозы перед экраном (мощность дозы излучения, падающего на экран со стороны источника) определяется в простейшем случае, для точечного источника, соотношением:

$$P_0 = K_\gamma \cdot A \cdot R^{-2}, \quad (10.3)$$

где K_γ — ионизационная постоянная, R — расстояние от экрана до источника, A — активность источника, определяемая умножением постоянной распада λ на число радионуклидов, образующих источник:

$$A = \lambda \cdot N. \quad (10.4)$$

Напомним, что для определения N следует число молей вещества источника умножить на $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ (число Авогадро):

$$N = \nu \cdot N_A, \quad (10.5)$$

при этом число молей определяется отношением:

$$\nu = \frac{m}{M}, \quad (10.6)$$

где m — масса радиоизотопа, а M — молярная масса.

Далее, для расчета ослабления излучения при поглощении его экраном учитывается наряду с увеличением расстояния (за счет толщины экрана) и экспоненциальная зависимость ослабления излучения в зависимости от

толщины поглощающего (экранирующего) слоя:

$$P = K_{\gamma} \cdot A \cdot (R + d)^{-2} \cdot \exp(-\mu_i d), \quad (10.7)$$

где d — толщина защитного слоя, μ_i — коэффициент линейного ослабления рассматриваемого излучения в данном (i -ом) слое материала. Кроме того, в зависимость вводят поправочный коэффициент δ , учитывающий ограниченность защиты, и фактор B_D накопления эффектов облучения (см. гл.9, § 9.2):

$$P = K_{\gamma} \cdot A \cdot (R + d)^{-2} \cdot \delta \cdot B_D \cdot \exp(-\mu_i d). \quad (10.8)$$

Закон ослабления мощности дозы γ -излучения, проникающего в однородную защиту для геометрии узкого пучка (для коллимированного источника) также можно записать в виде:

$$P = K_{\gamma} \cdot A \cdot (R + d)^{-2} \cdot \delta \cdot B_D \cdot \exp\left(-\frac{0,693d}{\Delta_{1/2}}\right), \quad (10.9)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления излучения; d — толщина слоя защиты; $\Delta_{1/2}$ — слой вещества защитного экрана, обеспечивающий двукратное ослабление узкого пучка (слой половинного ослабления). Отметим, что в практической дозиметрии фактор накопления характеризует отношение показания измерительного прибора в геометрии широкого пучка к показанию измерительного прибора в геометрии узкого пучка.

С учетом сделанных пояснений, кратность ослабления излучения будет равна:

$$k = \frac{R^{-2}}{(R + d)^{-2} \cdot \delta \cdot B_D \cdot \exp(-\mu_i d)}. \quad (10.10)$$

Задаваясь кратностью ослабления или требуемой (допустимой) величиной P , для данного источника излучения, на заданном расстоянии R от которого установлен экран из материала, характеризующегося коэффициентом ослабления μ_i , принимая эмпирические (табличные) поправки, можно вычислить искомую толщину экрана d .

В аналитическом виде такие вычисления произвести сложно, поэтому для определения толщины защитного экрана на практике используют при-

ближенные методы или заранее составленные числовые таблицы. Широкое распространение получили так называемые «универсальные» таблицы для расчетов защиты от фотонного излучения точечных изотропных источников, разработанные Н.Г. Гусевым. Подобные дидактические таблицы для определения необходимых параметров защитных экранов из материалов, наиболее используемых при инженерном проектировании, помещены в Приложении 10. Эти таблицы были составлены на основе заранее сделанных вспомогательных расчетов на основе теории ослабления излучений в веществе. При выполнении расчетов без применения подобных стандартных таблиц, можно использовать значения коэффициентов линейного ослабления γ -излучения в различных материалах по данным табл. 10.2.

Далее, в учебных целях, опираясь на приведенные выше формульные выкладки (10.1)-(10.10), рассмотрим простой пример применения *методики определения параметров экрана*, которая может быть использована при проектировании радиационных барьеров безопасности (защитных сооружений, убежищ), позволяющих ослабить γ -излучение до безопасных (допустимых) пределов.

Рассматривая методический пример, далее опустим очевидные вычисления (они подробно рассмотрены в решениях расчетных задач, помещенных в Приложении 9) и сосредоточимся на общем *алгоритме расчета защиты*, который сводится к следующим десяти итерациям:

- шаг 1: определение количества вещества в источнике ионизирующего излучения;
- шаг 2: определение числа радионуклидов в источнике;
- шаг 3: определение постоянной распада радиоизотопа;
- шаг 4: определение активности радиоизотопного источника;
- шаг 5: определение ионизирующей способности источника;
- шаг 6: определение значения амбиентной эквивалентной дозы на заданном расстоянии от источника и сравнение этого значения с допустимым нормативным лимитом;
- шаг 7: определение кратности необходимого ослабления ионизирующего излучения, то есть определение отношения значения амбиентной эквивалентной дозы к предельному (лимитному) значению;
- шаг 8: определение (выбор) материала для изготовления защитного экрана;

Таблица 10.2. Коэффициенты линейного ослабления γ -излучения в различных материалах

Материал (вещество)	Свинец	Железо	Медь	Алюминий	Бетон	Вода
Плотность вещества, г/см ³	11,34	7,89	8,9	2,7	2,3	1,0
Коэффициенты линейного ослабления (см ⁻¹) в зависимости от энергии излучения						
Энергия излучения, МэВ	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6
0,1	60	2,82	3,94	0,444	0,378	0,171
0,2	11,8	1,13	1,40	0,323	0,275	0,137
0,3	4,76	0,85	0,95	0,278	0,236	0,119
0,4	2,51	0,73	0,824	0,251	0,214	0,106
0,5	1,72	0,66	0,732	0,228	0,194	0,0967
1,0	0,79	0,47	0,522	0,166	0,141	0,0706
1,5	0,58	0,38	0,426	0,137	0,116	0,0576
2,0	0,51	0,33	0,371	0,117	0,100	0,0493
5,0	0,49	0,25	0,282	0,075	0,064	0,0302

- шаг 9: определение — исходя из необходимой кратности ослабления излучения и применяемого для физической защиты материала — толщины слоя вещества, экранирующего источник;
- шаг 10: определение перечня инженерных мероприятий для изготовления и сооружения из данного материала защитного изделия в виде экрана соответствующей толщины.

Используя данный алгоритм, перейдем к рассмотрению конкретного примера. Пусть источником ионизирующего излучения служит изотоп цезия ^{137}Cs масса которого равна 34,25 граммов. Считая источник точечным, определим — каким экраном, установленным на расстоянии 0,8 м, может быть обеспечена защита рабочего персонала (работников категории А, согласно *нормам радиационной безопасности* — см. табл. 10.1) от создаваемого этим источником поля ионизирующей радиации, если работы в зоне источ-

ника должны выполняться в течение 35 часов.

Для этого сначала определим выраженное числом моль количество радионуклидного вещества, содержащегося в 34,25 г изотопа в данном источнике — по формуле (10.6). Это число равно $\nu = 0,25$ моль.

Затем определим число радионуклидов в источнике — это можно сделать, умножив согласно формуле (10.5) выше найденное количество вещества ν , на число Авогадро. Выходит, что число атомов N составляет $1,505 \cdot 10^{23}$ шт.

Затем, зная период полураспада изотопа цезия ^{137}Cs (положим 33 года $= 1037836800$ с), определим приблизительное значение постоянной распада, учитывая простую приближенную связь этих величин $\lambda = 0,693/T_{1/2}$. Окажется, $\lambda = 0,021 \text{ год}^{-1}$, или — в единицах СИ — $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$.

Умножив значение постоянной распада λ на число радионуклидов N , выясним величину активности источника — по формуле (10.4). Получим, что величина активности равна $A = 2,6846 \cdot 10^6$ мКи, или — в единицах СИ — $A = 9,933 \cdot 10^{13}$ Бк.

Далее определим ионизирующую способность источника. Для этого учтем, что вокруг источника, на расстоянии 0,8 м будет создаваться определенная мощность экспозиционной дозы, которую найдем — умножением активности источника A на ионизационную постоянную изотопа цезия ^{137}Cs , а именно на $K_\gamma = 3,35 \text{ Р} \cdot \text{см}^2/(\text{мКи} \cdot \text{час})$, и делением на квадрат расстояния от источника до предполагаемого места установки защитного экрана. В результате получим значение экспозиционной дозы: примерно $1,40522 \cdot 10^3 \text{ Р/час}$. Эта величина показывает степень ионизирующей способности радиационного поля источника в атмосферном воздухе.

Пользуясь табл. 9.24 (§ 9.5, гл.9), можно определить соответствующее значение мощности эквивалентной дозы в мягких (мышечных) тканях и костном скелете организма. Придерживаясь консервативной позиции в расчетах эквивалентной дозы в мышечной ткани, из диапазона коэффициентов пересчета 0,92...0,97 следует выбрать наибольшее значение. Следовательно, умножив значение мощности экспозиционной дозы на 0,97, получим, что гипотетически полученная за 1 час мягкими тканями организма эквивалентная доза (амбиентная эквивалентная доза) равна $1,363 \cdot 10^3$ бэр или в единицах СИ — 13,63 Зв.

Учитывая, что защита людей, находящихся в зоне источника излучения, должна осуществляться на протяжении 35 часов, за этот период определим

значение ожидаемой (гипотетической) эквивалентной дозы в мягких тканях: 477,05 Зв — в случае отсутствия защитного экрана (до защитного экрана). Эта величина (при условии, что в течение года персонал более не станет заниматься работой с источниками ионизирующих излучений) должна быть уменьшена (за счет экранирования источника) настолько, чтобы за экраном эквивалентная доза не превышала 20 мЗв (за год), согласно нормативам безопасности. Другими словами, кратность ослабления излучения, достигаемая путем сооружения экрана, должна быть равна минимум 23852,5. Поскольку в таблицах Приложения 10 (табл. П.10.2–П.10.4) толщины экранов представлены только для значений кратности ослабления $2 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^4$, следует выбрать вариант, обеспечивающий не меньшую, а большую кратность ослабления (при другом подходе значения табличных величин можно подвергнуть интерполяции). В данном случае — для кратности ослабления $5 \cdot 10^4$ — определим толщину экрана, исходя из значений энергии γ -фотонов излучающего источника. Известно, что для изотопа цезия ^{137}Cs энергия фотона, испускаемого в процессе распада каждого нуклида равна 0,661 МэВ. Консервативно (с запасом) ориентируясь на табличное значение 0,7 МэВ, теперь можно определить толщину экрана.

Итак, для получения конечного результата, воспользуемся таблицами, помещенными в Приложении 10 (это — дидактический аналог широко известных дозиметристам и радиобиологам таблиц Гусева Н.Г.). При выборе в качестве материала экрана свинца, по табл. П.10.2 находим, что толщина экрана должна составлять 10,5 см. При выборе в качестве материала экрана железа, по табл. П.10.3 находим, что толщина экрана должна составлять 25,2 см. При выборе в качестве материала экрана бетона, по табл. П.10.4 находим, что толщина экрана должна составлять 88,7 см. Для сравнения отметим, что равными экранирующими свойствами обладает водный слой толщиной 185 см.

Обратим внимание, что при ужесточении нормы предельной дозы облучения в 10 раз (для работников категории Б, согласно *нормам радиационной безопасности* — см. табл. 10.1), во столько же раз должна быть увеличена кратность ослабления радиационного поля при помощи защитного экрана — она составит $5 \cdot 10^5$. В этом случае легко определить, что табличные значения толщин экранов равны: для свинца — 12,3 см, для железа — 29,9 см, для бетона — 103,9 см, а эквивалентный по защитным свойствам слой воды должен иметь толщину 216 см.

Инженерные вопросы сооружения защитных барьеров могут быть решены по-разному в зависимости от дополнительных условий проектирования (сроки сооружения, стоимость, долговечность, характеристики энергопоглощения материалов, дефицитность материалов, транспортные расходы и т.п.). По-видимому, самым дешевым окажется проект, предусматривающий изготовление бака для воды, а самым долговечным — экранирующее изделие из свинца. Представляется рациональным — по целому ряду показателей — применение защитных сооружений из бетона, особенно если защита связана с крупными техническими объектами индустриального назначения — такими, как энергоблоки АЭС.

§ 10.4. | КОМПЛЕКС ИНЖЕНЕРНЫХ БАРЬЕРОВ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ АЭС

На тех или иных индустриальных объектах, эксплуатация которых сопряжена с риском воздействия ионизирующих излучений на персонал и население, принимаются организационные и инженерно-технические меры обеспечения радиационной безопасности. Характер защиты, применяемой в этом случае, является коллективным, но применение индивидуальных защитных средств отнюдь не исключается. Организационные меры, как правило, строго регламентированы законами, подзаконными актами, нормативными документами и специальными инструкциями. Эта документация относится к деятельности персонала на любом обслуживаемом объекте, характеризующемся риском воздействия ионизирующего излучения на людей. За выполнением соответствующих предписаний ведется инспекционный надзор. Тем не менее, зависящие от людей действия в реальной жизни (включая форс-мажорные обстоятельства) могут оказаться выполненными ненадлежащим образом. Поэтому в дополнение к оргмерам — и как основное средство защиты — применяется комплекс технических барьеров защиты, действие которых не зависит от воли и сознания обслуживающего персонала. К числу наиболее распространенных объектов, где имеется потенциальная опасность воздействия ионизирующей радиации на человека, относятся атомные электростанции (АЭС), безопасность которых обеспечивается, прежде всего, инженерно-техническими мерами — от проектирования до снятия с эксплуатации энергоблоков. Поскольку

в процессе эксплуатации АЭС нарабатывается облученное (отработавшее) топливо, его хранение вне пределов энергоблока (на промплощадке АЭС) — это отдельная техническая задача. Эта задача решается использованием герметичных контейнеров для сухого хранения отработавшего ядерного топлива (СХОЯТ), обеспечивающих локализацию отработавших тепловыделяющих сборок (ТВС) после извлечения их из реактора и передержки в специальном бассейне выдержки (подробно этот вопрос освещен в гл. 7, см. § 7.2, рис. 7.9).

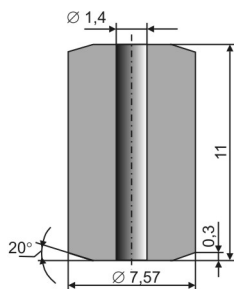
Атомные электростанции, согласно технологическому замыслу, нуждаются в инженерных конструкциях и сооружениях, призванных обеспечить радиационную безопасность от излучения радионуклидов, содержащихся в топливе, не только после выгрузки ТВС, но и от излучений, образующихся в активной зоне ядерного реактора непосредственно в процессе его работы. Кроме того, требуется защита от излучений радионуклидов, образующихся за пределами реактора (в оборудовании реакторной установки) — в конструктивных материалах и водной среде. Соответствующие технические решения предусмотрены проектной документацией и реализованы на действующих объектах атомной энергетики, они получили специальное название — *барьеры радиационной безопасности*. Эти барьеры образуют инженерный комплекс глубоко эшелонированной многоступенчатой радиационной защиты.

В качестве отдельного *физического барьера радиационной безопасности на АЭС* рассматривается вещественное препятствие на основе, как правило, сплошного (полного) экранирования, предназначенное для предотвращения распространения в пространстве (за пределы локализованной зоны) как самих радиоактивных источников, так и испускаемых ими ионизирующих излучений. Поскольку главным и самым мощным субстратом радиоактивности на АЭС являются продукты деления ядерного горючего, все физические барьеры радиационной безопасности на АЭС концентрируются вокруг зон дислокации радиоактивных продуктов деления. Рассмотрим защитные барьеры радиационной безопасности АЭС на примере энергоблока с корпусным реактором, теплоносителем для которого является некипящая вода, находящаяся под давлением (наиболее распространенный в мире тип реакторов, которыми представлена и атомная энергетика Украины).

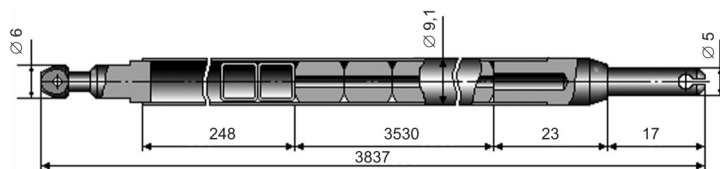
Первый барьер радиационной безопасности — это топливная матрица таблеток оксида обогащенного урана, из которых набираются тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ). Эскиз топливной таблетки представлен на рис. 10.2.

Топливная таблетка может иметь осевое отверстие, но его может и не быть. Такие таблетки, располагаясь одна над другой (при вертикальной ориентации), помещаются в трубчатую оболочку, составляя стержневые ТВЭЛ, образующие внутри реактора активную зону. Физические процессы в таких изделиях, удерживающих радиоактивные продукты деления, зависят от температуры и степени выгорания топлива. При температурах ниже 1000°C диоксид урана надежно удерживает продукты деления (даже газообразные), но с ростом температуры и увеличением выгорания картина существенно изменяется: продукты деления становятся более подвижными. При температуре свыше 1600°C все газы покидают топливную матрицу (реальная температура топлива не превышает указанного предела). В конечном счете, при нормальной эксплуатации реактора, этот барьер удерживает почти все (до 98 %) осколков деления. Об эффективности этого барьера радиационной безопасности свидетельствует то, что мощность экспозиционной дозы за пределами топливной таблетки — под оболочкой тепловыделяющих элементов — в 10000 раз меньше мощности экспозиционной дозы внутри топливной матрицы.

Второй барьер радиационной безопасности — глухие оболочки тепловыделяющих элементов. Каждый ТВЭЛ по проекту герметичен, все они обраны в тепловыделяющие сборки (ТВС), которые загружаются в реактор — покассетно. Оболочка ТВЭЛ призвана препятствовать попаданию радиоактивных продуктов деления, не задержанных топливной матрицей, в воду первого контура — кото-



(a)



(б)

Рис. 10.2. Эскизный разрез топливной таблетки в составе ТВЭЛ:

(а) — топливная таблетка, (б) — размещение таблеток в трубчатой оболочке с заглушками.

рая омывает ТВС. Стенки оболочки тепловыделяющего элемента толщиной 0,65 мм (0,57 мм – модернизированные) достаточно прочны, но проницаемы для излучений, они выполнены из циркониевых сплавов Э110 или Э365 (приблизительно 99 % циркония и 1 % ниобия). Благодаря герметичности оболочек ТВЭЛ активность воды первого контура за оболочкой ТВЭЛ в 1000 раз меньше активности под оболочной.

По регламенту эксплуатации допускается малая доля негерметичности ТВЭЛ — до 1 % (в том числе 0,1 % — негерметичность с прямым контактом с теплоносителем содержащихся в ТВЭЛ твердых веществ и 0,9 % — негерметичность типа газовых неплотностей). Негерметичность ТВЭЛ может привести к радиоактивному загрязнению теплоносителя, омывающего внешнюю часть оболочек ТВЭЛ и отводящему тепло из активной зоны реактора. Установлен эксплуатационный предел активности реактора, обеспечивающий радиационную безопасность в пределах его корпуса — $1,85 \cdot 10^8$ Бк/кг ($5,0 \cdot 10^{-3}$ Ки/кг) и предел активности радионуклидов в воде 1 контура — $3,7 \cdot 10^7$ Бк/кг ($1,0 \cdot 10^{-3}$ Ки/кг), циркулирующей через реактор. В качестве критерия недопустимой разгерметизации ТВЭЛ на практике используется *радионуклидный спайк-эффект* (от англ. *spike* — пик), проявляющийся в пиковом увеличении активности в воде первого контура после резкого снижения мощности реактора на 20 % и более от текущего значения, в случае сверхнормативной разгерметизации оболочек ТВЭЛ. Контрольно-критериальным уровнем является 5-кратное увеличение регистрируемой удельной активности в воде первого контура из-за увеличения количества радионуклидов изотопов йода ^{131}I — ^{135}I и некоторых других изотопов, легко диффундирующих через микротрещины из ТВЭЛ. Пиковый эффект обусловлен высокой подвижностью переходящих в воду изотопов и их ядерно-физическими характеристиками. В табл. 10.3. указаны средние эксплуатационные показатели активности радионуклидов в воде первого контура вследствие негерметичности ТВЭЛ.

Как показывает опыт эксплуатации АЭС с реакторами типа ВВЭР, радиоактивность продуктов деления, попадающих в воду первого контура характеризуется следующими показателями активности инертных радиоактивных газов и изотопов йода: в контурах с реактором ВВЭР-440 средняя массовая удельная активность инертных радиоактивных газов равна $5 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^6$ Бк/кг, массовая удельная активность изотопов йода — $1,5 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^5$ Бк/кг; в контурах с реактором ВВЭР-1000 (на мощности при-

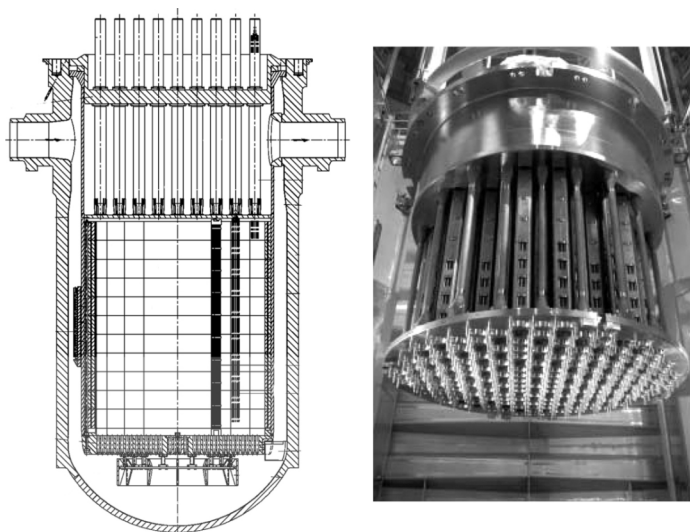
Таблица 10.3. | Активность некоторых радионуклидов
в воде первого контура

Радиоизотопы (продукты деления)	Объемная удельная активность, Бк/л; (Ки/л)
Криптон ^{85}Kr	$3,92 \cdot 10^4$; $(1,06 \cdot 10^{-6})$
Стронций ^{89}Sr	$4,96 \cdot 10^3$; $(1,34 \cdot 10^{-7})$
Стронций ^{90}Sr	$1,65 \cdot 10^1$; $(4,46 \cdot 10^{-10})$
Йод ^{131}I	$5,92 \cdot 10^6$; $(1,6 \cdot 10^{-4})$
Йод ^{133}I	$1,15 \cdot 10^7$; $(3,11 \cdot 10^{-4})$
Ксенон ^{135}Xe	$2,58 \cdot 10^7$; $(6,97 \cdot 10^{-6})$
Цезий ^{137}Cs	$6,55 \cdot 10^5$; $(1,77 \cdot 10^{-5})$

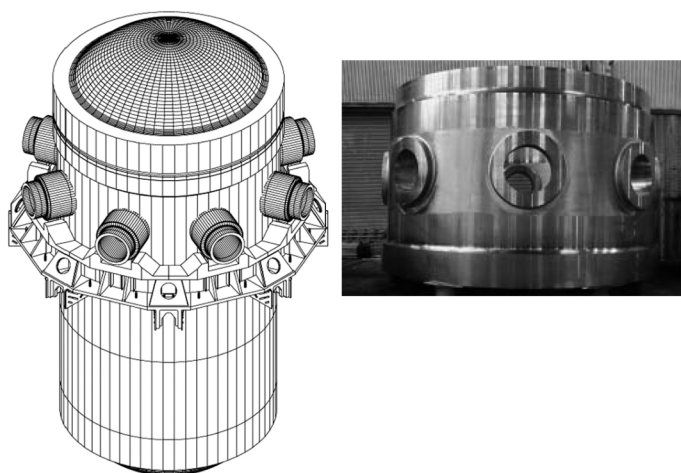
близительно 95 %) средняя массовая удельная активность инертных радиоактивных газов равна $3,6 \cdot 10^6$ Бк/кг, массовая удельная активность изотопов йода — около $3 \cdot 10^6$ Бк/кг.

Третий барьер радиационной безопасности — при защите от ионизирующих излучений, проникающих через оболочки ТВЭЛ — экранирующий слой из воды и слои металла внутрикорпусных устройств реактора (ВКУ), служащие определенной физической преградой на пути распространения нейтронного излучения и γ -фотонов, излучаемых сквозь оболочку ТВЭЛ. Представление о корпусе реактора с водой под давлением (до 160 Ат) и о размещении внутри него ВКУ дает рис. 10.3 (а).

В состав ВКУ входят: шахта внутрикорпусная, выгородка и блок защитных труб (БЗТ). Все ВКУ спроектированы так, чтобы, работая в быстро движущейся среде теплоносителя первого контура (скорость до 6 м/с), они сохраняли свои геометрические размеры и форму, оставаясь во взаимно фиксированном положении. Выгородка — устройство, размещающееся во внутрикорпусной шахте на уровне активной зоны реактора. К числу проектных решений радиационно-защитного характера относится то, что количество металла в выгородке принято максимальным — специально для эффективного снижения плотности потока нейтронов, падающих на корпус реактора.



(а)



(б)

Рис. 10.3. Конструктивные элементы радиационной безопасности корпусного реактора с водой под давлением:
(а) — внутрикорпусные устройства, (б) — корпус

Четвертый барьер радиационной безопасности — важнейший, незаменимый в процессе эксплуатации элемент — корпус реактора (рис. 10.3, б) и пределы трубопроводов циркуляции теплоносителя в первом контуре.

Корпус реактора — представляет собой сложную массивную конструкцию цилиндрической формы, изготавливаемую из цельнокованых обечаек без продольных сварных швов. Нижняя часть корпуса, где расположена активная зона, как правило, выполняется в виде целой цилиндрической оболочки с эллиптическим днищем без каких-либо врезок и отверстий. Входные и выходные патрубки для подсоединения главных циркуляционных трубопроводов теплоносителя, а также другие коммуникации, располагаются выше верхней части активной зоны — не менее, чем на 1000 мм. При конструировании и изготовлении таких корпусов преследуется долгосрочная цель — обеспечить многолетнюю (30-60 лет) надежную эксплуатацию реактора. Корпус реактора выполняется толстостенным и композитным, он изготавливается из специальных сортов сталей. Так, корпус ВВЭР-1000 выполнен из перлитной стали (марка 15Х2НМФА) и при внутреннем диаметре 4155 мм имеет толщину 192,5 мм. Внутренняя поверхность корпуса покрыта плакирующей наплавкой из аустенитной стали (марка 08Х18Н10Т) толщиной 7...8 мм. В зоне патрубков толщина корпуса ВВЭР-1000 увеличена до 265 мм.

Главный циркуляционный трубопровод (ГЦТ) реактора изготовлен с учетом требуемой прочности и радиационной безопасности. Так, например, для реакторных установок с ВВЭР-1000 ГЦТ изготовлен из конструкционной стали марки 10ГН2МФА в виде бесшовных труб и колен с плакировкой внутренней поверхности аустенитной сталью марки 08Х19Н10Г2Б толщиной слоя 5 мм. При внутреннем диаметре ГЦТ 850 мм, полная толщина стенки трубопровода составляет 70 мм. В гнутых участках трубопровода толщина стенки составляет 80 мм (включая толщину плакирующего слоя 5 мм). Все оборудование первого контура — парогенераторы, насосы, фильтры, а также компенсаторы давления и емкости системы аварийного охлаждения реактора — выполнены из прочной легированной стали.

Тем не менее, герметичность оборудования первого контура может нарушаться под воздействием: высокого давления, механических вибраций и гидродинамических аномалий в сочетании с фреттинг- и дебрискоррозией, а предельным случаем повреждения является максимальная проектная авария (МПА) — разрыв главного трубопровода: по международ-

ной классификации — авария типа LOCA (loss-of-coolant accident). По этой причине используются также и другие, более высокого уровня, барьеры безопасности.

Приведем также (для сравнения) примеры защитного барьера рассматриваемого уровня радиационной безопасности других реакторных установок — на базе реактора ВВЭР-440 и на базе реактора РБМК-1000.

Корпус реактора ВВЭР-440 также изготовлен из высокопрочной (хромомолибденованадиевой) стали и представляет собой вертикальный цилиндрический сосуд с эллиптически днищем — при внутреннем диаметре 3560 мм его толщина составляет 140 мм. В зоне патрубков толщина корпуса ВВЭР-440 увеличена до 200 мм. Трубопроводы главного циркуляционного контура с реактором ВВЭР-440 изготовлены из нержавеющей аустенитной стали марки 1X18H10T (или, как вариант, марки 08X18H12T) и при диаметре 550 мм имеют толщину 32 мм.

В реакторе РБМК механическую нагрузку от внутреннего давления несет не корпус, а технологические каналы, пронизывающие графитовую кладку, поэтому он не имеет массивного корпуса (а только тонкостенный кожух). В качестве барьера безопасности выступает металл обогреваемых технологических каналов и трубопроводов *контура многократной принудительной циркуляции* (КМПЦ) диаметром 750... 900 мм штампованной конструкции из перлитной стали с плакировкой изнутри нержавеющей аустенитной сталью толщиной 5 мм. Все трубопроводы КМПЦ заключены в бетонные помещения, также образующие дополнительный защитный барьер.

Пятый барьер радиационной безопасности — окружающая ядерный реактор специальная, так называемая *биологическая защита*. В качестве такой защиты может использоваться толстостенное бетонное сооружение в виде шахты, в которую помещается реактор (или в ранних проектах, а также в некоторых маломощных реакторных установках — кольцевой бак, заполняемый водой). Это — один из важнейших барьеров безопасности, имея в виду то обстоятельство, что мощные — и этим опасные — нейтронные пучки и γ -излучение проникают сквозь толстостенный корпус реактора (при том, что их источники зафиксированы в активной зоне при помощи ТВЭЛ). Технические особенности сооружения этого защитного барьера рассмотрены далее отдельно.

§ 10.5. | СПЕЦИАЛИЗИРОВАННАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Защитное сооружение, окружающее корпус ядерного реактора — пятый барьер радиационной безопасности — уникально тем, что в каждом конкретном случае разработано специально для экранирования того или иного реактора и применяется строго по назначению. Поэтому такого рода защита является *специализированной*.

Экранную защиту, воздвигаемую вокруг ядерного реактора, называют *биологической* защитой, поскольку она обеспечивает защиту биологических объектов (людей), которые обслуживают реакторную установку, от всех видов излучения (по техническому замыслу — и от нейтронов утечки реактора и от проникающего сквозь корпус реактора γ -излучения). В большинстве случаев защита вокруг ядерного реактора выполняется бетонной на основе портланд-цемента, но известны и другие, использовавшиеся ранее, технические решения — например, кольцевые железные баки, заполненные водой. В случае сооружения биологической защиты из бетона, обычно используется жаропрочный бетон с рабочей температурой около 1000 °С. Кроме строительных бетонов (заполнитель которых обычно гранит и известняк) и магнетиновых бетонов (заполнитель которых — минерал $3MgO \cdot SiO_2 \cdot 2H_2O$ с примесями Al_2O_3 , FeO , Fe_2O_3), могут использоваться более плотные жароупорные бетоны: хромитовые (заполнитель которых $FeCrO_4$) с рабочей температурой более 1370 °С и баритовые (заполнитель которых на 80-85 % $BaSO_4$) или бетонные композиции. Как эффективный защитный материал для такого рода конструкций зарекомендовали себя серпентинитовые бетоны — на основе минерала серпентинита, пояснению состава которого чуть позже уделим отдельное внимание.

Разберем состав и технические особенности биологической (радиационной) защиты ядерных энергетических реакторов на примерах современных реакторных установок, эксплуатирующихся на АЭС в Украине и во многих других странах.

В качестве первого дидактического примера рассмотрим типовую *биологическую защиту реактора ВВЭР-1000*. Такими реакторами оснащены все действующие АЭС Украины и многие действующие АЭС России, некоторые АЭС, эксплуатируемые в странах Восточной Европы и в Китае, а также

АЭС, находящиеся в стадии строительства в таких странах как Белоруссия, Польша, Индия, Иран, Куба и др. Экранная биологическая защита реактора ВВЭР-1000 представляет собой толстостенную шахту (рис. 10.4), специально изготавливаемую при строительстве — для размещения в ней реактора вместе с его верхним блоком, на котором смонтированы приводы кластеров поглощающих стержней системы управления и защиты (СУЗ). Шахта выполняется из обычного (строительного) или специализированного (защитно-жаропрочного) бетона и имеет закладные металлические детали для крепления в ней стального реакторного корпуса.

Бетонная шахта поделена разделительным сифоном на два объема: верхний — заполняемый водой при перегрузке топлива и ревизии оборудования внутрикорпусных устройств (бассейн мокрой перегрузки) и нижний — условно разделенный в свою очередь опорной фермой на две зоны (на зону патрубков и на зону цилиндрической части корпуса реактора).

Согласно проекту, *оборудование бетонной шахты* обеспечивает — наряду с биологической защитой — крепление реактора и его тепловую изоляцию по наружной поверхности. Поэтому выбор бетона в качестве защитного материала в этом случае является оптимальным решением. Бетонная шахта через транспортный коридор, снабженный гидрозатвором, соединена с бассейном выдержки и перегрузки топлива. Конструктивное исполнение гидрозатворов построено на принципе уплотнения резинового элемента гидрозатвора. Гидрозатворы выполнены с двухсторонним действием — этим предусматривается раздельное заполнение бассейна выдержки и перегрузки или бетонной шахты реактора с шахтами ревизии. В бетонную шахту (до бетонирования) закладываются две анкерные тяги в районе расположения гидрозатвора, предназначенные для проведения регулярных (периодических) испытаний кругового крана защитной оболочки. Кроме того, предусматриваются кабельные коридоры для аппаратурных элементов метрологического обеспечения системы управления и защиты и системы внутриреакторного контроля, а также воздухопроводы рециркуляционных систем. Средняя толщина бетонных стен шахты — около 3 метров.

«Сухая» биологическая защита расположена вокруг корпуса реактора в районе активной зоны и обеспечивает экранирование реактора в радиальных направлениях по азимуту в 360°. Она состоит из 10 блоков, облицованных нержавеющей листовой сталью с последующим заполнением серпентинитовым бетоном. Толщина такой «боковой» защиты 720 мм,

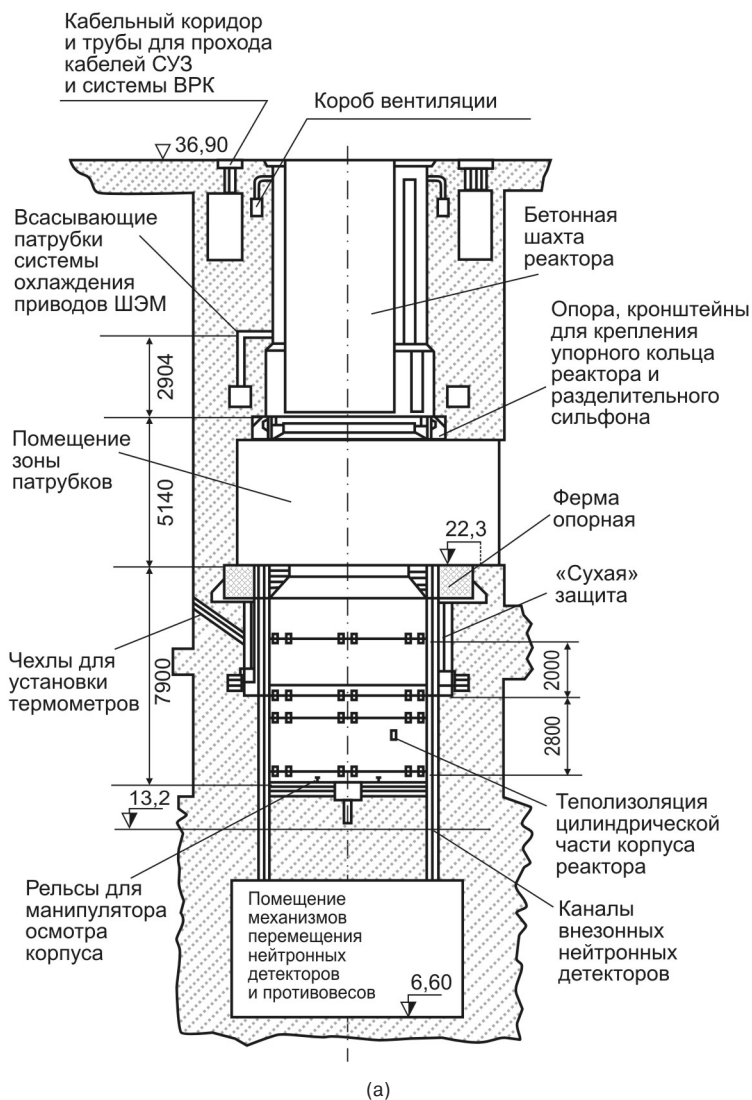
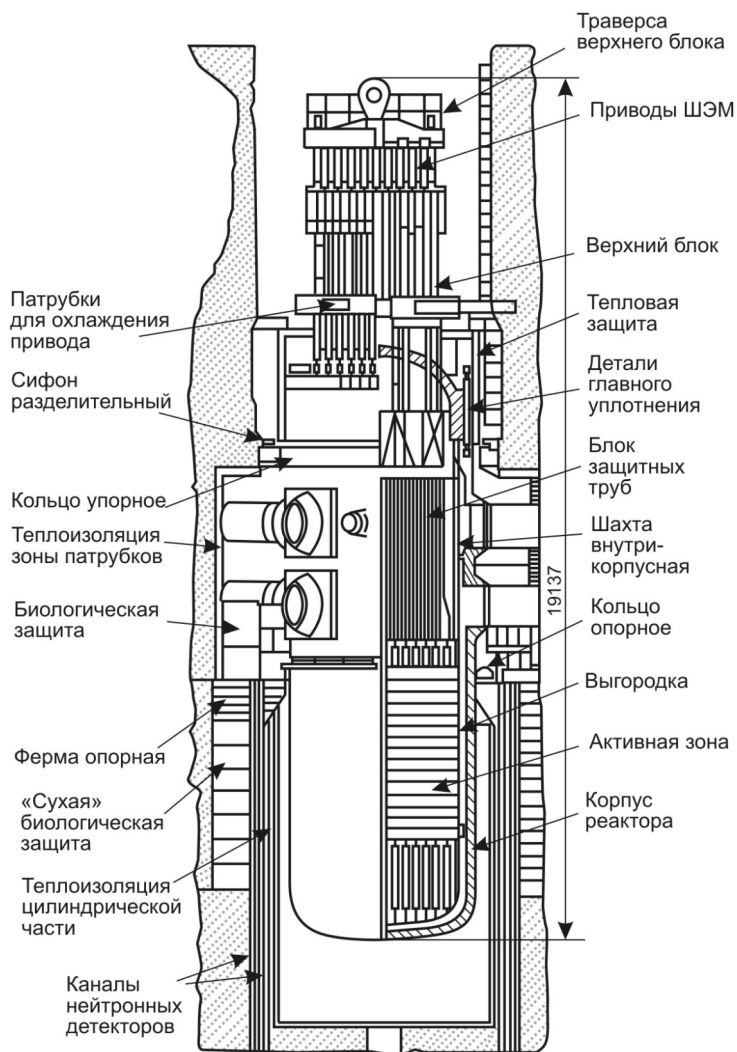


Рис. 10.4.(1) Бетонная биологическая защита ядерного реактора:
(a) — бетонная шахта



(б)

Рис. 10.4.(2) Бетонная биологическая защита ядерного реактора:
(б) — размещение корпуса реактора и верхнего блока в бетонной шахте

высота 4200 мм, масса – 107 тонн. Использование в составе боковой защиты серпентинитового бетона, хорошо сохраняющего в процессе эксплуатации в химически связанном виде воду и обладающего большой радиационной стойкостью (до интегральных значений флюенса $1,5 \cdot 10^{20}$ част./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ по отношению к нейтронам энергией свыше 0,8 МэВ), позволяет в достаточной мере удовлетворять требованиям по нейтронной защите. Кроме того, применение серпентинитового бетона обеспечивает формирование умеренного поля тепловых нейтронов внутри бетона для нормальной работы первичных измерительных преобразователей плотности потока нейтронов аппаратуры контроля нейтронного потока системы управления и защиты реактора.

Через «сухую» биологическую защиту (и ферму) проходят 6 труб для охлаждения бетона шахты, учитывая значительные величины поглощенной дозы ионизирующего излучения в экранирующей защите, окружающей реактор. На вертикальную внутреннюю часть «сухой» защиты и облицовку бетонной шахты устанавливается теплоизоляция цилиндрической части корпуса реактора. Охлаждение бетона шахты – воздушное.

Биологическая защита зоны патрубков корпуса реактора, через которые подводится теплоноситель, охлаждающий внутрикорпусное пространство, устанавливается в бетонной шахте на уровне патрубков — на опорной ферме. Эта экранирующая конструкция предназначена для защиты обслу-

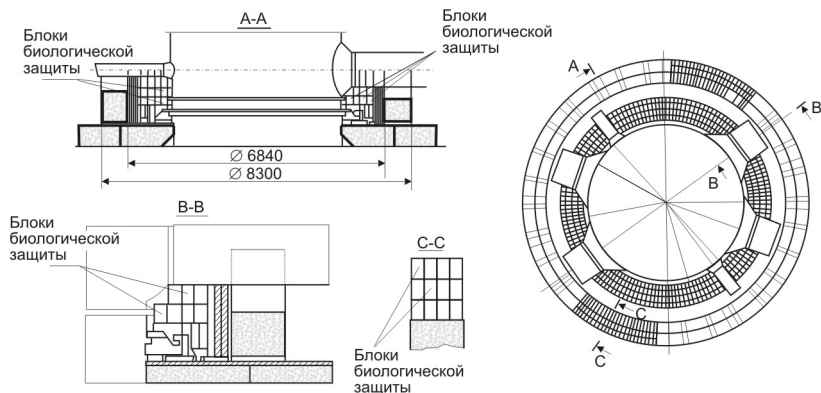


Рис. 10.5. Блоки инженерной биологической защиты реактора

живающего персонала от ионизирующего излучения при остановленном реакторе, а также для снижения уровня нейтронного излучения до значений, при которых не происходит активация металлоконструкции зоны патрубков. Эти экранирующие сооружения выполнены в виде съемных (выемных) металлических блоков (см. рис. 10.5), заполненных чугуной дробью и серпентинитовой засыпкой. В составе блоков могут использоваться и другие связанные или несвязанные компоненты, ниже рассмотрим этот состав более подробно.

Масса биологической защиты вокруг патрубков, по типовому проекту, составляет 64 тонны 170 кг. В общем случае биологическая защита зоны патрубков представляет собой совокупность стационарных и съемных металлических блоков. В техническом отношении — блоками являются металлические короба, заполненные многокомпонентной защитной засыпкой, ее стандартный состав (без примесей) обычно включает следующие ингредиенты:

- дробь чугунная (литая) диаметром 5 мм — 53 массовых части;
- дробь чугунная (литая) диаметром 2 мм — 27 массовых частей;
- серпентинитовый гравий размером 0,5...2 см — 18 массовых частей;
- кристаллический карбид бора — 1 массовая часть.

Средняя плотность засыпки защитных коробов обычно колеблется в диапазоне значений 3500...3800 кг/м³. Такие параметры засыпки позволяют ослабить излучение от реактора (в зоне патрубков) до безопасных пределов.

Серпентинит, используемый в качестве засыпки в защитных блоках и в составе бетона биологической защиты — материал естественного, а именно — минерального, происхождения, обладающий эффективным поглощением ионизирующих излучений. В геологическом отношении, он представляет собой плотную горную породу, образовавшуюся в результате изменения гипербазитов при метаморфизме магматических пород группы перидотита и пикрита, а иногда — также доломитов и доломитовых известняков. В физико-химическом отношении, серпентинит включает примеси карбонатов, иногда — граната, оливина, пироксена, амфиболов, талька, а также рудных минералов магнетита, хромита и некоторых других. При этом, главным образом, серпентинит состоит из минералов группы серпентина пяти разновидностей: антигорита $(Mg, Fe)_3Si_2O_5(OH)_4$; хризотила (клинохризотил, ортохризотил, парахризотил) $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$; лизардита

$Mg_3Si_2O_5(OH)_4$. Химический состав минералов обеспечивает поглощающие свойства материала как в отношении γ -фотонов, так и в отношении нейтронного излучения. Сочетание минералов обуславливает и своеобразную гамму цветовых оттенков серпентинитных каменных образований — свое название серпентин получил (от лат. *serpento* — змея) благодаря серо-зеленоватому блестящему отливу и своеобразному рисунку на срезе каменной породы, напоминающему расцветку змеиной кожи.

Асбестовидная разновидность серпентина (хризотил-асбест) отличается от обычных тонковолокнистых амфиболовых силикатных асбестов распространенного химического состава $(Ca,Mg,Fe)_7[Si_4O_{11}]_2(OH)_2$ не только кристаллической структурой — что обеспечивает должную прочность, но и значительно более высоким содержанием воды в форме гидроксида — что обуславливает сравнительно больший эффект защиты от высокоскоростных нейтронов. В экологическом аспекте темы этой книги уместно отметить, что *асбест* (собирательное название серпентина и амфиболов — которые гидротермальными процессами изменяются в серпентин) представляет серьезную опасность для здоровья человека — вдыхание его мельчайших невидимых частиц может вызвать асбестовый пневмокониоз (от греч. *pneumon* - легкие и *konia* - пыль), а также онкологические заболевания легких, печени и кишечника. Канцерогенность асбеста выражается в том, что живой организм не в состоянии вывести микроскопические — химически крайне инертные — частицы этого вещества и, кроме того, асбест потенцирует действие других канцерогенов, включая радионуклиды. Эти особенности состава материалов могут оказаться существенными при выполнении работ по фрагментации сооружений биологической защиты энергоблоков АЭС — при снятии их с эксплуатации по истечении срока службы. Всемирная организация здравоохранения внесла асбест в перечень наиболее опасных канцерогенных веществ и запретила его применение в ряде отраслей промышленности, но в области сооружения энергоблоков АЭС этот ингредиентный материал пока является незаменимым.

В качестве конкретного примера исполнения опишем элементы защиты от ионизирующих излучений, реализованные на энергоблоке №2 Южно-Украинской АЭС (проект РУ В-338 с реактором ВВЭР-1000). Конструкция "сухой" защиты реактора представляет собой полый цилиндр из бетона с заполнителем из водородосодержащего минерала серпентинитовой группы, облицованный листовой сталью. Бетон армирован в коль-

цевом и продольном направлении анкерными стержнями переменного профиля. В "сухой" защите имеются два кольцевых ряда труб, которые являются проходками под каналы нейтронных детекторов, и 4 трубы для исследовательских каналов. Для замера температуры "сухой" защиты имеются 9 гильз под термодатчики. Трубы под нейтронные детекторы и противовесы перфорированы и обмотаны стеклотканью и металлической сеткой для обеспечения отвода влаги при дегидратации "сухой" защиты. "Сухая" защита опирается в нижней части на радиально расположенные закладные детали и фиксируется упорами, приваренными к кольцевой плите "сухой" защиты. Применяемый бетон с заполнителем из водородосодержащего минерала хорошо замедляет быстрые нейтроны. В то же время, поскольку поглощение излучений бетоном сопровождается его радиационным разогревом (максимум нагрева находится внутри радиального сечения цилиндра "сухой" защиты) в сооружении возникают термические деформации. Внутренняя часть бетона в радиальном сечении (наиболее нагретая) испытывает растяжение, а части бетона у внешней поверхности — сжатие, термические деформации воспринимаются проложенными в бетоне арматурными сетками. Термомеханические процессы в данном техническом решении учтены тем, что упоры, расположенные на нижней кольцевой плите "сухой" защиты, ограничивают тангенциальное перемещение цилиндра "сухой" защиты при разогреве. Конструктивное исполнение "сухой" защиты — типовое, то есть блочное. Наружный диаметр конструкции — 7260 мм, внутренний диаметр — 5800 мм, толщина стенки — 725 мм, высота — 2970 мм, масса — 106100 кг, примененный бетон обладает жаростойкостью (бетон марки М150), вертикальное расширение при разогреве — не более 20 мм, допускаемый односторонний нагрев — до 300 °С, радиационное расширение — 1% (к концу срока эксплуатации), проектный срок службы (но не предельный фактический срок) — 30 лет. Понятно, что такое сложное и массивное сооружение изготавливается при строительстве АЭС — непосредственно на строительной площадке.

В качестве другого дидактического примера рассмотрим *биологическую защиту реактора ВВЭР-440*. В Украине такие реакторы эксплуатируются на Ровенской АЭС (энергоблоки №1 и №2, а также установлены на энергоблоках АЭС во многих других странах (в России, в странах Восточной Европы, в Армении, на Кубе). Вокруг реактора, на уровне активной зоны в первых проектах был предусмотрен металлический кольцевой бак для

воды (толщиной водного слоя 95 см) со стенками толщиной 2,4 см. В более поздних конструкциях вместо водяного бака используется экран из серпентинитового бетона толщиной 650 мм. За баком или слоем серпентинитового бетона имеется еще один защитный экран максимальной толщиной 3 м — из строительного бетона шахты, в которой установлен реактор. Толщина бетона шахтной защиты по высоте профилируется — если на уровне активной зоны реактора она имеет толщину 3 м, то в районе вывода трубопроводов она уменьшается до 1,5 м, а в верхней части — на уровне крышки и приводов СУЗ — уменьшается до 0,8 м.

Бетонная защита шахты замыкается на корпус реактора на уровне верхнего фланца специальной бетонной консолью толщиной 1 м. В области патрубков реактора, в пространстве между корпусом и шахтой, размещены специальные защитные блоки. Расположенные в верхней и нижней части, эти блоки представляют собой экранирующие сборно-секционные сварные металлоконструкции из листов углеродистой стали, образующие полости (короба), внутри которых засыпана чугунная дробь, серпентинитовая крошка и кристаллы карбида бора (по массе соответственно 80 %, 19 % и 1 %). Эти конструктивные элементы, как и в общем случае, в данном проекте предназначены для ослабления излучения, поступающего по кольцевому зазору между корпусом и бетонной шахтой реактора. Верхняя часть блочной биологической защиты расположена между фланцем корпуса и бетонной консолью. Между бетонной консолью и верхней биологической защитой образован кольцевой канал для прохода охлаждающего воздуха. При этом верхняя биологическая защита, кроме экранирования излучения, служит для уменьшения тепловых утечек от фланца корпуса к бетонной консоли. Нижняя часть блочной биологической защиты устанавливается внутри теплоизоляции зоны патрубков. Между опорной фермой и нижними листами коробов имеется канал для прохода охлаждающего воздуха. Для осуществления контроля узла крепления корпуса реактора, сварных швов зоны патрубков около трубопроводов и корпуса реактора, защитные блоки (короба) биологической защиты выполнены из съемных модулей, позволяющих при необходимости разбирать их вручную.

В надреакторном пространстве бетонная шахта перекрыта колпаком из стали толщиной 2,5 см и бетона толщиной 12,5 см. Важно — в связи с инженерными мероприятиями по продлению срока службы и повышению мощности реакторов — отметить, что имеется определенный запас по

защите от реакторных ионизирующих излучений в пространстве над корпусом реактора. Так, слой воды толщиной до 4 м над активной зоной (внутри корпуса реактора) и стальная крышка реактора (23,5 см) с запасом гарантируют в комплексе с бетонной биологической защитой определенную нормативами радиационную безопасность.

В подреакторном пространстве для защиты от ионизирующих излучений (а также для уменьшения тепловых потерь от эллиптического днища корпуса реактора) служат так называемые *крупногабаритные детали защиты*. Эти детали защиты образованы подвижной и неподвижной частями. Каждая из частей выполнена из листов углеродистой стали, образующих кольцевые короба у нижней части корпуса реактора, заполненные серпентинитовым бетоном. Неподвижная часть закреплена на строительном бетоне и имеет двенадцать опорных катков и шесть центрирующих роликов, на которые опирается и центрируется подвижная часть крупногабаритных деталей защиты.

В отношении рассмотренных дидактических примеров необходимо сделать важное замечание: в энергоблоках АЭС, характеризующихся двухконтурными технологическими схемами (с реакторами ВВЭР-440, ВВЭР-1000 и др.) *биологическая защита является раздельной* — это значит, что защита ядерного реактора (первичная защита) и защита системы внешней циркуляции теплоносителя (за пределами реактора) разделены.

Действие *первичной защиты* по уменьшению плотности потока нейтронов за пределами реактора предотвращает активацию рабочего тела второго контура двухконтурных энергоблоков АЭС и возникновение наведенной радиоактивности в конструкциях металлического оснащения. Первичная защита также ослабляет γ -излучение остановленного реактора для обеспечения доступа к оборудованию, расположенному между первичной и вторичной защитами. *Вторичная защита* уменьшает плотность потока энергии (интенсивность γ -излучения) и плотность потока частиц (нейтронного излучения) до допустимых пределов радиационной безопасности, а также служит барьером для потенциально возможного загрязнения радионуклидами воздушного пространства реакторного зала энергоблока. В монтажно-строительном плане вторичная защита относится к необслуживаемым помещениям — таким, как боксы парогенераторов и главных циркуляционных насосов; она выполняется, как и биологическая защита реактора, из бетона.

Безопасность циркуляционных петель теплоносителя, подключенных к реактору, и оборудование, которое с ними связано (трубопроводы, главные циркуляционные насосы, парогенераторы и др.) обеспечивается отдельной инженерной защитой, поскольку в воде первого контура присутствует определенный уровень активности радионуклидов и возникает соответствующая активация материала оборудования, принадлежащего этому контуру. Рабочее тело второго контура (и оборудование паротурбинной установки) технологически радиоактивных загрязнений не предусматривает, поскольку контакта с водой первого контура иметь не должно — и в особой защите (подобной защите первого контура) не нуждается.

В энергоблоках АЭС, построенных на основе одноконтурной схемы циркуляции (с реакторами, где теплоноситель за счет кипения превращается в пар, поступающий на турбину) инженерная защита сооружается в расчете на все оборудование, через которое циркулирует рабочее тело. К энергоблокам такого технологического типа относятся энергоблоки с кипящими реакторами, например — имеющие между собой ряд существенных конструктивных отличий — энергоблоки Чернобыльской АЭС и АЭС Фукусима-1 (рассмотренные в контексте физических процессов, влияющих на загрязнение пространства радионуклидами, в других главах книги).

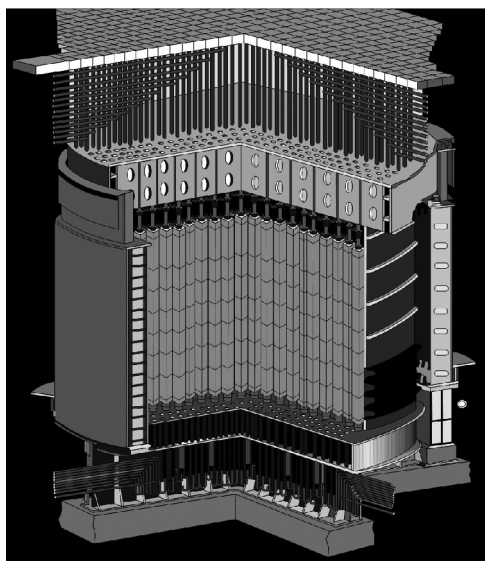
Рассмотрим в качестве еще одного дидактического примера *биологическую защиту* от ионизирующих излучений реакторной установки в энергоблоке АЭС на основе кипящего безкорпусного *реактора РБМК-1000*. Такими реакторами оснащены более не эксплуатируемые энергоблоки Чернобыльской АЭС (в Украине) и находящиеся в эксплуатации энергоблоки Ленинградской АЭС, Курской АЭС и Смоленской АЭС (в России). Активная зона такого реактора имеет высоту 7 м и диаметр 11,8 м. Она набрана из 1888 графитовых колонн с центральными отверстиями каждая (рис. 10.6,а), куда установлены каналы: 1661 — технологические каналы с топливными кассетами и остальные — каналы системы управления и защиты (СУЗ), в которых размещены 211 поглощающих стержней и 16 датчиков контроля (каналы СУЗ равномерно распределены по активной зоне в радиальном и азимутальном направлениях). Цилиндрический кожух реактора, внутри которого набрана активная зона (из тепловыделяющих элементов, каналов для движения теплоносителя и блоков графита, выполняющего роль замедлителя), окружен графитовым отражателем толщиной 1 м, который при этом выполняет также роль защитного сооружения, экранирующего боковое (радиальное)

нейтронное излучение. В целях противорадиационной защиты в радиальном направлении за отражателем также предусмотрен кольцевой бак с водой (рис. 10.6,б), слой которой ослабляет излучение, падающее дальше в радиальном направлении на бетон шахты, вмещающей реактор вместе с кольцевым баком. Кольцевой бак служит также тепловым экраном и способствует охлаждению кожуха реактора, а также является опорой для верхней металлоконструкции. Пространство между баком и шахтой реактора засыпано обычным песком — такое простое решение позволило сократить толщину шахтного бетона приблизительно на 75 см.

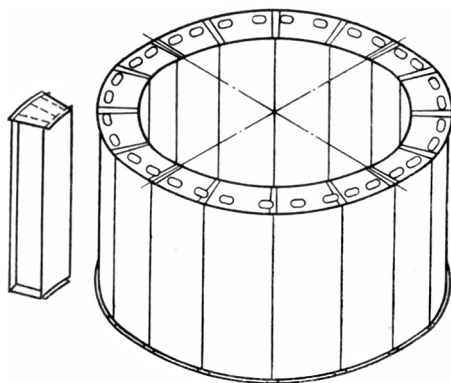
Кольцевой бак *боковой биологической защиты реактора* представляет собой емкость (рис. 10.6, б), разделенную на 16 отсеков, заполненных водой (конденсатом). Для поддержания температурного режима в баке *водяной биологической защиты* имеется гидравлический автономный контур, выполненный из углеродистой стали. Из верхней части отсеков нагретая вода с температурой 60 °С по 16 трубопроводам отводится в коллектор и из коллектора подается насосами в теплообменники, где охлаждается до температуры 40 °С. Из теплообменников вода поступает в раздаточный коллектор и из него по 16 трубопроводам возвращается в нижнюю часть отсеков. Для поддержания качества воды в кольцевом баке производится периодическая очистка ее в системе спецводоочистки. Опорожнение системы осуществляется в систему трапных вод.

Бетонная шахта, в которой размещен реактор вместе с баком водяной биологической защиты, имеет высоту 25,5 м и в характеризуется квадратным горизонтальным сечением со стороной размером 21,6 м. Стены шахты имеют толщину 2 м, разрез такой защитной шахты (с реактором и водяным защитным баком) показан на рис. 10.7 (а).

Для противорадиационной защиты в вертикально-осевом (аксиальном) направлении — между торцевыми отражателями, имеющими толщину 50 см, и верхней, а также нижней металлоконструкциями — на каждой графитовой колонне устанавливаются стальные блоки, предназначенные для снижения флюенса быстрых нейтронов на листы несущих нагрузку металлоконструкций, а также — для уменьшения тепловыделения в них (за счет поглощения излучений). Толщина нижних блоков составляет 20 см; верхние блоки выбраны несколько большей толщины — 25 см, поскольку в процессе работы реактора из-за неравномерного перемещения отдельных колонн графитовой кладки они могут сместиться относительно друг друга



(a)



(б)

Рис. 10.6. Эскизы радиальной противорадиационной внутришахтной защиты РБМК-1000: (а) — активная зона, окруженная графитовым отражателем, кольцевым баком и кожухом, (б) — соединение блоков боковой биологической защиты в кольцевой бак

по высоте. Дальнейшее увеличение толщины этих блоков было признано нецелесообразным, так как радиационное тепловыделение в близлежащих к активной зоне листах металлоконструкций уже при этой толщине определяется захватным γ -излучением, образующимся в самих листах металлоконструкций. Отметим, что при запроектной толщине блоков температура листов металлоконструкций определялась бы не радиационным тепловыделением, а количеством теплоты, переданным от стальных защитных блоков.

Периферийная часть верхнего перекрытия представляет собой металлические короба высотой 70 см. По первым проектам (например, по проекту блока №1 Ленинградской АЭС) эти короба заполнялись железо-барий-серпентинитовым цементным камнем — кратко называемом в документации — материалом ЖБСЦК — плотностью 4 т/м³. В последующих проектах был выбран более дешевый материал — смесь чугунной дробы (86% по массе) с серпентинитом. В настоящее время рассматриваются варианты использования нового защитного материала — на основе референтного проекта применения ЖБСЦК — железо-магнетит-серпентинитового цементного камня (ЖМСЦК) и других тяжелых радиационно-защитных бетонов для изготовления защитных блоков.

Защитные блоки расположены в 2 яруса и опираются на верхние части трактов технологических каналов, имеющих фланцы в верхней части. Общая толщина защиты составляет 82 см. Блоки верхнего яруса имеют размер в плане, соответствующий шагу технологической решетки реактора и устанавливаются над каждым технологическим каналом. Блоки нижнего яруса устанавливаются на группу смежных трактов технологических каналов. Блоки обоих ярусов съемные, крепления не имеют. Очевидным недостатком такой защиты является то, что при авариях, связанных с разгерметизацией трактов технологических каналов (паро-водяных коммуникаций), вместе с выбросом топливной сборки и теплоносителя из активной зоны может быть выброшен и сам защитный плитный настил.

В радиационной защите реактора РБМК имеются многочисленные неоднородности. Так, верхняя и нижняя опорные металлоконструкции пронизаны направляющими трубами, через которые проходят, как уже пояснялось, технологические каналы, каналы системы управления реактора и специальные каналы для датчиков температуры, детекторов нейтронного потока и др. Кроме того, через металлоконструкции проходят трубы по-

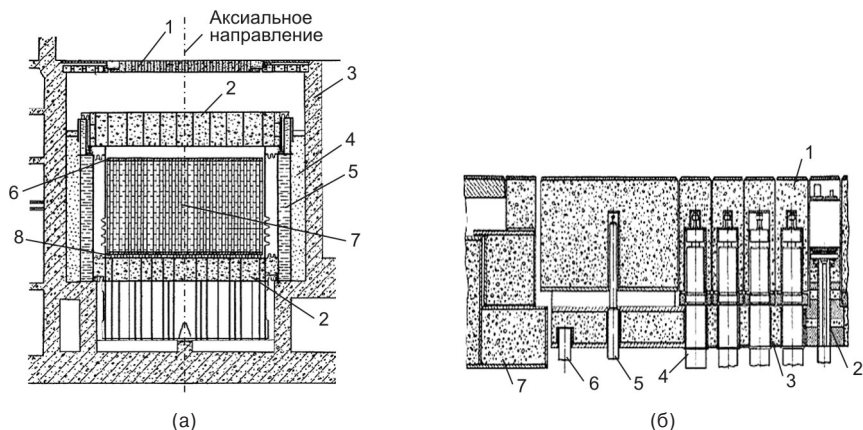


Рис. 10.7. Радиальные и аксиальные защитные конструкции реактора РБМК-1000:

(а) общий план: 1 – настил из тяжелого бетона (плотность 4 т/м^3); засыпка серпентинита (плотность $1,7 \text{ т/м}^3$); 3 – стена из обычного бетона (плотность $2,2 \text{ т/м}^3$); 4 – песок (плотность $1,3 \text{ т/м}^3$); 5 – бак водяной защиты; 6 – стальные защитные блоки; 7 – графитовая кладка.
 (б) часть плитного настила: 1 – съемные блоки плитного настила; 2 – верхняя часть каналов охлаждения отражателя, 4 – верхняя часть канала для измерения температуры, 5 – верхняя часть технологического канала, 6 – верхняя часть канала механизмов СУЗ; 3 – нижний блок; 7 – периферийная часть верхнего перекрытия.

дачи и отвода газа, парогазовой смеси, а также дренажные трубопроводы. Внутренняя полость технологических каналов с ТВС в верхней части заполнена малоэффективной по защите пароводяной смесью плотностью $0,2 \text{ г/см}^3$, а в каналах специального (технологического) назначения — химически неагрессивным газом.

Известно, что при разработке конструкции каналов проектирование велось таким образом, чтобы ликвидировать распространение излучения по цилиндрическим и кольцевым отверстиям. Значительное снижение интенсивности излучения в верхнем направлении — по зазору между трубами каналов диаметром 88 мм и отверстиями в графитовых блоках отражателя и защитных блоках диаметром 114 мм — достигается благодаря установке в этом зазоре втулок из графита (рис. 10.8,а). Для защиты от «прострела» излучения по зазору — между трубой канала диаметром 95 мм и трактом с внутренним диаметром 121 мм — в верхней металлоконструк-

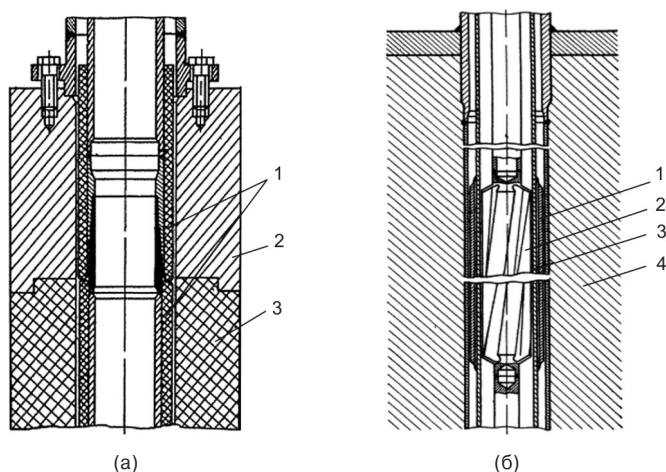


Рис. 10.8. Защитные втулки и пробки в зоне верхнего отражателя реактора РБМК-1000:
(а) расположение защитных втулок: 1 — графитовые втулки; 2 — стальной защитный блок; 3 — графитовый отражатель;
(б) размещение защитных пробок: 1 — стальные втулки; 2 — стальная винтовая пробка; 3 — труба канала; 4 — засыпка серпентинита.

ции размещаются стальные втулки высотой 700 мм. Зазор между трубой канала и трактом в районе нижней металлоконструкции заполнен графитовыми втулками. Во внутренней полости канала в районе расположения стальной втулки размещена стальная пробка диаметром 80 мм и высотой 1 м (рис. 10.8,б). Для прохода пароводяной смеси пробка выполнена винтовой. Защита от «прострельного» излучения, проходящего по каналам перемещения органов регулирования системы управления и защиты в зависимости от положения органа регулирования, обеспечивается либо столбом воды, либо стержнем-поглотителем, либо вытеснителем, заполненным графитом.

Газовые трубопроводы, проходящие через защитные конструкции, выполнены изогнутыми. В каналах контроля энерговыделения (с нейтронными детекторами и температурными датчиками) размещаются защитные пробки с уступами. Все эти технические решения исключают проникновение ионизирующих излучений за пределы защищенного пространства.

Согласно проекту, стены боксов с технологическим оборудованием

выполнены из обычного строительного бетона плотностью 2,2 т/м³, этого достаточно для обеспечения показателей противорадиационной защиты и долговечности (с учетом возможности продления срока службы энергоблока — для энергоблоков находящихся ныне в эксплуатации).

Долговременность обеспечения радиационной безопасности любого энергоблока АЭС является одним из важнейших вопросов при проектировании и сооружении железобетонных физических экранов. Стоимостные показатели обеспечения защиты от ионизирующих излучений не должны являться главным критерием выбора материала и способа размещения монтажных конструкций при строительстве энергоблоков АЭС, ибо безопасность — всегда экономически оправдана.

§ 10.6. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАЩИТНЫЕ ГЕРМООБОЛОЧКИ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК

Для многих современных реакторов еще одним (дополнительным) барьером радиационной безопасности служит прочная *защитная гермооболочка* (контейнмент), вмещающая целиком реакторную установку — и реактор, и оборудование всего контура циркуляции теплоносителя. Обычно *контейнмент* (от англ. *containment* — вместилище) выполнен из предварительно напряженного армированного бетона (железобетона) с внутренней металлической облицовкой. Эта оболочка является барьером безопасности, отделяющим реакторное отделение энергоблока АЭС от внешнего экологического пространства. Герметизированный объем внутри контейнмента играет важную роль в случае, если при аварийных процессах целостность барьеров безопасности более низкого уровня окажется нарушенной или если эти барьеры по каким-либо причинам не смогут выполнить свое предназначение.

В пространственном отношении гермооболочка охватывает все рассмотренные ранее барьеры безопасности: собственно ядерное топливо, оболочки ТВЭЛ, ВКУ, корпус реактора и специализированную биологической защиту — вместе взятые. В этом смысле контейнмент является *шестым барьером радиационной безопасности* энергоблока АЭС.

Независимо от типа реактора, гермооболочка, как правило, имеет

форму сферы, полусферы или цилиндра с полусферическим куполом — с опорой на бетонное основание. Внутренний диаметр современных контейнентов по различным проектам колеблется от 37 м до 45 м; толщина стен и купола от — 0,8 м до 1,3 м; толщина основания — от 1 м (при использовании скальных пород или опоры на специальное сооружение) до 5 м (если грунт под основанием недостаточно твердый или регион является сейсмоопасным). Так, типовой контеймент ВВЭР-1000 образует гермозону реакторного отделения внутренним диаметром 45 м и высотой 67,8 м. Стены и купол такой защитной оболочки выдерживают, с одной стороны, внутренние воздействия (в случае разрушения предшествующих барьеров безопасности вплоть до МПА — LOCA), а с другой стороны — воздействия от возможных ударных нагрузок (таких как: падение самолета, землетрясение интенсивностью в 7 баллов поверхностного проявления, ударную волну от взрыва бризантностью 5 тонн тротилового эквивалента на расстоянии 200 м, ураганы, цунами и т.п.)

Оборудование, размещенное в герметизированном объеме — называемом *гермозоной* — неизбежно связано с многочисленными вспомогательными внешними системами, поэтому через стены гермооболочки необходим ввод трубопроводов и кабелей, для чего в ней предусматривается система герметичных трубных и кабельных проходов (их в среднем более сотни) различного размера. Самыми большими отверстиями являются: транспортный люк для загрузки и выгрузки оборудования и топлива — его диаметр приблизительно 8 м; основной и аварийные шлюзы для прохода персонала — имеющие диаметры по 3 м; проходки паропроводов — диаметрами по 1,3 м.

Герметичность контеймента обеспечивается при таких максимальных расчетных (аварийных) параметрах: давление — 5 Ат; температура — 150 °С.

В среднем механическое напряжение цилиндрической части типичного предварительно-напряженного контеймента при нормальной эксплуатации составляет 10 МПа в азимутальном направлении и 7 МПа в вертикальном направлении, что обеспечивает достаточную прочность железобетонного сооружения. Внутренняя облицовка гермооболочки, если она имеется, чаще всего выполнена из стали толщиной 6...8 мм — такая облицовка требуется как для повышения герметичности пространства реакторного отделения, для увеличения сопротивляемости конструкции контеймента механическим нагрузкам и в целях обеспечения долговечности сооружения.

Таблица 10.4. | Количество материала, необходимого
для сооружения гермооболочки

Материал и его затраты	Контейнмент	Основание	Всего
Бетон, м ³	8 000	5 000	13 000
Арматура, т	1 000	800	1 800
Преднапряженная сталь, т	1 000	—	1 000
Стальная облицовка, т	500	150	650

Контейнмент — довольно массивное и дорогостоящее сооружение. Так, для примера, данные по материальным затратам, то есть по количеству материала, необходимого для сооружения гермооболочки при строительстве энергоблока мощностью около 900 МВт, указаны в табл. 10.4.

В области мирового реакторостроения и сооружения энергоблоков АЭС концепция строительства контейнментов была принята не сразу. Скажем, проекты реакторных установок с газоохлаждаемыми реакторами (Magnox и AGR), реализованные в Великобритании в 60-е годы XX в., не предусматривали сооружения гермооболочек. Основное оборудование реакторных установок в них вместе с активной зоной реакторов было встроено в корпус из предварительно-напряженного железобетона, который считался достаточным для обеспечения радиационной безопасности в зоне расположения АЭС. Одно время в Германии действовал реактор THTR-300 компании Nukem без гермооболочки — с цилиндрическим корпусом из предварительно-напряженного железобетона. Не использовались гермооболочки и в энергоблоках с реакторами РБМК, которые строились в СССР.

Защитная оболочка, как конструкция, обеспечивающая безопасность окружающей среды, впервые была применена в 1953 г. — для реакторной установки Ноллзской лаборатории атомной энергетики в Усть-Милтоне (США). Ее внутренний объем составлял 170 тыс. м³. В последующие десятилетия при сооружении энергоблоков были реализованы самые различные проекты разнообразных — по конструкции, по форме и по размерам — контейнментов (см. рис. 10.9).

Проекты АЭС с газоохлаждаемыми реакторами, в небольшом количестве построенных в США (АЭС «Форт-Сент-Врайн» и АЭС «Пич-Боттом»),

предусматривали железобетонные гермооболочки цилиндрической формы с куполом, рассчитанные на давление 3,5 Ат. Первые проекты General Electric предусматривали бетонный контеймент со стальной внутренней оболочкой грушевидной формы — для кипящих реакторов. В Скандинавии, атомные энергоблоки компании АВВ — например в Швеции и Финляндии (АЭС Олкилуото и др.) — впервые были оснащены гермооболочками из предварительно-напряженного железобетона со стальной облицовкой, закрытого в верхней части дополнительным стальным куполом, но при этом основание и верхняя часть контеймента были предварительно-напряжены лишь частично.

В Германии энергоблоки Kraftwerk Union первоначально оснащались стальными полусферическими гермооболочками, затем проектные решения изменились на цилиндрические оболочки из предварительно-напряженного железобетона со стальной облицовкой и дополнительной защитой от падения самолета в верхней части (блоки АЭС Гундремминген).

В проектах энергоблоков с улучшенными кипящими реакторами General Electric (и лицензиатов этой компании в Японии и Корее) гермооболочка уже была интегрирована в здание реакторного отделения таким образом, что общий размер сооружения уменьшился, а сейсмоустойчивость — увеличилась (за счет понижения центра тяжести). Для решения проблемы скопления водорода, которая стоит в кипящих реакторах значительно острее из-за меньших размеров оболочки, в ранних конструкциях контейментов применялось заполнение сухой шахты реактора химически пассивным газом (например, чистым азотом), в более поздних проектах предусматриваются системы дожигания изотопов водорода.

На АЭС с тяжеловодными реакторами (в Канаде, Индии, Аргентине) цилиндрические гермооболочки, в которых находится оборудование первого контура, соединены с отдельно стоящим специальным «вакуумным» сооружением воздушным объемом около 82000 м³, в котором поддерживается разрежение 0,07 Ат (0,007 МПа). В случае аварии с повышением давления в гермооболочке одного из блоков, происходит разрыв мембраны на трубопроводе — и аварийный блок соединяется с вакуумным сооружением. Таким образом, избыточное давление полностью сбрасывается менее, чем за 30 секунд, даже в случае несрабатывания аварийных систем. И гермооболочки, и описанное вакуумное сооружение оснащены спринклерными (распылительными) и вентиляционными системами для конденсации

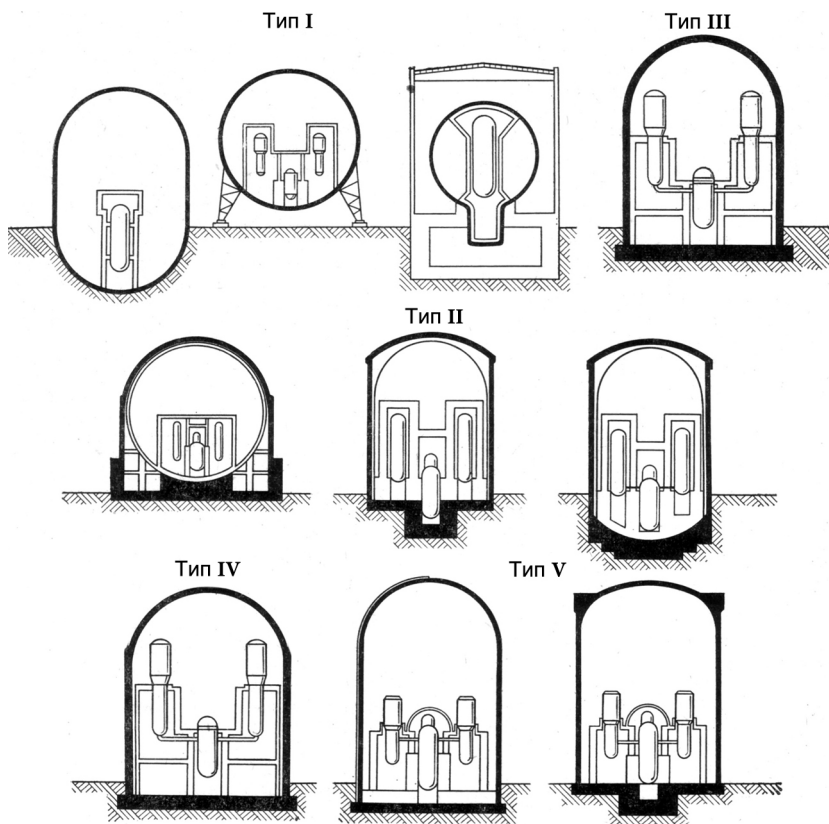


Рис. 10.9. Типы защитных оболочек реакторных установок:
тип I — стальные, тип II — многослойные, тип III — железобетонные,
тип IV — предварительно частично напряженные, тип V — полностью
напряженные.

пара и снижения давления. Также в вакуумном сооружении имеется для этих целей дополнительный бак с аварийным запасом воды. Расчетное давление, выдерживаемое этими оболочками, составляет 4,2 Ат (0,42 МПа) — с вакуумным сооружением и 1,9 Ат (0,19 МПа) — без такового. Гермооболочки выполнены из предварительно-напряженного железобетона, вакуумное сооружение — из железобетона. Для внутренней облицовки таких оболочек — вместо металла — ранее применялась также резина на основе эпоксидных

смола и винила, армированная стеклопластиком, а в вакуумном сооружении обычно никакого усиления (в том числе — какое-либо облицовочное покрытие) не предусматривалось. В более поздних проектах (например, на канадской АЭС Брюс), облицовка оболочек выполнена стальной, а железобетон вакуумного сооружения предварительно напряжен.

В отличие от канадских проектов, индийские гермооболочки для энергоблоков (с такими же, как и в Канаде тяжеловодными реакторами) выполнены двойными, но без внутренней облицовки. При этом контеймент разделен водонепроницаемыми перегородками на сухой бокс и бокс с баком-барботером. Согласно проекту, в случае аварии, пароводяная смесь через вентиляционную систему сбрасывается из сухого бокса в бак-барботер и конденсируется. Проекты контейментов индийских АЭС отличаются постоянной вариативностью и творческим поиском. Так, блок АЭС Раджастан (1981 г.) был снабжен первым в Индии контейментом из предварительно-напряженного железобетона. В последующем проекте (АЭС Мадрас) — было применено разделение объемов гермозоны на сухой бокс и барботер. Гермооболочки энергоблоков этой станции были сделаны частично двойными, при этом внутренняя оболочка — из предварительно-напряженного бетона, а внешняя — из монолитного, не армированного бетона. Следующим этапом в индийских разработках стали гермооболочки энергоблоков (АЭС Нарора) в которых не только внутренняя, но и внешняя оболочка выполнены из железобетона. Позже (на АЭС Какрапар) внешний купол гермооболочки был выполнен съемным — для возможности ведения крупномасштабных ремонтных работ, связанных с заменой элементов оборудования реакторной установки, включая парогенераторы: по программе продления срока службы энергоблоков. Несомненно, этот опыт проектирования может быть востребован во многих странах.

Сооружение гермооболочек для реакторных отделений энергоблоков АЭС, независимо от типа реактора — теперь стало общепринятой мировой практикой обеспечения радиационной безопасности атомных электростанций.

§ 10.7. | ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ЗАЩИТНЫЕ СРЕДСТВА ФАРМАЦЕВТИЧЕСКОЙ РАДИОПРОТЕКЦИИ

Рассмотренные в предыдущих разделах методы и средства защиты от ионизирующих излучений (физические барьеры различной локализации и мероприятия, способствующие организации этих барьеров, а также средства радиационной гигиены) — как индивидуального, так и коллективного характера — являются превентивными. Во многих случаях они действенны, и собственно ими долгие десятилетия в целом обеспечивается радиационная безопасность многих энергоблоков АЭС и многих других технических объектов. Однако, полностью исключить радиационное загрязнение окружающего пространства — и теперь, и в будущем, даже несмотря на системы инженерных барьеров и строгое соблюдение организационных мер безопасности — как показывает практика, абсолютно во всех случаях невозможно. Особо подчеркнем — контаминация экосистемы радионуклидами может происходить далеко не только по причинам аварийных событий на АЭС (вероятность разрушения всех барьеров радиационной безопасности АЭС невелика), но также может возникать в связи с большим числом других факторов, обстоятельно изложенных в главе 8.

Когда воздействие ионизирующей радиации, несмотря на все превентивные меры, становится неизбежным, где бы индивидуум (или коллектив людей) ни находился, последним бастионом сопротивления негативному влиянию ионизирующих излучений остается физическое тело (организм) человека. Оказать поддержку усилению радиорезистентности организма могут вспомогательные *фармацевтические средства радиопroteкции*.

Фармацевтика (от греч. *φάρμακον* и лат. *farmakon* — лекарство, лечебные препараты) является одной из древнейших естественных наук, своими корнями восходящей к иатрохимии (врачебной химии) — учением о приготовлении и действии на организм лекарственных веществ. Фармацевтика имеет непосредственное отношение с одной стороны — к биологии и медицине (которые изучают нормальные и патологические физиологические процессы), а с другой стороны — к фармакологии (связанной с изучением физиологических эффектов воздействия лекарственных средств), с третьей стороны — к фармакогнозии (связанной с выявлением и применением лекарственных свойств веществ различного происхождения).

История применения лекарственных препаратов имеет такую же давность, как история всего человеческого общества. Употребление фармацевтических средств, равно как и естественных (не приготавливаемых человеком, а используемых в природной форме) лекарств, иногда позволяет нивелировать возникновение и развитие вредных для человеческого организма процессов, включая процессы, связанные с воздействием ионизирующих излучений.

Основы современной фармацевтики и фармакологии были заложены еще такими целителями как Гиппократ (IV-V в.в. до н.э.), Гален (II-III вв. н.э.), Парацельс (XV-XVI вв. н.э.) и отчасти — основателем гомеопатии С.Ганеманом (XVIII-XIX вв. н.э.).

Гиппократ учил: пища должна быть лекарством, а не лекарство пищей — при этом любое вещество может служить лекарством или ядом в зависимости от дозы, поэтому надо знать меру, в том числе — и в еде, чтобы не навредить (лат. *Ne quid nimis, noli nocere!* — Не нарушай меры, не навреди!).

Гален учил: естественное восстановление организма — лучшее оздоровительное средство (лат. *Medicus curat, natura sanat!* — Врач лечит, природа исцеляет!). Рецептúra приготавливавшихся Галеном препаратов («галеновых средств») — настоек и настоев на основе природного сырья — широко применяется и поныне, в том числе — и как противорадиационные препараты (например, настойки тканей щитовидной железы крупного рогатого скота).

Парацельс — видный представитель врачебной химии и аллопатической (от греч. *allos* — другой) медицины, активно использовавший препараты на основе ртути, сурьмы и железа, — учил: следует всегда соизмерять вред и пользу одного и того же лекарства (лат. *Elegere ex malis minima!* — Из зол выбирать наименьшее!).

Самуэль Ганеман — сторонник гомеопатической (от греч. *homo* — подобие) медицины учил: если вещество — растение, минерал или синтетический продукт — вызывает в больших дозах проявления, сходные с симптомами болезни, то в малых дозах это вещество будет служить для данного человека лекарством (лат. *Similia similibus curantur!* — Подобное излечивается подобным!). Гомеопатический подход в исцелении больных практиковал, между прочим, и отец Пьера Кюри — врач Эжен Кюри.

Основываясь на учении С. Ганемана, С. Зонтманом и Д. Эрлихом было

введено (1943 г.) понятие *гормезис* (от лат. *hormēsis* — устремление), означающее стимуляцию какой-либо системы организма внешними воздействиями, которые имеют силу, недостаточную для проявления вредных факторов. Исходя из этого Т. Д. Лакки (1980 г.) предложил термин *радиационный гормезис*, означающий благоприятное воздействие ультрамалых доз ионизирующей радиации. Это воззрение пока находится в стадии исследования и пороговые значения таких (гормезисных) доз до сих пор определить удалось только для некоторых представителей флоры и фауны, и то — далеко не во всех случаях.

Принципы кратко упомянутых выше учений великих фармацевтов и врачей прошлого в полной мере актуальны и в наше время, в том числе — имеют прямое отношение к вопросам защитной профилактики и спасения человека от опасного действия ионизирующих излучений. Далее рассмотрим защиту от ионизирующего излучения на основе использования (в основном — внутреннего употребления) различных веществ: пищевого сырья, пищевых продуктов, пищевых добавок (естественных и искусственных), а также — фармацевтических препаратов.

Фармацевтические препараты можно разделить на *средства лекарственной профилактики и терапевтические средства*. При этом радиобиологически эффектами можно управлять двумя способами (имея в виду гомеопатический и аллопатический подходы): либо направленным стимулированием защитных функций организма при определенной дозировке физиологически безвредными препаратами, либо введением в организм чуждых ему веществ, которые блокируют, сдерживают или ослабляют возможные последствия облучения.

Прежде всего, рассмотрим *средства лекарственной профилактики* (греч. *profilaktikos* — предохранительный). В известном смысле лекарственная профилактика может быть отнесена к превентивным мерам защиты с относительно непродолжительными сроками действия (минуты, часы и в некоторых случаях — дни). Надо понимать, что заранее — имея в виду месяцы и годы — подготовить эффективное сопротивление организма воздействию ионизирующей радиации при помощи лекарственных средств практически невозможно.

Учитывая физиологическую потребность определенных органов в накоплении (концентрации) тех или иных химических веществ, к профилактическим мерам защиты организма от пагубного действия радионуклидов,

которые могут быть получены из окружающей среды и усвоены биологическими тканями, относится своевременное удовлетворительное насыщение организма нужными ему микро- и макро-элементами, не обладающими радиоактивностью.

Так, поскольку щитовидная железа (играющая роль управления производством многих гормонов, важных с точки зрения защиты организма) чаще всего страдает при загрязнении окружающей среды радиоактивными изотопами йода, при угрозе их попадания в организм желательна профилактическое употребление фармацевтического (нерадиоизотопного) йодного препарата (на основе ^{127}I). Это необходимо для того, чтобы снизить дефицит йода в организме (если дефицит есть) и удовлетворить потребность в йоде щитовидной железы — тогда физиологическая всасываемость и биохимическое внедрение в организм радиоактивных изотопов йода существенно снизится. К фармацевтическим препаратам, которые могут быть использованы, относятся: таблетки «Йодактив» или «Йодомарин», раствор Люголя (раствор йода в водном растворе йодистого калия, с образованием в нем хорошо растворимого в воде соединения $K\text{I} + \text{I}_2 \rightarrow \text{KI}_3$), обычный аптечный водно-спиртовой раствор йода и йодистого калия (смесь спирта и раствора Люголя). Несколько капель водного или спиртового растворов йодистого калия или йодистого натрия), растворенных в большом количестве воды либо другой пищевой жидкости, можно принять перорально (от лат. *per oris* — через рот), или парэнтерально (от лат. *para* - около, минуя + *enter* - желудок), например, нанести на кожу рисованную «йодную сетку».

Вместо фармацевтических препаратов йода могут употребляться йодсодержащие продукты питания: морская капуста (ламинария), кукумарии (род иглокожих из класса голотурий), морская рыба и вообще морепродукты, растительные плоды — грецкие орехи, фейхоа, а также другие продукты растительного и животного происхождения. Обратим внимание на то, что применение йода весьма физиологично для организма человека, однако в то же время — в чрезмерных количествах опасно (отравление может привести к отеку гортани или легких, к галлюцинациям или бреду, нарушению сна или металлическому привкусу во рту). Альтернативой употреблению йода в некоторых случаях (при гипофункции щитовидной железы) может служить прием готовых гормональных препаратов (например, галеновых средств «тиреоидин» и «микседеман»), приготавливаемых из тканей щитовидной железы животных.

Насыщение организма стабильным кальцием (содержащимся, например, в молочных продуктах, маке, кунжуте, крапиве) и фосфором (содержащимся, например, в рыбе, сырах, яйцах, мясе) снижает усвояемость костной тканью радиоактивного кальция ^{48}Ca , радиоактивного стронция ^{137}Cs , и радиоактивного фосфора ^{32}P . Насыщение организма стабильным калием (содержащимся, например, в горохе, бананах, гречке, абрикосах, вишнях) снижает усвояемость миокардом радиоактивного калия ^{40}K . Обеспечение организма стабильным кобальтом ^{59}Co (содержащимся, например, в финиках) снижает усвояемость печенью, почками и стенками кишечника радиоактивного кобальта ^{60}Co и к тому же дает организму строительный материал для синтеза цианокобаламина (витамина B_{12}), в свою очередь играющего в организме определенную защитную роль. Насыщение организма стабильным рубидием ^{85}Rb (содержащимся, например, в некоторых красных винах), имеющим одинаковую валентность с цезием Cs , снижает усвоение ^{137}Cs и т.д. Но, к сожалению, обеспечить организм заблаговременно и надолго всеми необходимыми макро- и микро-элементами нельзя: скажем — азот, водород, углерод и кислород потребляются организмом из окружающей среды и усваиваются биологическими тканями постоянно в процессе жизнедеятельности. Но некоторый демпферный запас в организме нужных ему химических элементов, пригодных для нормальной физиологии, создать возможно (при дефиците внешнего поступления многие элементы будут заимствоваться, скажем, из жировой ткани).

Важную защитную роль в организме играют *витамины* — например, витамин *A* (ретинол) повышает устойчивость к ионизирующей радиации органов зрения, витамины группы *B* поддерживают функции нервной системы, витамин *C* (аскорбиновая кислота) обладает общеукрепляющим действием, витамин *P* (в частности, рутин) укрепляет сосудистую систему, витамин *E* (токоферол) является антиоксидантом — ингибитором в процессах окисления (роль антиоксидантов в радиопротекции организма еще будет рассмотрена далее).

Хотя, по мнению фармакологов, сама по себе аскорбиновая кислота (витамин *C*) не обладает защитным действием, она усиливает действие витаминов группы *B* (тиамина, рибофлавина, ниацина, холина, пантенола, пиридоксина, биотина, инозита, фолацина и др.) и витамина *P*. В то время, как ионизирующие излучения разрушают стенки кровеносных сосудов, вызывая множественные кровоизлияния, совместное действие витаминов

P и *C* (витаминный комплекс «аскорутин») восстанавливает их нормальную эластичность и проницаемость. Учитывая, что ионизирующие излучения разрушают красные кровяные тельца крови (эритроциты) и снижают активность лейкоцитов, противоположное действие таких витаминов как B_1 (тиамин), B_2 (рибофлавин), B_3 (ниацин, он же витамин *PP* или никотиновая кислота), B_6 (пиридоксин), B_{12} (цианокобаламин) — способно оказать мощное вспомогательное действие, проявляющееся в улучшении регенерации органов кроветворения, а также в ускорении восстановления эритроцитов и активности лейкоцитов, нормализации состояния кожного покрова и других тканей организма. Если излучение снижает свертываемость крови, вызывая кровотечения, то витамины B_{12} , *P* и антигеморрагический витамин *K*, напротив — нормализуют протромбиновое время (время образования тромбина, определяющего свертываемость крови), улучшают общие показатели крови — жидкой соединительной ткани, циркуляция которой в организме имеет первостепенное значение для его жизнедеятельности.

Многие продукты растительного и животного происхождения содержат различные витамины и микроэлементы в сбалансированных пропорциях (хурма, абрикосы, чеснок, лук, капуста, грецкие орехи, зерновые, бобовые, семена подсолнечника, мясо, рыба, молочные продукты, яйца и многие другие пищевые продукты). Важно отметить, что некоторые витамины могут иметь только животное происхождение — например, витамин B_{12} (имеющий общую нейрофизиологическую направленность) или витамин *D* (способствующий усвоению организмом кальция, регулирующий фосфорно-кальциевый обмен и деятельность нервной системы) — важные для радиопroteкции организма: поэтому мясоеды, по сравнению с вегетарианцами, могут рассчитывать на несколько большую устойчивость организма к воздействию ионизирующих излучений.

Следует с предостережением отметить: употребление нужных человеку химических элементов не должно быть чрезмерным (с учетом суточных потребностей), это в полной мере относится и к употреблению витаминов. Последствия избыточного насыщения организма витаминами, макро- и микро-элементами могут оказаться весьма неблагоприятными — скажем, перенасыщение организма йодом может привести к отеку легких, к нарушениям в сердечно-сосудистой системе и к аллергическим реакциям, перенасыщение кальцием может привести к аномалиям функционирования нервной и мышечной тканей, неумеренное употребление витамина B_{12} может

привести к чрезмерной свертываемости крови и закупорке жизненно важных сосудов, отравление витамином *D* вызывает дисбалансное усвоение организмом кальция, рвоту, запоры, затрудненное мочеиспускание, угнетение сердечно-сосудистой системы и т.д.

Следует также сделать предостережение относительно *несовместимости* некоторых вышеперечисленных препаратов. Так, употребление кальция вместе с большими дозами витамина А может спровоцировать развитие остеопороза (системного разрушения костного вещества), большие дозы кальция с добавками калия могут нарушить сердечную деятельность, одновременный прием витамина B_3 и других сосудорасширяющих (например, спиртосодержащих) средств может вызвать острую сосудистую недостаточность с летальным исходом и т.д. и т.п.

Приведенных примеров должно быть достаточно для понимания важности соблюдения меры и правильных пропорций при употреблении пищевых добавок, витаминов и фармацевтических препаратов в целях радиопротекции организма. Мера и пропорции приема лекарств в этом случае (как и во всех других случаях) должны устанавливаться коллегиально — квалифицированным врачом, грамотным фармакологом и добросовестным фармацевтом.

Важно сделать и другое предупреждение — употребляя в пищу тот или другой богатый минералами продукт, надо иметь уверенность, что естественные минералы в продукте образованы стабильными химическими элементами, а не радиоактивными изотопами: что в съедаемом финике содержится стабильный ^{59}Co (а не радиоактивный ^{60}Co), что в съедаемой рыбе содержится стабильный фосфор ^{31}P (а не радиоактивный ^{32}P , да еще и в придачу, возможно, ^{137}Cs — активно усваиваемый водорослями, которыми питается рыба), что в съедаемых бананах содержатся стабильные изотопы калия (а не радиоактивный ^{40}K), что в съедаемом твороге, сыре или тофу содержатся стабильные изотопы кальция (а не радиоактивный ^{48}Ca — правда, относительно редкий в естественных условиях радиоизотоп, но также обладающий и редкой радиационной опасностью: вследствие излучения сдвоенных электронов при распаде с весьма большим средним времени жизни радионуклидов) и т.д. и т.п.

Существуют также химические вещества, введение которых в организм позволяет ослабить влияние на него радиоактивного излучения. Эти вещества получили название *радиопротекторов*. Радиопротекторы частично

тормозят развитие биохимических реакций организма, вызванных ионизирующим излучением.

Интегральным радиобиологическим показателем противолучевой эффективности радиопротекторов может служить величина так называемого фармакологического фактора уменьшения эффективной дозы (ФУЭД), который показывает, во сколько раз увеличивается значение выдерживаемых равноэффективных доз облучения — при применении препаратов, по сравнению со случаем облучения без фармакологической поддержки. В качестве равноэффективных доз при анализе действия радиопротекторов обычно рассматривают полулетальные дозы облучения (обозначаемые как ЛД₅₀), то есть дозы, вызывающие гибель 50% облученных подопытных животных.

Выявлено, что наиболее эффективными радиопротекторами являются представители двух групп соединений: меркаптоалкиламинов (амиотиолов) и индолилалкиламинов. Кратко рассмотрим фармацевтические препараты этих лекарственных групп.

Первая группа радиопротекторов — *амиотиолы* — составляют самую многочисленную группу радиопротекторов, они, как правило, оказывают профилактическое радиозащитное действие при ожидании острого лучевого поражения, повышая устойчивость организма к действию ионизирующей радиации. Механизм действия этих серосодержащих соединений основан на способности нормализовать состояние активных, возбужденных молекул биоткани, тем самым защищая их от поражения. Кроме того, эти вещества инактивируют образующиеся жирокислотные химические радикалы на стадии образования гидроперекисей, блокируя дальнейшие цепные реакции, что существенно снижает количество радиотоксинов в лимфе. Важную роль в механизмах противолучевого действия серосодержащих радиопротекторов играет их способность временно ингибировать митотическую активность клеток радиочувствительных тканей, в результате чего создаются благоприятные условия для пострадиационной репарации поврежденных в момент облучения молекул ДНК. Амиотиолы способны также связывать двухвалентные металлы — катализаторы окисления (что способствует обрыву реакций перекисного окисления) и усиливают дренажно-детоксицирующую функцию лимфатической системы (что проявляется в увеличении лимфовыделения). Прием этих веществ, как правило, целесообразен в том случае, когда облучения гарантированно не удастся избежать. К амиотиолам относятся такие препараты как дисульфид

меркаптоэтиламина — цистамин, а также производные этих соединений — цистафос и гаммафос.

Цистамин (диаминодиэтилсульфид, или препарат РС-1) в форме гидрохлорида цистамина входит в состав стандартной, серийно выпускаемой фармацевтической промышленностью индивидуальной аптечки «АИ-2», являющейся частью средств индивидуальной защиты. Находящийся в аптечке цистамин упакован в два шестигранных пенала малинового цвета. Цистамин принимают в один прием, запивая водой, но не разжевывая — шесть таблеток по 0,2 г (то есть порцию массой 1,2 г) за 30-60 мин. до ожидаемого воздействия ионизирующего излучения. Этот фармацевтический препарат является радиопротектором кратковременного действия — его эффект развивается через 10-30 мин. и продолжается до 5 часов. Данное лекарственное средство назначается однократно при угрозе непрогнозируемой дозы облучения с учетом выраженного эффекта его действия в течение 2 часов и снижения эффективности в последующие 4 часа. В течение первых суток при новой угрозе облучения возможен повторный прием препарата в дозе 1,2 г через 4-6 ч. после первого применения. Надо отметить, что цистамин не предупреждает и не устраняет лучевую лейкопению (снижение концентрации лейкоцитов в крови при облучении). Побочное действие препарата может проявиться нарушениями со стороны желудочно-кишечного тракта (диспептические явления в виде дискомфорта и жжения в пищеводе, боли в желудке и тошноты) и со стороны сердечно-сосудистой системы (снижение артериального давления), а кроме того — аллергическими реакциями. К противопоказаниям применения этого средства относятся острые заболевания желудочно-кишечного тракта, острая недостаточность сердечно-сосудистой системы и нарушения функции печени. Согласно клиническим исследованиям, ФУЭД цистамина при γ -излучении — 1,5, а при действии нейтронного излучения — 1,1.

Более эффективным является другой препарат из группы аминотиолов (органических тиофосфатов) — *гаммафос*, известный также под названиями: этиол, амифостин, препарат WR-2721. Как и при воздействии γ -лучей, так и при воздействии нейтронов его ФУЭД достигает 2...2,5. Следует отметить, что, несмотря на более выраженные, чем у цистамина, противолучевые свойства и высокое быстрое действие, применению гаммафоса в качестве общеупотребимого индивидуального фармакологического средства защиты препятствует рекомендуемый режим введения препарата: препарат вводят внутривенно, один раз в сутки, медленно

(в течение 15 мин.), в дозе 340 мг/м² поверхности тела — за 15 минут до каждого облучения.

Вторая группа радиопротекторов — *индолилалкиламины* — включает соединения, которые можно рассматривать как производные триптамина, являющегося моноамидным алкалоидом, химически схожим с аминокислотой триптофаном (см. рис. 9.14, § 9.4, гл.9). Установлено, что индолилакиламины оказывают радиозащитное действие за счет того, что вызывают острую циркуляторную и тканевую гипоксию в радиочувствительных органах и тканях. Локальное снижение концентрации свободного кислорода в тканях вызывает уменьшение возможности образования свободных радикалов в момент облучения, снижение интенсивности реакции химически активных биологических молекул с кислородом и снижение интенсивности реакции образования первичных перекисей.

Триптамин стал рассматриваться как радиопротектор после того, как было обнаружено, что при его внутрибрюшном введении мышам за 5-20 мин. до облучения выживаемость особей повышалась на 25...30 %. Предполагается, что триптамин играет роль нейромедиатора и нейротрансмитера в головном мозге млекопитающих, с чем также может быть связано его радиопротекторное действие. Значительно более выраженным радиозащитным эффектом обладает другое химическое вещество этой группы — 5-окситриптамин, также известный под названием *серотонин*.

К данной группе фармпрепаратов относятся и такие препараты как: индралин (препарат Б-190-В), синтетические аналоги серотонина, нафтизин и некоторые другие.

Индралин является радиопротектором экстренного действия, а по физиологической активности и фармакологическому свойству — прямым альфа-адреномиметиком (от греч. *mimētikos* — подражающий), он подобен адреналину, норадреналину и эфедрину — реализующим химическую функцию в организме путем взаимодействия с так называемыми альфа-адренорецепторами биологических тканей. Он включен в специальную противорадиационную индивидуальную аптечку для персонала АЭС, военнослужащих ВМФ и ВВС. Механизм защиты этого препарата, как и других препаратов данной группы связывают с сосудосуживающим действием и циркуляторными изменениями кровоснабжения в радиочувствительных органах и тканях, в результате чего развивается гипоксия, определяющая эффект радиопротекции.

При пероральном применении индралина противолучевое действие начинается уже через 5 минут, а через 10-15 минут достигается его максимальный эффект. Его ФУЭД при облучении γ -фотонами и нейтронами достигает значений 1,3...1,5. Препарат рекомендуется принимать в дозировке 0,45 г (три таблетки по 0,15 г) в экстренных ситуациях с приближением угрозы действия на организм ионизирующего излучения. Продолжительность действия индралина — около 1 часа. В стандартной индивидуальной аптечке для лиц, подверженных риску облучения, имеется две порции этого лекарственного средства — вторую дозу индралина при необходимости можно принять через 1 час после первого приема.

Небольшой гипертензивный эффект индралина (повышение давления) обычно хорошо переносится здоровыми людьми. Он не вызывает диспептических осложнений (тех или иных нарушений пищеварения), свойственных цистамину, не влияет на работоспособность в условиях гипоксии (кислородной недостаточности), равно как и при повышенной температуре окружающей среды и большой физической нагрузке. Индралин не снижает переносимость факторов экстремального труда (перегрузок, вибраций и вестибулярных реакций) и не уменьшает эффективность управления сложной техникой, что важно, например, при привлечении летного состава авиационных подразделений к ликвидации последствий возможных аварий наземных радиационно-опасных объектов. Поэтому, в частности, этот препарат и его аналоги использовались в качестве радиопротектора и летчиками вертолетной авиации СССР — при выполнении полетных заданий над аварийным блоком Чернобыльской АЭС (1986 г.), и пилотами японских баз ВВС США — при полетах над разрушенными энергоблоками АЭС Фукусима-1 (2011 г.).

Синтетические химические средства, подобные естественному (био-генному) серотонину рассматриваются в качестве фармацевтических радиопротекторов с учетом физиологического действия этого вещества. В качестве *синтетического аналога серотонина* может использоваться, например, хлоргидрат 4-нитро-5-метокситриптамина (препарат П-109), синтезированный в Московском химико-технологическом институте им. Д. И. Менделеева. Это вещество в основе своей так же, как и серотонин, имеет индольное кольцо, но отличается от серотонина наличием метокси-группы в 5-м положении и нитрогруппы в 4-м положении (рис. 10.10).

Установлено, что данный препарат обладает не только радиопротек-

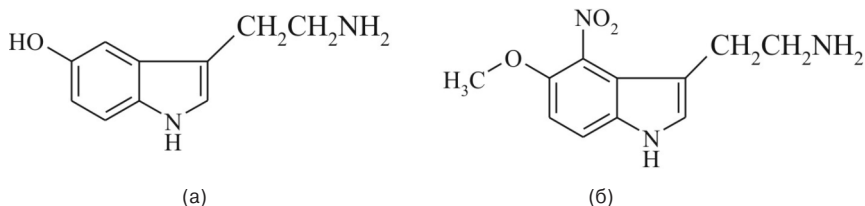


Рис. 10.10. Структурные формулы серотонина (а) и его синтетического аналога П-109 (б) — как примеры физиологических радиопротекторов

торным действием, но и при этом имеет низкую токсичность по отношению к организму.

В качестве другого препарата из группы индолилалкиламинов в качестве радиопротектора может использоваться обычно применяемый для лечения острых ринитов, гайморитов, аллергических конъюнктивитов, заболеваний полости носа и горла 2-(α -нафтилметил)-имидазолин-нитрат, широко известный под названием *нафтизин*. Он относится к производным имидазолина и является альфа-адреномиметиком (в структуре нафтизина имеются элементы сходства со структурой симпатомиметических аминов). Этот фармацевтический препарат, действуя подобно адреналину (эпинефрину), дает явно выраженный сосудосуживающий эффект — причем более продолжительный, чем от таких адреналиноподобных препаратов как норадралин и 1-(мета-оксифенил)-2-метиламиноэтанол гидрохлорид (фенил-эфрин, мезатон).

Применение *нафтизина* в качестве средства для внутримышечного введения при экстренной профилактике лучевых поражений доказано в Научно-исследовательском институте военной медицины Министерства обороны России (патент РФ № 2144357). Опыты показали, что оптимальная радиозащитная доза нафтизина определяется пропорцией 0,3 мг/кг массы тела. Было установлено, что нафтизин обладает высокой противолучевой эффективностью (инъекции нафтизина позволяли до 85 % собак, подвергнутых γ -облучению в абсолютно летальных дозах, избежать гибели). Проведение испытаний данного препарата в таком качестве на людях — в литературе не описано. По теоретическим представлениям, и результатам опытного применения препарата его радиозащитное действие проявляется в полной мере уже через 5 минут после внутримышечного введения и сохра-

няется на протяжении не менее 2 часов. Этот препарат не обладает местным раздражающим (повреждающим) действием на ткани в области инъекции — это подтверждается клиническими наблюдениями и гистологическими исследованиями. Добавим, что в опытном применении нафтизина в качестве радиопротекторного средства в описанных выше лабораторных условиях использовались водные растворы в концентрациях, не превышающих 0,6 % (выпускаемые фармацевтической промышленностью и находящиеся в широкой аптечной продаже растворы нафтизина во флаконах по 10 мл имеют концентрацию 0,05 % и 0,1 %).

Анализируя применимость препаратов из класса индолилакиламинов, необходимо пояснить следующее. Вместе с производными лизергиновой кислоты (такими как диэтиламид лизергиновой кислоты — LSD) и фенилакиламинами — индолилалкиламинами, вообще говоря, образуют психотомиметические вещества (психотропные препараты галлюциногенного характера), действующие преимущественно на серотонинэргическую систему рецепторов организма. Поэтому их применение, очевидно, имеет соответствующие ограничения, в том числе и по этой причине.

Кроме вышеописанных радиопротекторов относительно кратковременного действия существуют *радиопротекторы с пролонгированным эффектом*. К ним относятся гормональные препараты с эстрогенной активностью.

Как известно, *эстрогены* составляют подкласс стероидных гормонов, производимых в основном фолликулярным аппаратом яичников у женщин. В небольших количествах эстрогены производятся также яичками у мужчин и корой надпочечников у представителей обоих полов. Эстрогены и препараты с эстрогенной активностью оказывают сильное феминизирующее влияние на организм, проявляющееся в формировании вторичных половых признаков по женскому типу, повышают концентрацию в крови тироксина, железа и меди, оказывают антиатеросклеротическое действие (см. § 9.4).

В основе механизма защитного действия препаратов с эстрогенной активностью лежит состояние *гиперэстрогенизма*, которое определяет повышение резистентности фосфолипидов клеточных мембран к процессам свободно-радикального окисления и увеличивает антиоксидантную активность лимфы в целом.

К следствиям гиперэстрогенизма, среди прочих эффектов, относится также обратимое торможение *пролиферативной активности* костного мозга

(под пролиферацией понимают размножение в очаге воспаления ряда гемато- и гистиогенных клеток). Торможение полиферативной активности в данном случае обеспечивает меньшую поражаемость костного мозга — в момент облучения и ускорение восстановления гемопоэза — в последующем периоде.

К таким препаратам, обладающим эстрогенной активностью, например, относится диэтилстильбестрол (ДЭС) — как радиопротектор это средство принимают перорально в количестве 25 мг (1 таблетка дозировкой 0,025 г) за 1-2 суток до вероятного облучения, что приводит к повышению резистентности организма в течение последующих 10...14 суток. Для этого фармацевтического препарата ФУЭД достигает значений 1,2...1,3. Прием ДЭС (как и в случае приема цистамин) усиливает также дренажно-детоксикационную функцию лимфатической системы, что проявляется увеличением лимфовыведения. Этот лекарственный препарат также оказывает влияние на функцию щитовидной железы и активирует инкреторную деятельность коры надпочечников, что способствует ослаблению процессов пострadiационного катаболизма и интенсифицирует репарацию радиочувствительных тканей в связи с активацией биосинтетических процессов. Кроме того, ДЭС стимулирует ретикулоэндотелиальную систему, что повышает резистентность организма к токсемии и бактериемии, обычно развивающейся в период разгара острой лучевой болезни (см. табл. 9.15, § 9.4., гл.9). Интересно отметить синэргетический характер действия данного препарата: может возникнуть существенный сверхсуммарный эффект, получаемый при совместном использовании ДЭС и цистамин. Такая рецептура применения этих лекарств обеспечивает более выраженный эффект по сравнению с тем, который развивается при применении этих радиопротекторов порознь.

Некоторые вещества — *инактиваторы свободных радикалов* — могут использоваться для связывания уже образовавшихся под действием ионизирующего излучения свободных химических радикалов (или в предположении, что свободные радикалы с большой вероятностью могут возникнуть). Защитный механизм этих радиопротекторов обусловлен их конкурирующими (более активными по сравнению с естественными реагентами, присущими организму) связями со свободными радикалами.

Инактивация свободных радикалов не позволяет им образовывать токсические соединения, способные повлечь осложнения в организме.

К инактиваторам органических и неорганических веществ относятся: *супероксиддисмутаза* (катализирующая реакцию инактивации свободных радикалов кислорода образованием перекиси водорода) в комплексе с *каталазой* (под влиянием которой инактивируется перекись водорода), а также неферментные «гасители» радикалов — *антиоксиданты*.

В норме, ген, ответственный за биосинтез супероксиддисмутазы (СОД), локализован в 21-й хромосоме человека. При мутационной трисомии по этой хромосоме (когда организм содержит 3 гомологических хромосомы) активность супероксиддисмутазы в клетках крови увеличена на 50 % — такие индивидуумы должны быть более устойчивы к действию ионизирующей радиации и переливание крови таких доноров может усилить радиопротекцию организма акцептора. Установлено также, что увеличению количества супероксиддисмутазы способствует увеличение парциального давления кислорода в организме. На этом основании препараты СОД относят к радиопротекторам.

Подобную роль в организме играют и антиоксиданты, ингибирующие (тормозящие) окислительные процессы, к которым относят: фенольные соединения, некоторые витамины (в первую очередь токоферолы), а также глутатион, пектин и лимонную кислоту. К простым химическим элементам, которые могут играть роль антиоксидантов в организме, относятся — селен, сера, медь, цинк, магний, по некоторым данным — рубидий и некоторые другие.

Фенольные соединения, содержащиеся в растениях, радиобиологи определяют как наиболее перспективные источники потенциально активных противолучевых средств, это — биологически активные вещества лечебно-профилактического действия, необходимые для поддержания жизни и сохранения здоровья. Они повышают прочность кровеносных сосудов, регулируют работу желез внутренней секреции. Из многочисленного ряда фенольных веществ наибольший интерес вызывают *флавоноиды*.

Источниками флавоноидов являются, например, мандарины, черноплодная рябина, облепиха, боярышник, пустырник, бессмертник, корень солодки. Большое количество флавоноидов содержится в чае (большая часть — в зеленом), в красном виноградном соке и виноградном вине (особенно из винограда, произрастающего на почвах, богатых рубидием — конечно, хорошо, если на почвах, богатых стабильным изотопом ^{85}Rb , а не радиоактивным ^{87}Rb).

Эффективными радиопротекторами могут быть не только естественные, но и искусственные антиоксиданты. Они либо непосредственно связывают свободные радикалы, образующиеся при радиоллизе воды и других физиологических жидкостей организма в случае его облучения (прямые антиоксиданты), либо стимулируют антиоксидантную систему тканей (непрямые антиоксиданты).

В клеточных мембранах биологических тканей имеются собственные липофильные (жирорастворимые) антиоксиданты: это, прежде всего, коэнзим Q10 и витамин E (сочетанные формы токоферола). Коэнзимы (иначе говоря — коферменты) представляют собой органические соединения небелковой природы, необходимые для осуществления каталитического действия многих ферментов. Соединяясь с белковой частью молекулы фермента — апоферментом, коферменты образуют каталитически активный комплекс.

Надо сказать, что коэнзим Q10 среди других коферментов занимает центральное место в антиоксидантной системе. Вторым официальным названием коэнзима Q10 является *убихинон* («вездесущий хинон»), так как он содержится в разных концентрациях практически во всех тканях животного происхождения, а в миокарде его содержание значительно выше, чем во всех остальных тканях различных органов. С возрастом содержание убихинона в миокарде снижается в 1,5...2 раза, организм испытывает его дефицит, и это значительно снижает его защитную функцию. Поэтому пожилые люди могут обладать пониженной радиорезистентностью и требуют специфических дозировок при назначении радиопротекторных препаратов.

Коэнзим Q10 — витаминоподобное вещество, оно впервые было выделено из митохондрий бычьего сердца американским ученым Ф. Крейном (1957 г.), его структура была определена К. Фолкерсом (1958 г.). В 60-х годах была показана роль коэнзима Q10 как электронного переносчика в дыхательной цепи митохондрий — «фабрике» энергетических субстратов — аденозинтрифосфата (АТФ) для жизнедеятельности клетки. Много позднее была предложена схема, объясняющая участие коэнзима Q10, как в электронном транспорте в митохондриях, так и в сопряжении процессов электронного транспорта и окислительного фосфорилирования (П. Митчелл, Нобелевская премия 1978 г.). Коэнзим Q10 эффективно защищает липиды биологических мембран и липопротеидные частицы крови — фосфолипиды

(«мембранный клей») от разрушительных процессов перекисного окисления, предохраняет дезоксирибонуклеиновую кислоту (ДНК) и белки организма от окислительной модификации активными формами кислорода. Синтез коэнзима Q10 в организме осуществляется из тирозина (см. табл. 9.12., гл. 9) при участии витаминов B_2 , B_3 , B_6 , B_{12} , витамина C , фолиевой и пантотеновой кислот, а также ряда микроэлементов. Поэтому *тирозин* (в принципе вырабатываемый организмом) — тоже является своего рода радиопротектором, тем более, что эта аминокислота сама и по себе улучшает функции надпочечников, щитовидной железы и управляющего щитовидной железой гипофиза.

Уникальность коэнзима Q10 состоит в его способности восстанавливаться под действием ферментных систем организма, что отличает его от других антиоксидантов (которые, сами необратимо окисляясь, требуют для восполнения их убыли либо новой выработки, либо дополнительного введения). Но для восстановления Q10 могут потребоваться вспомогательные препараты — и в этом случае они будут играть роль радиопротекторов второго плана.

Метаболизм убихинона тесно связан и с метаболизмом витамина E . При таком эффекте — концентрация витамина E в плазме крови возрастает в несколько раз (заметим, что концентрация убихинона в *клетках* тканей значительно выше, чем витамина E , а в *плазме* имеют место обратные соотношения). Таким образом, насыщение организма коэнзимом Q10 — и независимо от этого витамином E — может существенно улучшить иммунный статус и радиорезистентность организма.

Янтарная кислота, а также ее соли и эфиры (сукцинаты), играют в организме роль, сходную с коэнзимом Q10. Эти химические соединения активируют цикл Кребса (стимулируя процессы дыхания клеток, использующих кислород), и их можно рассматривать как средство биохимической детоксикации за счет оптимизации процессов, происходящих в митохондриях биологических клеток. Важно отметить, что принятые внутрь — и янтарная кислота, и сукцинаты — мало эффективны, в то время как произведенные клетками сукцинаты активно действуют в организме; чтобы *препараты янтарной кислоты*, принятые перорально, могли стать биоактивными, их рекомендуется принимать в составе микстур с йодом. Надо предостеречь, что чрезмерное употребление янтарной кислоты — с йодом или без него — может оказать и неблагоприятное действие (достаточно сказать, что ее используют и в качестве инсектицида — яда для уничтожения насекомых).

Описанные выше биологически активные вещества в правильных порциях содержатся во многих в растительных тканях и органах различных животных в большем или меньшем количестве. Некоторые ткани и органы приспособлены к их концентрированию. Среди растений к таким концентраторам, например, относятся: лук, чеснок и эхинацея.

Кроме того, в качестве радиопротекторов могут использоваться *адаптогены* — вещества из фармакологической группы препаратов природного или искусственного происхождения, способные повышать неспецифическую сопротивляемость организма к широкому спектру вредных или неблагоприятных воздействий (включая воздействие ионизирующих излучений). К *адаптогенам растительного происхождения* относятся: экстракт элеутерококка, настойка женьшеня, препараты шизандры китайской (лимонника), родиолы розовой, аралии, астрагала, золототысячника, облепихи, имбиря и некоторых других растений. К *адаптогенам животного происхождения* относятся: панты северных оленей, продукты жизнедеятельности пчел (мумие, апилак) и другие органические ткани и продукты. К синтетическим средствам адаптогенного действия относится, например, фармацевтический препарат трекрезан.

Опытным путем установлено, что препараты, приготовленные на основе экстрактов некоторых железистых тканей скота — тимуса (вилочковой железы), селезенки, печени, костного мозга — обладают выраженным радиопротекторным действием по отношению к организму человека. В частности, установлена особая профилактическая эффективность препаратов, полученных из органов и тканей (из эмбриональной печени, селезенки и клеток крови) таких малочувствительных к ионизирующей радиации животных, как среднеазиатская черепаха (*Testudo horsfieldi*), обладающей экстраординарной радиорезистентностью по отношению и к внешнему, и к внутреннему ионизирующему облучению.

Для профилактики и устранения лучевых поражений людей при внутреннем заражении организма радионуклидами используются *фармацевтические очистители организма от радионуклидов* — препараты, химическое действие которых направлено на ускорение выведения из организма внедрившихся в него радиоизотопных источников. Так, для выведения радиоизотопов из кишечника используются такие фармацевтические препараты как: адсобар (который снижает всасывание изотопов стронция ^{89}Sr , ^{90}Sr и бария ^{140}Ba), ферроцин (который связывает радиоизотопы цезия ^{134}Cs , ^{137}Cs ,

а также различные изотопы рубидия и теллура), полисурьмин (который усиливает выведение различных радионуклидов стронция), пентацин (который связывает радионуклиды ^{239}Pu , ^{240}Pu ; ^{140}Ba), тетацин кальция (который связывает и ускоряет выведение из организма радионуклидов плутония и йода), а также ряд других препаратов.

Противосудорожным и сосудорасширяющим действием (способствующим очищению организма), а также успокоительным (по отношению к центральной нервной системе) и тонизирующим (по отношению к периферической нервной системе) обладают — в определенных ограниченных количествах — этиловый спирт и некоторые наркотические препараты, имеющие в то же время ряд нежелательных или опасных побочных действий. Блокирующее действие наркотических препаратов по отношению к механизмам развития радиобиологических эффектов основано на их конкурентной химической связи с определенными рецепторами организма. Механизм этой блокады подобен другим известным нам из повседневной жизни процессам. Так, скажем, кофеин (содержащийся в кофе и чае) конкурентно связывается с аденозиновыми рецепторами — причем, это происходит активнее, чем с ними связывается вырабатываемый организмом физиологический аденозин — и действие аденозина, направленное на успокоение нервной системы, исключается, поэтому при употреблении кофеина организм остается в возбужденном состоянии. При постоянном присутствии в организме антагониста аденозина — кофеина — количество аденозиновых рецепторов адаптивно будет увеличиваться, чтобы обеспечить устраненному из пороцесса аденозину возможность реализации нужных связей. Таким образом, для блокады новых аденозиновых рецепторов со временем требуются все большие и большие дозы кофеина. Механизм возникновения наркотической зависимости организма от некоторых препаратов-антагонистов естественных веществ — аналогичен. Поэтому использование любых наркотических средств — в том числе обладающих радиопротекцией, чревато крайне нежелательными последствиями.

Без ханжества следует отдельно прокомментировать тот факт, что определенным, хотя и не самым эффективным, радиозащитным действием обладает этанол — *этиловый спирт* ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) — как антистрессовое средство (угнетающее на этой основе образование свободных радикалов), как транквилизатор (с выраженным седативным, снотворным, миорелаксantным и противосудорожным действием), как анксиолитик (от лат. *anxietas* — тревож-

ное состояние, страх + греч. *λυτικός* — ослабляющий), а также как высококалорийный продукт-адаптоген. Это было проверено на многих биологических объектах: людях, животных, бактериях, и было бы неправильно не вспомнить об этом на страницах данной книги. Например, известно, что при введении в питательную смесь этилового спирта выживаемость облученных бактерий повышается на 11...18 %, спирт защищает от гибели почти всех мышей, облученных рентгеновскими лучами в дозе 600 рентген. Этиловый спирт официально не используется как употребляемое внутрь фармацевтическое средство, но 40% водный раствор этанола (известный под названием «водка») является доступным и свободно применяемым средством для снятия эмоционального стресса. Это важно, поскольку эмоционально-болевой стресс, который активирует свободно-радикальное окисление, приводит к некоторому снижению активности каталазы и слабой тенденции к снижению активности других антиоксидантных ферментов в сердечной мышце; адаптация к коротким эмоционально-болевым стрессорным воздействиям, напротив, приводит к увеличению активности каталазы на 38 %, супероксиддисмутазы на 16 %. Умеренное употребление таких алкогольных напитков как вина, на объясненной выше физиологической основе, считается абсолютно необходимым на атомных подводных лодках в дальних походах, где протекция организма является не только физиологической потребностью, но и условием боеспособности экипажа. В то же время следует помнить, что чрезмерное употребление спиртных напитков оказывает безусловное пагубное воздействие на организм.

Вспомогательным радиопротекторным действием обладают натуральные полисахариды, нуклеиновые кислоты и некоторые синтетические полимеры. Их действие связывают со способностью расселять в облученном организме молодые, способные к размножению клетки костного мозга, а также формировать новые и активировать сохранившиеся очаги кроветворения путем фиксации клеток костного мозга в пораженных кроветворных тканях.

Полисахариды являются одним из основных источников энергии, образующейся в результате обмена веществ организма, они принимают участие в иммунных процессах, обеспечивают сцепление клеток в тканях и вообще являются основной массой органического вещества в биосфере, строительным материалом при образовании новых биологических тканей — поэтому облученный организм в них очень нуждается. Такие полисахариды как декстрин, крахмал, гликоген, целлюлоза и другие натуральные соеди-

нения могут играть в организме роль адсорбентов, транспортных агентов и энергетических накопителей, они содержатся в самых разнообразных продуктах питания.

Поскольку в результате облучения организма возникает дефицит *нуклеиновых кислот* — ядерного строительного материала биологических клеток, который организмом в такой ситуации очень востребован (и оскудение спермы, как результат облучения — тому подтверждение (см. § 9.4 и § 9.5), то восполнение дефицита нуклеиновых кислот относится к очевидным средствам радиопротекторного восстановления.

Нуклеиновые кислоты в концентрированном виде содержатся в орехах (грецких орехах, орехах фундук, в миндале и в фисташках), в зернах, бобах, семечках подсолнечника, семенах кунжута и семенах льна, других семенах. Немалое количество нуклеиновых кислот содержится в пряностях — особенно в кориандре, шафране и гвоздике (эти три пряности особенно полезны для вспомогательной радиопротекции организма потому, что приготовлены из репродуктивных органов цветков растений (рылец, семян) и поэтому содержат — наряду с минеральными веществами, биофлавоноидами и фитонцидами — большое количество нуклеиновых кислот.

Если облучения организма избежать не удалось, и человеком получены запредельные эффективные дозы ионизирующего излучения, то мотивом применения фармацевтических препаратов является не профилактика, а терапия — и при этом могут применяться поддерживающее медикаментозное обеспечение организма для устранения тех или иных неблагоприятных симптомов.

Для купирования первичных лучевых реакций организма, которые развиваются при острых радиационных поражениях в течение первых суток, большое значение имеет подбор средств паллиативного лекарственного психо-невралгического вспоможения. Так, к эффективным противорвотным препаратам относятся нейтролептики из группы фенотиазина и бутирофенона, а также уже рассмотренные психотропные антагонисты серотониновых рецепторов. Поэтому в противорадиационную аптечку индивидуального пользования входит препарат *этаперазин* — нейтролептик из ряда фенотиазина. Показаниями к его применению является не только радиобиологические эффекты, но также: психические и эмоциональные расстройства, тошнота, рвота (различного генеза), икота, кожный зуд, хронический алкоголизм, шизофрения (при комплексном лечении), психопатия, неврозы (страх,

напряжение). Этот препарат принимают при проявлении первичной реакции для предупреждения рвоты в дозе 0,006 г (одна таблетка). В противорадиационную индивидуальную аптечку для персонала предприятий атомной энергетики также включен препарат *латран*, регулирующий рвотные рефлексы. В отличие от многих других противорвотных препаратов, это фармацевтическое средство не нарушает координации движений, не вызывает седативного (успокоительного и снотворного) эффекта и не способствует снижению работоспособности — поэтому может использоваться в форс-мажорных обстоятельствах, например, при ликвидации радиационных аварий силами оперативного персонала (личного состава). Применение его рекомендовано в дозе 0,008 г (2 таблетки) — профилактически или сразу после лучевого воздействия, его максимальный эффект отмечается через 1 час после приема.

К противорвотным препаратам также относятся *метоклопрамид* (церукал, реглан) и *диметпрамид*. Метоклопрамид оказывает противорвотное действие и успокаивает икоту, а кроме того, оказывает регулирующее влияние на функции желудочно-кишечного тракта. При этом тонус и двигательная активность органов пищеварения усиливается, а секреция желудка не меняется. Диметпрамид обычно назначается для предупреждения и купирования тошноты и рвоты при лучевой терапии и других случаях воздействия ионизирующего излучения, при заболеваниях желудочно-кишечного тракта на фоне облучения и при других заболеваниях, сопровождающихся рвотой центрально-гуморального и нейрорефлекторного происхождения.

Метоклопрамид применяется для профилактики и купирования рвоты перорально в дозе 10 мг (одна таблетка). При отсутствии должного эффекта препарат вводят внутримышечно или внутривенно медленно по 2 мл через 2 часа три раза в день. Диметпрамид назначают внутрь по одной таблетке (20 мг) или внутримышечно по 1 мл три раза в день.

Также для купирования рвоты используются такие препараты как *динитрол*, *зофрам* и *диксафен* (комплексный препарат, состоящий из диметпрамида, кофеина и эфедрина).

Все эти препараты обладая широким спектром действия не являются безусловно полезными для организма, тем более ослабленного развитием лучевой болезни, но их применение может оказаться вынужденной мерой.

Для снижения вероятности возникновения инфекционных заболеваний — на фоне ослабления иммунной системы организма вследствие его

облучения — могут применяться антибиотики широкого спектра действия, но эти же препараты могут иметь и неблагоприятные побочные эффекты, связанные с дисбактериозом. Имея в виду значимую роль лейкоцитов в иммунной системе, можно понять значимость защитной функции вилочковой железы (тимуса). Напомним, что лимфоциты приобретают в вилочковой железе (гл. 9., рис. 9.15) свойства, обеспечивающие защитные реакции против клеток, которые в силу различных повреждений становятся организму чужеродными. Активизация ее функций помогает организму выдержать инфекционную атаку в условиях общего ослабления организма после воздействия ионизирующей радиации. Поэтому средства, стимулирующие функцию тимуса, как и некоторые другие *имунномодулирующие фармацевтические препараты*, следует считать альтернативой антибиотикам и на этой основе полагать, что они обладают радиопротекторным действием.

К особой группе терапевтических препаратов противорадиационного действия, относятся наружные средства, применяемые при лучевых поражениях кожи. Для защиты от слабодействующих ионизирующих излучений — скажем, ультрафиолетовых лучей — могут применяться специальные кремы, тонкий слой которых обеспечивает поглощение ультрафиолета. Эти средства широко известны как защитные средства против загара.

Эффективными восстановительными свойствами по отношению к эпителиальным тканям (для лечения местных лучевых повреждений кожи) являются: прополис (пчелиный клей) — действие которого связано с его фенольными компонентами, масло облепихи — богатое заживляющими компонентами, витаминами и микроэлементами, спермацет — воскоподобный репарат, главным компонентом которого является цетилпальмитат ($C_{15}H_{31}CO_2C_{16}H_{33}$), получаемый при охлаждении масла фиброзного мешка в голове кашалота (теперь это средство трудно рекомендовать в связи с прекращением добычи китов), масло жожоба (китайского буксуса) — жидкий растительный воск, обладающий противовоспалительными и восстанавливающими свойствами, а также другие антисептические и репаративные средства, описанные в фармацевтических справочниках и имеющиеся в свободной аптечной продаже.

В заключение этого параграфа надо отметить, что при определенном риске применения химических радиопротекторов они не обладают 100 %-й гарантированной защитной от ионизирующих излучений. Наибольшая эффективность медикаментозной защиты отмечается при профилактике типичной (костно-мозговой) формы острой лучевой болезни, профилактике

лучевых поражений кожи и в меньшей степени — при профилактике лучевых поражений кишечника. Радиопротекторы практически неэффективны для профилактики токсемического синдрома острой лучевой болезни (интоксикация с нарушением гемодинамики при разрушении радиочувствительных органов и прогрессирующей цитопении), а также для профилактики церебральной формы лучевого поражения.

При тяжелой форме некоторых острых лучевых поражений радиопротектор может резко повысить вероятность выживания, но при поглощенных дозах излучения ниже 1 Гр вклад их в защиту организма заметно уменьшается. Опыт ликвидации радиационных аварий показал, что проблему защиты личного состава при пролонгированном облучении с низкой мощностью дозы невозможно решить с помощью радиопротекторов.

Надо знать, что чужеродные для организма вещества радиопротекторного действия, особенно в индивидуально неподобранных дозах, спасая организм от последствий воздействия ионизирующей радиации, в то же время могут нанести непоправимый вред здоровью человека. Поэтому применение — особенно внутреннее употребление — сильнодействующих радиопротекторов показано, если ожидаются дозы внешнего облучения, способные вызвать острую лучевую болезнь с возможным летальным исходом.

Поскольку угнетение органов кроветворения — одно из наиболее серьезных последствий облучения человека, сказывающееся на принципиальных возможностях восстановления всех органов и тканей организма — в терапии тяжелых лучевых поражений чрезвычайно важную роль играют оперативные процедуры (на фоне применения лекарственных средств), способные восстановить нормальное кровоснабжение и нормальные кроветворные функции организма. Как последнее средство, дающее надежду на выживание пациента, может применяться пересадка костного мозга, стволовых клеток доноров и переливание крови.

Восстановление пострадавшего от ионизирующей радиации организма может длиться годы и десятилетия, а искоренение проблем, передающихся наследственным путем, может занять столетия. Поэтому, в заключение темы о защите от ионизирующих излучений, хочется сослаться на японскую мудрость, на один из не стареющих принципов «бусидо»: выбирая стратегию и тактику защиты — в «противостоянии ионизирующим излучениям» — важно помнить, что лучший способ выиграть сражение состоит в том, чтобы избежать его.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ К ГЛАВЕ 10

1. Можно ли полностью исключить воздействие ионизирующей радиации на человека?
2. Требуется ли человеку защита от чрезмерного техногенного воздействия ионизирующего излучения, и возможна ли она?
3. Какова цель и в чем заключается смысл противорадиационной защиты?
4. Что такое превентивная радиационная защита?
5. Как можно классифицировать методы превентивной защиты?
6. Что следует понимать под физической защитой от ионизирующих излучений?
7. Какие меры защиты физического характера могут быть предприняты для защиты от ионизирующих излучений?
8. Охарактеризуйте меру защиты, связанную с устранением источников опасных ионизирующих излучений из биосферы.
9. Охарактеризуйте меру защиты путем удаления подверженного облучению субъекта из зоны действия источников ионизирующих излучений.
10. Охарактеризуйте меру защиты способом воздействия на ионизирующие излучения отклоняющими электромагнитными полями.
11. Охарактеризуйте меру защиты путем выжидания в течение времени, пока интенсивность излучения естественным образом не снизится.
12. Охарактеризуйте меру защиты на основе организации пространственного экранирования источника ионизирующей радиации при помощи веществ и материалов, взаимодействующих с ионизирующими излучениями.
13. На каких физических принципах основаны способы защитного экранирования источников ионизирующих излучений?
14. Приведите примеры материалов, пригодных для изготовления защитных экранов, локализирующих α -излучение.
15. Приведите примеры материалов, пригодных для изготовления защитных экранов, локализирующих β -излучение.
16. Приведите примеры материалов, пригодных для изготовления защитных экранов, локализирующих γ -излучение.

17. Приведите примеры материалов, пригодных для изготовления защитных экранов, локализирующих нейтронное излучение.
18. Какая защита от ионизирующих излучений называется индивидуальной?
19. Какие существуют средства индивидуальной противорадиационной защиты?
20. Что такое личная противорадиационная гигиена?
21. Какие предметы личной гигиены являются важными с точки зрения самозащиты от ионизирующих излучений?
22. Какие индивидуальные средства противорадиационной защиты — кроме средств защиты органов дыхания, спецодежды и спецобуви — могут использоваться?
23. Как можно защитить органы зрения от воздействия ионизирующего излучения?
24. Что такое индивидуальная аптечка и входят ли в нее противорадиационные препараты?
25. Следует ли пренебрегать защитным психологическим аутотренингом при использовании средств физической и медикаментозной защиты?
26. Что такое средства коллективной противорадиационной физической защиты?
27. На каких принципах основывается проектирование сооружений коллективной противорадиационной защиты?
28. От ионизирующих излучений каких видов обычно рассчитывается противорадиационная экранирующая защита?
29. Как выбирается материал для изготовления экранирующего противорадиационного сооружения?
30. Что такое кратность ослабления ионизирующего излучения?
31. Как, исходя из кратности ослабления ионизирующего излучения, определить толщину противорадиационного экрана?
32. Опишите итеративно общий алгоритм расчета экранной защиты от ионизирующего излучения.
33. Приведите числовой пример расчета экрана, способного защитить от конкретного точечного источника γ -излучения, расположенного на заданном расстоянии от защитного сооружения.

34. Почему бетон является наиболее предпочтительным материалом при проектировании и изготовлении противорадиационных экранирующих сооружений на объектах атомной энергетики?
35. Что понимают под физическим барьером радиационной безопасности на АЭС?
36. Что такое комплекс барьеров радиационной безопасности АЭС ?
37. Назовите барьеры радиационной безопасности реакторной установки с корпусным реактором, в котором используется вода под давлением.
38. Как проверяется степень негерметичности оболочек ТВЭЛ в процессе работы ядерного реактора?
39. Что такое спайк-эффект по удельной активности в воде первого контура энергоблока АЭС?
40. Почему выгорodka, размещаемая во внутрикорпусной шахте реактора типа ВВЭР, выполняется из максимально допустимого количества металла?
41. Расскажите о функциональной роли корпуса реактора.
42. Какое сооружение, окружающее корпус реактора, называют специализированной биологической защитой?
43. Расскажите о специализированных биологических защитах различных реакторов.
44. Почему бетон, применяемый в качестве защитного экрана, называется серпентинитовым?
45. Какой минерал называется серпентинитом?
46. Приведите пример использования в качестве биологической защиты реактора — кольцевого бака, заполненного водой.
47. Что такое защитная гермооболочка реакторной установки и для чего она предназначена?
48. При каких условиях обеспечивается герметичность контейнента реакторной установки?
49. Приведите примеры конструктивной реализации гермозоны, образуемой контейнментом. Какие технические решения конструктивного исполнения гермооболочки реакторной установки энергоблока АЭС следует считать перспективными?

50. Какие средства радиопротекции человека могут быть применены помимо физических барьеров экранирования ионизирующих излучений?
51. Какие средства противорадиационной защиты человека относятся к фармацевтическим препаратам.
52. Важны ли медикаментозные средства противорадиационной защиты?
53. Дайте классификацию радиопротекторных фармпрепаратов.
54. Что такое радиопротекторная профилактика?
55. Чем отличается радиопротекторная профилактика от радиопротекторной лекарственной терапии?
56. В каком виде и зачем следует применять йод в качестве фармацевтического радиопротектора?
57. Что такое раствор Люголя?
58. На каком основании некоторые микро- и макро- элементы рассматриваются как радиопротекторные средства?
59. Почему витамины следует рассматривать как радиопротекторные средства?
60. Важно ли соблюдать меру при употреблении химических препаратов?
61. Все ли препараты, полезные как лекарственные средства радиопротекции организма, совместимы?
62. К каким последствиям может привести совместное употребление несовместимых препаратов?
63. Что такое фактор уменьшения эффективной дозы защитного фармацевтического средства?
64. Назовите группы наиболее эффективных лекарственных средств, относящихся к радиопротекторам.
65. Что такое меркаптоалкиламины (аминотиолы)?
66. Охарактеризуйте радиопротекторы из группы аминотиолов: цистамин, цистафос и гаммафос.
67. В какой форме цистамин содержится в индивидуальной аптечке, как им пользоваться?
68. Имеются ли противопоказания по применению цистамина?
69. Сравните действие цистамина с другими препаратами из группы аминотиолов.

70. Что такое индолилалкиламины?
71. Охарактеризуйте радиопротекторы из группы индолилалкиламинов: триптамин, индралин и нафтизин.
72. Почему серотониноподобные вещества работают как средства защиты от ионизирующей радиации?
73. Какое средство может использоваться в качестве синтетического аналога серотонина?
74. Имеют ли синтетические аналоги серотонина негативные побочные эффекты?
75. Расскажите о применении нафтизина в качестве средства защиты от ионизирующих излучений.
76. Какие фармацевтические препараты относятся к средствам пролонгированного радиопротекторного действия?
77. Относятся ли к разряду радиопротекторных средств стероидные гормоны эстрогены?
78. Какое явление называют гиперэстрогенизмом?
79. Расскажите о веществах-инактиваторах свободных радикалов в облученном организме.
80. Расскажите о неферментных инактиваторах свободных химических радикалов — антиоксидантах.
81. Расскажите о применении фенольных соединений для защиты организма от ионизирующих излучений.
82. Расскажите о таких фенольных соединениях как флавоноиды.
83. В каких продуктах питания содержатся флавоноиды?
84. Расскажите об антиоксидантной роли и радиопротекторных свойствах кофермента (коэнзима) Q10.
85. Могут ли в качестве радиопротекторов применяться препараты янтарной кислоты?
86. Пригодны ли в качестве защитных средств, повышающих устойчивость к воздействию ионизирующих излучений, адаптогенные препараты?
87. Какие препараты относят к адаптогенам растительного происхождения?
88. Полезен ли в качестве радиопротекторного средства жидкий экстракт элеутерококка?

89. Полезна ли в качестве радиопротекторного средства настойка женьшеня?
90. Полезны ли в качестве радиопротекторного средства препараты лимонника (шизандры китайской)?
91. Полезны ли в качестве радиопротекторных средств препараты родиолы розовой, аралии, астрагала, золототысячника?
92. Какие известны адаптогены животного происхождения?
93. Могут ли использоваться в качестве сырья для получения радиопротекторных препаратов панты северного оленя?
94. Могут ли применяться в качестве радиопротекторов апилак и мумие?
95. Существуют ли синтетические препараты адаптогенного свойства?
96. Какие свойства водного раствора этилового спирта определяют его применимость в качестве средства возможной защиты при риске воздействия ионизирующих излучений?
97. Что такое анксиолитики и целесообразно ли их применение в случае возможного воздействия ионизирующей радиации?
98. Чем могут быть полезны полисахариды в связи с радиопротекцией организма?
99. В каких продуктах питания содержатся важные для радиопротекции организма нуклеиновые кислоты?
100. Какие существуют препараты, обеспечивающие купирование рвотных рефлексов в случае лучевого поражения организма?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С развитием атомной промышленности и ядерной энергетики человечество вплотную столкнулось с проблемой воздействия на живые организмы ионизирующих излучений. Уже хорошо изучены многие физические процессы, связанные с возникновением и распространением ионизирующей радиации различной природы и разработаны технологии обеспечения радиационной безопасности, но разумная осторожность специалистов, основанная на фундаментальных физических знаниях, всё еще иногда трансформируется в безосновательную радиофобию невежественных дилетантов. Нельзя забывать, что ионизирующие излучения являются феноменом, постоянно сопутствующим жизнедеятельности людей. Более того — есть веские основания полагать, что ионизирующая радиация была одним из физических факторов возникновения жизни на Земле. Однако, понятным и технически освоенным это явление стало относительно недавно.

Естественные источники фотонного излучения люди научилось использовать с давних пор и достаточно давно овладели мастерством искусственно вызывать маломощные фотонные излучения (тепло и свет). С эффектами же от испускания фотонов высоких энергий (рентгеновских и γ -лучей), а также с последствиями от воздействия свободных электронов и позитронов (β -частиц), легчайших атомных ядер (протонов и α -частиц), нейтронов и тяжелых ионов — человечество познакомилось лишь около ста лет назад, настойчиво проникая в глубины структуры микромира.

Деструктивное воздействие на вещество — и в первую очередь на живую материю — со стороны различных элементарных частиц большой энергии, образующих ионизирующие излучения, было обнаружено в связи с формированием интенсивных излучений искусственного происхождения. Очень быстро новые научные знания и технические возможности были приспособлены, в первую очередь, к военному применению (как это всегда бывало в процессе развития цивилизации), но вслед за этим были освоены и мирные технологии использования ионизирующих излучений, а также — технологии, в которых с возникновением ионизирующей радиации приходится сталкиваться вынужденно. Многие полезные, нужные человеку устройства, аппараты и установки, так или иначе связанные с ионизирующими излучениями, стали техногенными носителями определенного экологического и гуманитарного риска.

К числу установок, действие которых при получении энергии от деления атомных ядер, связано, к сожалению, с выработкой (в качестве побочных продуктов) радионуклидных источников ионизирующих излучений, относятся ядерные реакторы атомных электрических станций. Работа энергоблоков АЭС по всему миру обеспечивает современные потребности человеческого сообщества в электрорезергии, но в то же время требует и учета возможного проявления негативных эффектов от инцидентного воздействия ионизирующих излучений. Как известно, ионизирующие излучения локализовано возникают в процессе функционирования этих сложных, оборудованных инженерной защитой, объектов, а также имеют место вне технологического процесса — в среде остаточных продуктов работы предприятий атомной энергетики. Для энергетиков-атомщиков применение соответствующих технологий защиты является предметом пристального внимания — и при подготовке к эксплуатации АЭС, и в ходе эксплуатации, и в процессе снятия с эксплуатации энергоблоков, а также при обращении с отработавшим ядерным топливом.

Помимо атомной энергетики ионизирующая радиация проявляет себя и во многих других сферах деятельности человека: в нефтегазодобывающей отрасли, в угольной промышленности и на предприятиях, связанных со сжиганием органического топлива, в сельском хозяйстве, в пищевых технологиях, в военном деле, в медицине, в химической промышленности, в научных исследованиях, в быту и даже в сфере отдыха и развлечений. В дополнение к этому, ионизирующие излучения постоянно формируются непосредственно в организме каждого человека в течение всей жизни — ведь в биологических органах и тканях людей содержатся, в частности, такие естественные источники ионизирующей радиации, как радиоактивные изотопы калия ^{40}K , углерода ^{14}C , рубидия ^{87}Rb и некоторые другие. Конечно, сила и характер воздействия ионизирующих излучений, а также степень риска, в каждом конкретном случае различна.

В литературе описаны результаты исследований, не исключающие возможность гормезиса ионизирующей радиации — такие эффекты, судя по всему, определяются реализацией используемого в гомеопатии принципа Ле Шателье-Брауна: если на систему, находящуюся в устойчивом равновесии, воздействовать извне, изменяя какое-либо из условий равновесия, то в системе усиливаются процессы, направленные на компенсацию внешнего возмущения. Установлено, что механизм радиационного горме-

зиса на клеточном уровне теплокровных животных и человека состоит в стимулировании иммунной системы и иницировании анаболических процессов в ответ на воздействие малых доз облучения. Соответствующие исследования к концу XX в. были систематизированы и нашли отражение, в частности, в докладе Международного комитета ООН по действию атомной радиации (НКДР – UNSCEAR: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation) в 1994 г. В частности, появились некоторые научные данные, свидетельствующие о том, что сокращение продолжительности жизни животных, содержащихся при повышенном уровне воздействия ионизирующих излучений, наблюдалось лишь при суточных значениях поглощенной дозы, превышавших 0,01 Гр. При меньших же уровнях облучения ионизирующая радиация способствовала даже омоложению отдельных особей. Так, ежедневное облучение крыс на протяжении всей жизни γ -лучами в дозе 8 мЗв приводило к повышению продолжительности их жизни на 25...30 %, воздействие на торакальную область (зону грудной клетки) обезьян эффективной дозой 1 Зв повышало устойчивость животных к дифтерийному токсину, облучение мышей при значениях эффективных доз от 0,05 до 2 Зв понижало их летальность после заражения вирусом свиного гриппа и т.д. О повышении урожайности многих сельскохозяйственных культур в результате действия ионизирующей радиации тоже хорошо известно. Вместе с тем, биологические эффекты от воздействия ионизирующих излучений в полной мере еще не изучены, допустимые дозовые нагрузки от случая к случаю сильно варьируют, зависят от многих сопутствующих факторов и от индивидуальных особенностей организма.

Надо сказать, что по мере приобретения новых знаний признаваемые безопасными пороговые дозы воздействия ионизирующих излучений уже неоднократно пересматривались — и при этом всегда только в сторону их уменьшения. Так, в 1934 г. Первый международный комитет по защите от рентгеновских и радиевых лучей установил: терпимо переносимой величиной мощности экспозиционной дозы является 0,2 Р/сутки, что соответствует значению эффективной дозы немногим менее 750 мЗв за год в случае γ -излучения. К 1946 г. была установлена предельная норма, соответствующая 600 мЗв за год, затем была принята пороговая норма — 50 мЗв в течение года, а к 1996 г. этот показатель был уменьшен до 20 мЗв в год для технического персонала (в том числе, оперативного персонала АЭС) и до 1 мЗв в год — для населения, не причастного к технологическим

процессам, связанным с ионизирующей радиацией. Эти нормы радиационной безопасности в настоящее время закреплены законодательно.

Следует помнить, что воздействие ионизирующего излучения на человека может быть связано отнюдь не только с производственными условиями и иметь совсем не технический генезис: одна пачка сигарет в день может привести к годовой эффективной дозе внутреннего облучения до 0,2 мЗв, эффективная дозы от космического излучения на открытой местности составляет около 0,26-0,27 мЗв за год на экваторе и 0,27-0,29 мЗв за год в северных широтах, разовая флюорограмма грудной клетки дает эффективную дозу около 3 мЗв, рентгенографическое исследование — около 30 мЗв, ежедневный трехчасовой просмотр телевизора прибавляет 0,005-0,01 мЗв в год, возможно, ношение серег с бриллиантами — на основе радиоуглерода ^{14}C или с тажеранитом (фианитом) ZrO_2 — на основе циркония ^{95}Zr или ^{96}Zr тоже может добавить какие-то доли процента в накопительную эффективную дозу и т.д. Трудно спорить с тем, что стремление оградить человеческий организм от любых источников ионизирующей радиации — если только это возможно — является оправданным и заслуживает того, чтобы быть возведенным в ранг жизненного принципа.

Следует признать, что основными источниками ионизирующих излучений, которых следует остерегаться, являются радиоактивные изотопы. Те из них, которые испускают α - и β - частицы главным образом опасны при попадании внутрь организма. Их обнаружение, ослабление их действия и выведение радионуклидов из организма химическими средствами — сложная фармацевтическая и медико-биологическая задача.

Полезно запомнить, что интенсивными источниками α -излучения являются такие изотопы химических элементов как: самарий ^{146}Sm , гадолиний ^{148}Gd и ^{150}Gd , полоний ^{210}Po , радий ^{226}Ra , актиний ^{227}Ac , протактиний ^{231}Pa , нептуний ^{237}Np , большинство изотопов тория Th , урана U , плутония Pu , америция Am , кюрия Cm и калифорния Cf . При этом только часть из этих радиоизотопов (самарий ^{146}Sm , гадолиний ^{148}Gd и ^{150}Gd , полоний ^{210}Po , проактиний- ^{231}Pa , плутоний ^{239}Pu , ^{240}Pu , нептуний ^{237}Np и некоторые другие) излучают практически только α -частицы.

Очень многие химические изотопы являются β -излучателями, среди них: водород ^3H (тритий), бериллий ^{10}Be , углерод ^{14}C , натрий ^{24}Na , фосфор ^{32}P , сера ^{35}S , хлор ^{36}Cl , калий ^{40}K , кальций ^{45}Ca , железо ^{59}Fe , никель ^{63}Ni , медь ^{64}Cu , цинк ^{65}Zn , галлий ^{72}Ga , мышьяк ^{74}As , ^{76}As и ^{77}As , рутений ^{86}Ru , стронций ^{89}Sr

и ^{90}Sr , иттрий ^{90}Y и ^{91}Y , цирконий ^{95}Zr , ниобий ^{95}Nb , молибден ^{99}Mo , технеций ^{99}Tc , рутений ^{103}Ru и ^{106}Ru , родий ^{106}Rh , палладий ^{109}Pd , серебро $^{110\text{m}}\text{Ag}$ и ^{111}Ag , кадмий ^{115}Cd и $^{115\text{m}}\text{Cd}$, индий ^{114}In , сурьма ^{124}Sb и ^{125}Sb , йод ^{129}I и ^{131}I , цезий ^{134}Cs и ^{137}Cs , барий ^{140}Ba , лантан ^{140}La , церий ^{141}Ce и ^{144}Ce , празеодим ^{143}Pr , неодим ^{147}Nd , прометий ^{147}Pm , самарий ^{151}Sm , тербий ^{160}Tb , тантал ^{182}Ta , вольфрам ^{185}W , осмий ^{191}Os , иридий ^{192}Ir , ртуть ^{203}Hg , таллий ^{204}Tl и многие другие). Некоторые из них являются практически полными β -излучателями (тритий ^3H , бериллий ^{10}Be , углерод ^{14}C , фосфор ^{32}P , сера ^{35}S , хлор ^{36}Cl , кальций ^{45}Ca , никель ^{63}Ni , стронций ^{89}Sr и ^{90}Sr , иттрий ^{90}Y , рутений ^{106}Ru , йод ^{129}I , прометий ^{147}Pm , самарий ^{151}Sm , тербий ^{160}Tb , тантал ^{182}Ta , вольфрам ^{185}W , осмий ^{191}Os , ртуть ^{203}Hg , таллий ^{204}Tl и некоторые другие).

Абсолютное большинство радионуклидов, излучающих α - и β -частицы, являются также источниками γ -излучения. Из числа наиболее часто применяемых в промышленности γ -излучателей следует отметить кобальт ^{60}Co , церий ^{144}Ce , цезий ^{134}Cs и ^{137}Cs , иридий ^{192}Ir , селен ^{75}Se , сурьму ^{124}Sb , европий ^{152}Eu и ^{154}Eu , тулий ^{170}Tm , радий ^{226}Ra . Тяжелые изотопы могут выступать также в качестве излучателей нейтронов.

Сочетание радиоизотопов, обладающих способностью испускать α -частицы и γ -фотоны, с некоторыми другими, в том числе стабильными, химическими изотопами, может приводить к самым разнообразным ядерным реакциям, в результате которых порождаются все виды известных ионизирующих излучений. Так, полоний-бериллиевые, уран-бериллиевые или плутоний-алюминиевые источники генерируют нейтронное излучение, осмий-уран-бериллиевые источники дают γ -излучение и т.д. и т.п. Понимание нюансов физического генезиса ионизирующих излучений позволяет предвидеть многие радиационные инциденты и избежать их возможные негативные последствия.

Материалом, содержащим практически все перечисленные выше изотопы, а также многие другие, является отработавшее ядерное топливо АЭС, адекватное обращение с которым и хранение которого под наблюдением, а также последующее надежное захоронение — являются важными научно-техническими и организационно-хозяйственными задачами государственного масштаба. Поэтому выяснение вопросов физико-технического обеспечения работ по технологиям, связанным с ионизирующими излучениями, относится к особо важным тематикам научно-прикладного характера и имеет большое просветительское значение, прежде всего, конечно — в области атомной энергетики и прикладной экологии.

Изучение физики ионизирующих излучений, усвоение принципов обращения с источниками ионизирующей радиации, организация защиты от ионизирующих излучений и стремление к поиску новых возможностей обеспечения радиационной безопасности объектов радиоз экологического риска — все это имеет непосредственное отношение к приоритетным задачам человечества в эпоху индустриального развития.

В конечном счете, радиационная безопасность может быть достигнута только на основе глубоких знаний, применения их на практике образованными специалистами и просвещения населения.

Постскриптум

Помещенный далее краткий словарь некорректных идиоматических выражений, имеющих непосредственное отношение к тематике книги, может быть полезен для тех, кто стремится избежать ошибок и неточностей – как в устных высказываниях, так и в литературном творчестве.

ТЕМАТИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ НЕКОРРЕКТНЫХ ИДИОМАТИЧЕСКИХ ВЫРАЖЕНИЙ *)

активность нуклида

(активностью характеризуется изотоп, а не нуклид)

активность за год

(активность — кол-во распадов в единицу времени)

атомный вес

(атом характеризуется массой)

α - (β -, γ)-активность

(активность — физическая величина, а радиоактивность — явление)

биологическая доза

(такая физическая величина не определена)

выброс активности

(физическая величина «активность» не может быть выброшенной)

γ -кванты

(квантуется поле или энергия, частицы γ -излучения называются фотонами)

градус Кельвина

(после 1961 г. единица термодинамической температуры — «кельвин»)

детектор прямого заряда

(устаревшее название β -эмиссионного детектора нейтронов)

доза излучения

(термин приобретает смысл только с указанием прилагательного)

*) Словарь по теме книги составлен в дидактических целях — из наиболее часто встречающихся в литературе некорректных, но сложившихся и закрепившихся в лексиконе идиоматических выражений. Идиома (от греч. *idioma* — особенность, своеобразие) — сочетание языковых единиц, значение которого не отвечает значениям составляющих его элементов. Употребление таких выражений может исказить или вуалировать истинный физический смысл. В скобках приводится краткое пояснение некорректности.

дозное поле

(дозы не создают поля, его создает излучение)

излучение энергии

(излучаются волны или частицы, энергия — выделяется)

излучаемый поток энергии

(поток энергии — физическая величина)

измерение образца, препарата

(измеряются только величины, а не физические объекты)

измерение радиации

(явление — не величина и не может быть измерено)

измерение радиоактивности

(явление — не величина и не может быть измерено)

измерение тока

(явление — не величина и не может быть измерено)

инкорпорация активности

(величина — не объект, и не может быть инкорпорирована)

медленные и тепловые нейтроны

(тепловые нейтроны — разновидность медленных)

наиболее оптимальные

(оптимизация — выбор наилучшего)

период полураспада нуклида

(нуклид-ядро не может распасться наполовину)

период полураспада химического элемента

(химический элемент имеет разные изотопы с разными периодами полураспада)

радиоактивное излучение

(радиоактивны — нуклиды, а не то, что испускается ими)

радиоактивная постоянная

(радиационная постоянная радиоактивности не проявляет)

сузы

(СУЗ — много-объектная и распределенная система управления и защиты)

тепло измеряют

(измерить можно величину — количество теплоты)

тканевая доза

(такая физическая величина не определена)

уровень радиоактивного загрязнения

(неопределенное понятие без единиц размерности)

обогащенный уран

(необходимо указывать, каким изотопом природный уран обогащен)

радиационная опасность

(радиация не обязательно ионизирующая и м.б. безопасной)

радиометрия инертных газов

(газы не измеряют, но радиометрический анализ проводят)

реакция распада ядер

(распад — превращение ядер, не являющееся ядерной реакцией)

рентген органов

(изображение в рентгеновских лучах — рентгенография)

соударений квантов

(квантуется поле или энергия, «соударяются» частицы)

удельная плотность вещества

(плотность это удельная масса, «удельность» уже учтена)

фактор уменьшения поглощенной дозы препарата

(уменьшается эффект, не доза)

энергия порога

(порог энергией не характеризуется, энергия характеризуется порогом)

ядерная реакция рассеяния нейтронов

(рассеяние, по определению, не ядерная реакция)

ядра нуклидов

(нуклиды есть ядра по определению: nucleus — ядро)

Дидактическая ремарка

Предметный указатель, помещенный далее, составлен по алфавитному принципу ссылок, что позволяет пользоваться учебником в режиме справочного пособия. Однако, этот режим работы с материалом книги никоим образом не сможет заменить полного последовательного прочтения всех разделов учебника – если, конечно, читатель желает получить системные знания, а не обрывочную информацию.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

абляция 345
 автономные источники
 (см. также *радиоизотопные источники*) 323, 372
 адаптогены 623, 635
 адроны 18, 19
 активность
 - радионуклидов 111
 - - линейная 114
 - - объемная 113
 - - массовая 113, 362
 - Солнца 58, 59
 - теплоносителя 335, 337
 альбедо (нейтронное) 481
 аминокислоты 494, 495, 496, 622
 анализ качества пищевых продуктов
 (при помощи излучателей) 313
 антикварки 18, 19, 30
 антинейтрино 32, 121, 123, 124, 213, 216
 антиоксиданты 620, 621
 атомная бомба 278, 283, 282
 аффинаж (см. также *пюрекс-процесс*) 368

Б

бактерицидное назначение излучателей 253, 315, 506
 барионы 18, 19, 32, 67, 171, 222
 барьеры радиационной безопасности на АЭС 576-583
 белки 494, 495, 498, 622
 биологическая защита ядерного

реактора 584, 586, 587, 588, 591
 биологическая ткань
 - мышечная 47, 254, 435, 492, 495, 499, 506, 517, 522, 550, 574, 611, 617, 627
 - нервная 499, 500
 - патологические изменения 502
 - соединительная 497, 499, 517, 550, 611
 - реакция ткани на излучение 499, 503
 биологический эквивалент рада (бэр) 518, 519, 520
 биологическое влияние ионизирующей радиации 499-516
 биологическое поглощение радионуклидов 431, 509-511
 биосфера 12, 24, 53, 67, 394, 397, 400, 558, 559, 625
 биогеоценоз 404, 405, 497, 409, 411, 413, 415, 417, 419, 421, 423, 425, 427, 429
 беккерель (единица размерности) 112, 113, 153
 бериллиевое окно 252
 бетатрон – см. *ускорители частиц*
 бозоны 18, 123, 130

В

вебер (единица размерности) 78
 взаимодействие фундаментальное
 - гравитационное 20, 32, 35, 466
 - сильное 17- 20, 30, 32, 38, 188, 195, 466

- слабое 17- 20, 30, 31, 35, 132,
- электромагнитное 17- 21, 30-32, 35, 37, 95, 123, 195, 460, 466

виглер 241

вилочковая железа 509, 510, 628

водородная бомба 179, 287, 289, 291, 292, 329, 395, 396

Г

галактическое излучение 55, 56, 93, 94

галогенные лампы (см. также *ультрафиолетовое излучение*) 228, 229

гамма-эквивалент препарата (источника) 437, 541-543

генераторы

- ионизирующих излучений (см. также *излучатели*) 81, 228, 240, 275, 307
- радиоизотопные 245, 247, 248, 356, 357, 362, 371

гиперон 171, 478

гормоны (эндокринной системы человека) 509, 510

- щитовидной железы 509
- - кальцитонин 509
- - тироксин 509, 618
- - трийодтиронин 509

гелион 33, 98, 125, 133, 174, 176, 186

гигантский резонанс 186

гормезис радиационный 608, 637

гравитационное взаимодействие – см. *взаимодействие фундаментальное*

гразер 228, 242, 276, 277

грэй (единица размерности) 529, 537, 540

Д

деление атомных ядер

- вынужденное 143, 221
- спонтанное 103, 104, 142, 143, 148, 150, 154, 183, 466

дефект массы ядра 204, 206, 221
дефектоскопия (при помощи излучателей) 106, 244, 317-320

длина свободного пробега частиц 162, 456, 457, 468, 469, 548

доля запаздывающих нейтронов 490

Е

е-захват – см. *электронный захват*

Ж

жиры – см. *липиды*

З

закон радиоактивного распада 108, 110, 111, 197, 216, 325, 559

запаздывающие

- нейтроны 141, 216, 474, 475
- протоны 140

замедлитель нейтронов 218

захват нейтронов ядрами

- альбедный 479, 480
- безвозвратный 479
- радиационный 187, 300-302, 304, 362, 365, 483, 484, 486, 508
- размножающий 479, 482

- с испусканием наименее энергичных ионов 129, 479
- защитные противорадиационные средства
- индивидуальные 562, 565, 576
- инженерные 14, 379, 568, 588, 594, 637
- коллективные 557, 564, 567, 568
- зиверт (единица размерности) 519, 520, 530, 535, 537

И

излучение

- коллимированное 105, 226, 512
- корпускулярное 39, 40, 76, 85, 96
- лазерное 80-82, 94, 262, 275
- мгновенное 206, 286, 296
- неионизирующее 24, 177, 530
- запаздывающее 205
- тормозное 86, 87, 91, 126, 177, 248, 455, 537, 538, 562
- фотонное 39, 58, 73, 107, 175, 436-438, 459, 464, 483
- черенковское (Черенкова – Вавилова) 76, 77
- электромагнитное – см. *фотонное*
- ядерное 38, 72, 264, 459, 483
- изобары (ядра) 124, 130
- изотопы 41, 108, 11, 120, 133, 142, 163, 207, 244, 335, 407, 432, 515, 639
- инактиваторы свободных радикалов 619
- индуктор 344, 345
- ионизационная постоянная 437, 540-542, 574

ионизационные потери – см. *потери энергии излучения*

ионизирующая радиация

- генезис 65, 91, 104, 381, 413, 560, 639, 640
- гормезис 608, 637

ионизирующие излучения

- (см. также *ионизирующая радиация, излучение*) 22, 39, 104, 226, 321, 493, 512, 536, 560

ионы 22, 30, 39, 176, 446, 503

источники 38, 104, 150, 251, 325, 465, 521, 620

- ионизирующих излучений 12, 60, 76, 104, 220, 312, 321, 429, 538, 541

- внеядерных 38, 72

- ядерных (см. также *радиоактивность*) 38, 139, 142, 180, 296, 424

- альфа-частиц 51

- бета-частиц 265

- закрытые 105, 312

- контрольные 106

- нейтронов 167, 245, 277, 466

- открытые 105

- образцовые 106

- природные 106

- протонов 247, 273

- промышленные 106

- техногенные 106

- электромагнитного излучения 73

- эталонные 251

К

К-захват – см. *электронный захват*

керма 537
- для единичного флюенса 539
- мощность кермы 538
контейнмент реакторной установки 600
кварк 18
кварк-глюонная плазма 188
кварцевые лампы 80
кварцевое стекло 232
коллайдер 39, 188, 244
коллективная эффективная доза 536
комбинаты радиохимические 342
компаунд-ядро – см. *составное ядро*
комптон-эффект – см. *эффект Комптона*
комптоновский сдвиг 92
контаминация радионуклидная 378, 428
космические лучи 55
коферменты 621
коэнзимы – см. *коферменты*
коэффициент биологического поглощения радионуклидов 431
коэффициент взвешивающий – см. *фактор тканевый*
коэффициент относительной биологической эффективности – см. *радиационный фактор*
коэффициент перехода радионуклидов 431
критическая масса 218
критический объем 218
крупногабаритные детали защиты 593
юри (единица размерности) 112

Л

лазер 80
- гамма-излучения см. *гразер*
- оптический 80
- рентгеновский см. *разер*
- ультрафиолетовый см. *уфазер*
лазерное оружие – см. *лазер*
лампы ультрафиолетового излучения 80, 228
лептоны 18, 123
липиды 496
лучевые поражения 299, 504, 613
лучистая экспозиция – см. *экспозиция энергетическая*

М

майорон 130
макроскопическое сечение ядерного взаимодействия 161, 162
максимальная энергия ядерного превращения 124
магнитная индукция 77, 78, 241, 360, 559
магнитное склонение 56
метастабильное ядро 134
миграция радионуклидов 428
микроскопическое сечение ядерного взаимодействия 476
модератор 244
мощность дозы 537, 570
мощность излучения 240, 263, 438
мультиполе 136
мюон 18, 32, 35, 123, 159, 561

Н

напряженность электромагнитного

поля 77, 78
нейтрино 18, 121, 213, 436, 491
нейтронное оружие – см. *ядерное оружие*
нейтроны 18, 26, 29, 121
- запаздывающие 141, 206, 216, 489
- мгновенные 206, 216, 490
- утечки 218, 278, 467, 584
нейтронная радиоактивность – см. *радиоактивность*
нечетно-нечетные ядра – см. *ядра* 27, 127, 128
нечетно-четные ядра – см. *ядра*
нейтронные генераторы 245, 247, 248
нуклеиновые кислоты 498, 625
нуклеотиды 498, 504
нуклиды 20, 102, 156, 194, 217, 399
нуклоны 18, 38, 104, 128, 187, 563

О

облучение 61, 171, 210, 274, 317, 506, 526, 638
обнаружение поддельных денежных знаков (при помощи излучателей) 313
Оже-электроны 96, 120
ондулятор 240, 276
открытые радиационные поля 435

П

партоны 30, 37
переносчики взаимодействия 18
период полувыведения радиоизотопа 512
период полураспада радиоизотопа

42, 112, 130, 149, 265, 325, 541, 574
пик Брэгга 450, 561
пион 30, 95, 187
поверхностная плотность потока излучения 438
поглощенная доза 516, 561
поглощение (усвоение) радионуклидов 431
- растениями 432
- рыбами 431
- сельскохозяйственными животными 433
плотность потока частиц 437, 452, 593
плотность потока энергии 438, 559, 594
позитрон 35, 96, 125, 263, 457, 502
полярное сияние 58
полный момент 124, 136
постоянная распада 108
потери энергии излучения 449, 460
- ионизационные 449
- радиационные 449
поток частиц 437
поток энергии 438
преобразователи энергии радиоизотопные 321
правило отбора по спине 136
правило сдвига Рассела-Фаянса-Содди 116
пространственные характеристики источников излучений 104
противорадиационная защита 556, 595
- превентивная 557
- вспомогательная (см. также *радио-*

протекторы) 606, 625
- восстанавливающая (см. также
радиопротекторы) 622
протоны 29, 41,
пюрекс-процесс 366, 399

Р

радиационная экология 12, 24
радиационные потери – см. *потери энергии излучения*
радиационный контроль 525
радиоактивность 38, 50, 102
- альфа 115
- бета 120
- бытовых химтоваров 422
- гамма 133
- естественная 425
- минералов 414
- кластерная 142
- наведенная 296
- нейтронная 140
- нефти 411
- пищевых добавок 421
- природного газа 411
- продуктов сжигания углей 407
- протонная 139
- продуктов ядерных реакций 180
- удобрений 413
радиоактивные семейства 43
радиоактивный распад нуклидов
108, 142, 415
радиоизотопы 41, 180
радиометрия излучений 545
радионуклиды 24, 49, 400, 430, 514
- в атмосфере 49, 285, 393, 574
- в водоемах 63, 400, 434

- в почве 60, 413, 430
- в продуктах питания 421, 433
- - в молоке 434
- - в мясе 434
- примордиальные 24, 49, 405
- в табаке 419, 514
радиопротекторы 612, 613, 615,
618, 623
распад ядерный – см. *ядерные превращения*
реакция ядерная 156, 172, 197
- деления 197
- синтеза 172, 296
радиохимические комбинаты –
см. *комбинаты радиохимические*
разер 94, 240
размножающая мишень 188, 248
реактор ядерный (см. также *ядерные реакции*)
- деления 335-337
- синтеза 343-349
рентген (единица размерности) 436
рентгеновское излучение (см. также
фотонное излучение) 36, 75, 83, 235,
459, 506
рентгенография 254, 507, 528, 639
ртутные лампы (см. также *ультрафиолетовое излучение*) 228, 316

С

сверхновые звезды 56, 94
свободные радикалы 503
северное сияние – см. *полярное сияние*
северный магнитный полюс 56
селекция радиационная 368, 515

серпентинит 564, 584, 597
сильное взаимодействие – см.
взаимодействие фундаментальное
синтез атомного ядра – см. *реакция ядерная*
синхротрон – см. *ускорители частиц*
синхрофазотрон – см. *ускорители частиц*
скорость убыви распадающихся нуклидов 108
слабое взаимодействие – см. *взаимодействие фундаментальное*
солнечный ветер 39, 56
составное ядро – см. *ядро атомное*
спектр излучений 239-241, 316-318, 456, 482, 570
спектрометрия излучений 90, 239-240, 531
спин 18, 30-35, 117, 123-124, 136-137
спонтанное деление ядер – см. *деление атомных ядер*
среднее время жизни радионуклидов 110
стерилизация (при помощи излучателей) 106, 253, 315
- медицинского инструмента 253, 315
- фертильная 515, 523
стелларатор 345
сухое хранение отработавшего ядерного топлива 341, 577

Т

тепловыделяющие элементы (реакторов) 334

тепловыделяющие сборки (реакторов) 335
- хранение отработавших ТВС 341
терапия 253, 262
- лучевая в онкологии 271, 272
- лучевой болезни 505, 607, 627
- аппаратная 272
термализация нейтронов 475
термоэлектрический эффект 322
термоядерное оружие 287, 289
термоядерная реакция – см. *ядерные реакции*
термоядерный взрыв 287, 288, 290
термоядерный синтез 173, 347
тесла (единица размерности) 78
техника (связанная с ионизирующими излучениями) 225-205
технические средства (связанные с излучениями) 38, 219, 274, 484, 275-305, 557
техногенный источник ионизирующего излучения 60, 61, 94, 106
технологии лучевой модификации 106, 515
тимус – см. *вилочковая железа*
токамак 343
токсикоз 404, 412, 422, 503
- биоценозов 404, 422
- организма 503
топливная кампания ЭБ (АЭС) 341
торговая промышленность (использование излучателей) 313
точечный источник излучения 466, 538, 572
тяжелые ионы 139, 188, 244, 360, 447, 489

У

углеводы 494
углеводороды 470, 498
- нефть 49, 405, 426
- природный газ 51, 332, 410, 428
- уголь 49, 215, 330, 406
ультрафиолетовое излучение
(см. также *фотонное излучение*) 228, 242, 315
упругое рассеяние нейтронов 467, 470
ускорители частиц 39, 91, 139, 242, 350, 368
уфазер 81

Ф

фактор
- накопления 465
- радиационный 518
- тканевый 524
фармацевтические препараты
(для защиты от ионизирующих излучений) 263
фиксированная эффективная
(эквивалентная) доза 535
финансовая сфера (использование излучателей) 313
флюенс 105, 437, 477, 529, 539, 595
фонон 476
фотон 18, 36, 58, 73, 95, 136

Х

характеристики
- ионизирующих излучений 435-439, 516-545
- радиационных полей 105, 338,

435, 519, 529, 531, 556

- радиоактивного распада 337, 338, 426
- ядерных реакций 194-211, 156-189
характерное ядерное время 157, 209
хризотил-асбест 590

Ц

целевое применение ионизирующих излучений 228, 293
целостность нуклида 195

Ч

четно-четные ядра – см. *ядра*
черенковское излучение –
см. *излучение*

Ш

широкий пучок излучения 105, 571
шкала электромагнитных излучений 73
шкала ядерных событий международная 379

Щ

щелевой источник излучения 242, 247, 361
щитовидная железа 265, 272, 509, 524, 609, 622

Э

эквивалентная доза 517, 518, 521, 529, 532, 535, 569, 574
экспозиционная доза 436, 443, 517, 527, 532, 543

экспозиция энергетическая 437
электромагнитное взаимодействие –
 см. *фундаментальное взаимодействие*
электрон 18, 21, 26, 30, 33, 34, 35
электронное равновесие 461, 517, 538
электронный захват 120, 122, 126, 129, 148, 268, 448
экология 16, 17, 24, 379, 404, 641
экосистема 24
элементарные частицы 17, 18, 30, 59, 72, 151, 160, 636
энергия активации 202
энергия связи ядра 162
 - удельная 162, 205
эффект Комптона 91, 92, 93, 461, 562
эффект лечения радоном 513
эффективный пробег частиц в веществе 451-458
 - линейный 458
 - массовый 451, 457, 458

Ю

южный магнитный полюс 56, 57

Я

ядерное оружие 278, 281, 282, 286, 292, 294, 298, 393
ядерное топливо 330-342
 - переработка и утилизация (см. также *торекс-процесс*) 366
 - производство для АЭС 332-334
 - обращение 330, 334, 341, 399, 640
 - отработавшее 64, 330, 336, 341,

342, 366, 399, 640
 - свежее 334
 - хранение 335, 34, 399, 640
ядерные взрывы 202, 284-286, 290, 296, 393, 397, 486
 - военного назначения
 - испытательные 393
ядерные изомерные переходы 134
ядерные изомеры 104, 107, 119, 134-138, 144, 266, 298, 362
ядерные превращения 72, 102, 133, 156, 157
 - вынужденные 103, 156, 157, 169, 197, 199, 501
 - спонтанные 102, 107, 132, 142, 156, 159, 197, 199, 502
ядра атомные (см. также *ядро атомное*)
 - нечетно-нечетные 27, 127, 128
 - четно-нечетные 27, 127, 128
 - четно-четные 27, 119, 127-130
ядерная фотодиссоциация 182
ядерные реакции
 - искусственные 171, 198, 270, 428
 - естественные 171, 198
 - не прямые 157, 158, 198
 - неравновесные 156, 188, 194
 - прямые 157, 187, 198, 487
 - равновесные 156, 194
 - фотоядерные 171, 182-188, 194, 248, 337, 460, 461
 - экзoэнергетические (энергетически выгодные) 168, 143, 160, 168, 170, 198, 199, 206,
 - эндoэнергетические (энергетически затратные) 162,

- 168, 172, 198
- деления нуклидов 103, 115, 117, 143, 146, 171, 183, 194, 202, 217
- синтеза нуклидов 172
- ядерный заряд 218, 278, 283-287, 292, 293, 295, 303
- ядерный фотоэффект 171, 182, 460-462, 563
- ядерное оружие 61, 278, 281-286, 290-294, 297, 378, 393
- средства доставки 293
- ядро
 - атомное (см. также *нуклид*) 26-31, 58, 104, 194, 341, 448, 563
 - клетки биологической 492

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Погосов А.Ю., Сухов А.К. Методические вопросы дозиметрии ионизирующих и неионизирующих излучений радиационных источников // Сборник научных трудов СИАЭИП – 2003. – С.103-107
2. Погосов А.Ю., Слюсенко М.Е. О некоторых проблемах метрологии в дозиметрии и радиологии // Ядерная и радиационная безопасность. Т.5, вып.2, 2002. – с.76-80
3. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов / Пер. с англ. Кухаркина Н.Е., Хрулева А.А., Хрусталева А.В., Самарина Е.Н., под ред. Лалетина Н.И. – М.: Госатомиздат, 1961. – 343 с.
4. Чолоков В. Нобелевские премии. Ученые и открытия / Пер. с болгарского Никольского А.С., под ред. Шамина А.Н. – М.: Мир, 1987. – 369 с.
5. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений / Под ред. Столяровой Е.Л. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 462 с.
6. Иванов В.И. Курс дозиметрии. – М.: Атомиздат, 1978. – 392 с.
7. Военно-полевая терапия / Под ред. Молчанова Н.С., Гембицкого Е.В. – Л.: Медицина, 1973. – 239 с.
8. Мэрион Дж. Б. Общая физика с биологическими примерами / Пер. с англ. Буданова В.Г., Кондрашевой А.Н., Суханова М.А., Трифонова В.Ф./ Под ред. Суханова А.Д. – М.: Высшая школа, 1986. – 623 с.
9. Молекулярные аспекты действия радиопротектора индралина / Чернов Г.А., Шлякова Т.Г., Шарыгин В.Л. и др. // Изв. РАН, сер. биол., 1994. – № 1. – С. 20-37.
10. Защитная активность мексамина и индралина при интенсивном электромагнитном облучении крыс / Давыдов Б.И., Солдатов С.К., Зуев В.Г., Ушаков И.Б. // Радиационная биология. Радиоэкология, 1995. – Т. 35, вып. 1. – С. 74-77.
11. Владимиров В.Г., Красильников И.И., Арапов О.В. Радиопротекторы: структура и функция. – Киев: Наук. Думка, 1989. – 264 с.
12. Фридович И.В. В кн.: Свободные радикалы в биологии. Пер. с англ. – М., 1979. – С. 272-314.
13. Афанасьев И.Б. // Успехи химии. – 1979. – Т. 48, № 6. – С. 977-1014.
14. Афанасьев И.Б. В кн.: Кислородные радикалы в химии и биологии. – Минск, 1984. – С. 13-29

15. Ланкин В.З. В кн.: Биохимия липидов и их роль в обмене веществ. – М., 1981. – С. 75-95.
16. Кудряшов Ю.Б. Химическая защита от лучевого поражения // Биология, 2000. – 344 с/
17. Гончаренко Е.Н., Кудряшов Ю. Б. Химическая защита от лучевого поражения. – М.: Изд-во МГУ, 1985. – 147 с.
18. Бать Г.А. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. – М.: Энергоиздат, 1982 г. – 234 с.
19. Кахан Т., Гози М. Физика и расчет ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1960. – 217 с.
20. Кондратьев В.Н. Взаимодействие нейтронов с ядрами // Успехи физических наук, 1948 (февраль). – Т. XXXIV/ Вып. 2. – С.36-49
21. Антонов Н.С. Химическое оружие на рубеже двух столетий. – М., 1994. – С. 137-145.
22. Беспалов А.Ю., Звартау Э.Э. Нейрофармакология антагонистов NMDA-рецепторов. – С-Пб.: Невский диалект, 2000. – С. 28-29, 79-96.
23. Веселовская Н.В., Коваленко А.Е. Наркотики: свойства, действие, фармакокинетика, метаболизм. – М.: Триада-Х, 2000. – С. 136-170.
24. Жеребченко П.Г. Противолучевые свойства индолил-алкиламинов. – М.: Атомиздат, 1971. – 200 с.
25. Гусев Н.Г. и др. Защита от ионизирующих излучений. – М., 1989. – Т. 1-2. – 327 с.
26. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. Пер. с англ. – М., 1975. – 241 с.
27. Вайнберг С. Свет как фундаментальная частица. Пер. с англ. // УФН, 1976. – Т. 120, Вып. 4. – С. 677-681.
28. Лакомкин В.Л., Коркина О.В. и др. Защитное действие убихинона (коэнзим Q10) при ишемии и реперфузии сердца // Кардиология, 2002. – № 12. – С. 51-55.
29. Ланкин В.З., Тихазе А.К., Беленков Ю.Н. Свободнорадикальные процессы при заболевании сердечно-сосудистой системы // Кардиология, 2000. – № 40 (7). – С. 48-61.
30. Ланкин В.З., Тихазе А.К., Беленков Ю.Н. Антиоксиданты в комплексной терапии атеросклероза: pro et contra // Кардиология, 2004. – № 2. – С. 72-81.

31. Ланкин В.З., Тихазе А.К., Беленков Ю.Н. Антиоксиданты и комплексная терапия атеросклероза. Пособие для врачей. – Москва, 2006. – 218 с.
32. Школьников М.А. Отчет Ассоциации детских кардиологов России по применению кудесана. Применение антиоксидантного препарата кудесан (коэнзим Q10 с витамином Е) в кардиологии. – Москва, 2002. – 265 с.
33. Bayrh V.A., Abukhalaf I.K., Ganafa A.A. Effect of palm oil on blood pressure, endothelial function and oxidative stress // PIPOC, 2003. International Palm Oil Congress. Food Technology and Nutrition Conference. 24-28 August, 2003. – P. 280-283.
34. Chopra P.K., Goldman R. Int. J. Vit. Nutr. Res. 1998, 68(2). – P. 109-113.
35. Langsjoen P.H., Langsjoen A.M. Overview of the CoQ10 in cardiovascular disease // BioFactors, 1999. – № 9. – P. 273-284.
36. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. Справочник. – М.: Атомиздат, 1968. – 388 с.
37. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Цепочки радиоактивных превращений/ Справочник. 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 108 с.
38. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Радиоактивные цепочки: Справочник. 2-е Изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 111 с.
39. Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере. Справочник. 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 256 с.
40. Пути миграции искусственных радионуклидов в окружающей среде. Радиоэкология после Чернобыля / Апплби А.Дж., Девелл Л., Мишра Ю.К. и др. Под ред. Ф. Уорнера и Р. Харрисона. Пер. с англ. под ред. А.Г. Рябошапко. – М.: Мир, 1999. – 512 с.
41. Кесслер Г. Ядерная энергетика / Пер. с англ. под ред. Ю. И. Митяева. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 264 с.
42. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Деление ядер / Пер. с англ. под ред. М.В. Струтинского // Ядерные свойства тяжелых элементов. – М.: Атомиздат, 1969. – 245 с.
43. Барковский Е.В. Взрыв на Чернобыльской АЭС в геофизическом аспекте // Аномалия, 1995. – № 8.
44. Пределы поступления радионуклидов для работающих с радиоактивными веществами в открытом виде // МКРЗ – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 60 с.

45. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения // МКРЗ - П. 38. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 95 с.
46. Age-Dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 1// ICRP– Oxford: Pergamon Press, 1989. – 122 p.
47. Radiation protection 1990: Recommendations of the International Commission on Radiological Protection (ICRP) // ICRP, P.60. – New York: Pergamon Press, 1991. – 197 p.
48. Principles for intervention for Protection of the Publik in a radiological Emergency // ICRP – New York: Pergamon Press, 1991. – P. 63.
49. Защита от радона-222 в жилых помещениях и на рабочих местах // МКРЗ, П. 65. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 78 с.
50. Human Respiratory Tract Model Radiological Protection // ICRP – Oxford: Pergamon, 1994. – 482 p.
51. Age-Dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 2. Ingestion Dose Coefficients // ICRP – Oxford: Pergamon, 1993. – 166 p.
52. Age-Dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 3. Ingestion Dose Coefficients // ICRP – Oxford: Pergamon, 1995. – 74 p.
53. Age-Dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 4. Inhalation Dose Coefficients // ICRP – Oxford: Pergamon, 1995. – 405 p.
54. Cristy M., Eckerman K.F. Specific Absorbed Fraction of Energy at Various Ages from Internal Photon Source. – ORNL/TM-8391/V1-7. – Oak Ridge: Oak Ridge National Laboratory, 1987.
55. Международные основные нормы безопасности для защиты от ионизирующих излучений и безопасного обращения с источниками излучения // Серия изданий по безопасности № 115. – Вена: МАГАТЭ, 1997. – 382 с.
56. Intervention Criteria in a Nuclear or Radiation Emergency // Safety Series No. 109. – Vienna: IAEA, 1994. – 119 p.
57. Критерії для прийняття рішень про заходи захисту населення у випадку аварії ядерного реактора (Затв. МОЗ СРСР від 16.05.90 р.) . – М., 1990. – 16 с.
58. Effective doses due to external irradiation from the Chernobyl accident for different population groups of Ukraine / Likhtariov I., Kovgan L., Novak D.,

- Vavilov S., Jacjb P., Herwig G., Paretzke H. // *Health Phys.* 70 (1), 1996. – P. 87-98.
59. Internal exposure from the ingestion of foods contaminated by ^{137}Cs after Chernobyl accident. Report 1. Geeneral model: ingestion doses and countermeasure effectiveness for the abults of Rovno Odlast of Ukraine / Likh-tariov I., Kovgan L., Vavilov S., Gluvchimsky R., Perevoznikov O., Litvinets L., Anspaugh L., Kercher J., Bouvblle A. // *Health Phys.* 70 (3), 1996. – P. 297-317.
60. Nuclear Power: Accidental releases - practical guidance for public health action // WHO Regional Publication, European Series. – N 21. – Copenhagen, 1987. – 47 p.
61. Management of contaminated terrbtories – Radiological principles and practice / Per Jensen H., Belyaev S., Demin V., Rolevich I., Likhtariov I., Kovgan L., Bariakhtar V. // *The radiological consequences of the Chernobyl accident. Proceedings of the first international conference. Minsk, 18-22 March 1996.* – Minsk, 1996. – P. 325-338.
62. Geuther J., Danon Y., Saglime F. Nuclear Reactions Induced by a Pyroelectric Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 96, 054803 - 2006.
63. Аксенов В.Л. Импульсные реакторы для нейтронных исследований // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1995. – Т. 23, вып. 6. – С. 14-49.
64. Бета- и гамма- спектроскопия. Сборник . – Пер. с англ. – М.: Изд-во иностр. литературы, 1959. – 127 с.
65. Де-Бенедетти С. Ядерные взаимодействия. Пер. с англ. – М., 1968. – 255 с.
66. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М., 1970. – 354 с.
67. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. – М., 1976. – 385 с.
68. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник. – М., 1977. – 400 с.
69. Гусев Н.Г., Дмитриев П. П. Радиоактивные цепочки. Справочник. – М., 1978. – 88 с.
70. Гречухин Д.П. Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. – М., 1978. – 258 с.

71. Поликанов С.М. Ядерные изомеры формы // УФН, 1972. – Т. 107, вып. 4. – С.685-695.
72. Михеев А.К. Некоторые аспекты технологического терроризма // Пожарная безопасность, 1999. – Вып. 3. – С.88-93.
73. Antonovski A., Kagan L., Stavrov A. Equipment of high sensitivity to detect smuggled radioactive materials across the “EAST-WEST” Border // IAEA-TECDOC-1045. – P. 287-291.
74. Смирнов В.Н, Чубаров М.Г. К вопросу о радиоактивном терроризме. Оперативное прикрытие // Формула безопасности, 2000. – Вып. 5(8). – С. 14-16.
75. IAEA-TECDOC-1311. Предотвращение непреднамеренного перемещения и незаконного оборота радиоактивных материалов// Бюллетень МАГАТЭ. – Т. 41, №3, 1999.
76. IAEA-TECDOC-1312. Обнаружение радиоактивных материалов на границе// Бюллетень МАГАТЭ. – Т. 41, №3, 1999.
77. IAEA-TECDOC-1313. Реагирование на события, связанные с непреднамеренным перемещением или незаконным оборотом радиоактивных материалов// Бюллетень МАГАТЭ. – Т. 41, №3, 1999.
78. Amsler C. et al. (Particle Data Group), PL B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition — URL (<http://pdg.lbl.gov>)
79. Blok B., Frankfurt L., Strikman M. On the shape of a rapid hadron in QCD, // Preprint MSU SINP (препринт НТБ: 0811.3737), 2008.
80. Richard N. Boyd Big bang nucleosynthesis // Nuclear Physics A., 2001. –Т. 693, № 1-2. – P. 249-257.
81. Ривлин Л.А. Ядерный гамма-лазер: эволюция идеи // Квантовая электроника, 2007. – В. 37 (8). – С. 723-744.
82. Zadernovsky A.A. Gamma-ray laser with hidden population inversion of nuclear states // Laser Physics, 2007. – V. 17, No 4. – P. 316-323.
83. Rivlin L.A., Zadernovsky A.A. Nuclear gamma-ray laser: a comparative analysis of various schemes // Laser Physics, 2010. – V. 20, No 5. – P. 971-976.
84. Varlamov V.V., Peskov N.N. Evaluation of (γ, xn) , (γ, sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, and (γ, f) Reactions Cross Sections for Actinides Nuclei ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu : Consistency Between Data Obtained Using Quasimonoeenergetic Annihilation and Bremsstrahlung Photons // Preprint MSU SINP, 2007.
85. Ishkhanov B.S., Varlamov V.V. // Nuclear physics. – 67 (2004) . – P.1691.

86. Бункин Ф.В., Держнев В.И., Яковлевко С.И. О перспективах усиления света далекого УФ диапазона // Квантовая электроника, 1981. – Т. 8. – С. 16-21.
87. Key M.H. Laboratory production of X-ray lasers // Nature, 1985. – V. 316. – 314 p.
88. Matthews D. L. et al. Demonstration of a soft X-ray amplifier // Phys. Rev. Lett., 1985. – V. 54. – 110 p.
89. Elton R.C. X-Ray lasers. – N.Y., 1990. – 200 p.
90. Гудилин Д.А. УФ-сушилки для печатных машин // Компьютарт, 2006. – Вып. 11. – С. 25-26.
91. Групповые константы для расчёта ядерных реакторов / Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. – М.: Атомиздат, 1964. – 233 с.
92. Групповые константы для расчёта реакторов и защиты. Справочник / Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. – М.: Энергоиздат, 1981. – 229 с.
93. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93 // Верификационный отчет. – М.: ЦНИИАИ, 1995.
94. Кочетков А.Л., Программа CARE – расчет изотопной кинетики, радиационный и экологический характер ядерного топлива при его облучении и выдержке // Препринт ФЭИ -2431, 1995.
95. Hermann O.W., Westfall R. M. ORIGEN-S: SCALE system module to calculate fuel depletion, actinide transmutation, fission product buildup and decay, and Association source terms // NUREG/CR-0200, 1995. – Revision 4. – Vol. 2, section F7.
96. Forrest R.A., Encacott D.A., Khursheed J. A. FISPACT – Program Manual // Nuclear Physics Division, Harwell Laboratory. – AERE-M3634, 1988.
97. Vnukov V. and et al. Burnup Credit Calculational Estimations and Possibilities of their Experimental Validation // 7th International Conference on Nuclear Criticality Safety. – Versailles, France, September 1999.
98. Kopecky J., Nierop D. Contents of EAF-3 // ECN-1-92-023. – 1992.
99. Николаев М.Н. и др. Современное состояние библиотеки констант БНАБ-93 / Николаев М.Н., Забродская С.В., Кошечев В.Н., Цибуля А.М. // Отчет ФЭИ № 9866, 1998.
100. Попов Э.П. и др. Оценка активности и объемов твердых радиоактивных отходов реактора БН-350 при выводе из эксплуатации / Попов Э.П.,

- Цикунов А.Г., Забродская С.В., Грабежной В.А. // Доклад на 7-ой Российской научной конференции «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок», г. Обнинск, 22-24 сент. 1998. – Обнинск, 1999.
101. Попов Э.П. и др. Оценка допустимого содержания примесей в малоактивируемых материалах защиты быстрых реакторов / Попов Э.П., Забродская С.В., Цикунов А.Г., Усанов В.И. // Доклад на 7-ой Российской научной конференции: «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок», г. Обнинск, 22-24 сент. 1998. – Обнинск, 1999.
102. Кочетков Л.А. и др. Исследования наведенной активности снятого с эксплуатации корпуса БР-5 / Кочетков Л.А., Цикунов А.Г., Мамаев Л.И., Попов Э.П., Забродская С.В., Хохлов А.Г. // Материалы международного семинара по ядерной безопасности, г. Кадараш, 1997. – Кадараш, 1997.
103. Усанов В.И. и др. Радиоэкологические свойства натриевого, свинцово-висмутного и свинцового теплоносителей в реакторах на быстрых нейтронах / Усанов В.И., Панкратов Д.В., Попов Э.П., Маркелов П.И., Рябая Л.Д., Забродская С.В. // Ядерная энергетика, 1999. – Вып. 2. – С. 10-14.
104. Halsall M.J. A Summary of WIMSD4 Input Options // AEEW- M 1327. – 1980.
105. Жердев Г.Н., Кощеев В.Н. Современное состояние 69-групповой системы констант WIMS // ABBN. Отчет ФЭИ-9861. – 1998.
106. Клавдиенко В.П. Мировая торговля энергоресурсами // Энергия: экономика, техника, экология, 2003. – Вып. 7. – С. 2-9.
107. Куценко С.А. Технический прогресс и пути снижения техногенного загрязнения окружающей среды // Современные проблемы промышленной экологии: материалы международной научно-практической конференции. – Орел, 2000. – С. 15-20.
108. Клименко В.В., Клименко А.В., Терешин А.Г. Сокращение выбросов малых парниковых газов как альтернатива снижению эмиссии углекислого газа. Ч.1 // Теплоэнергетика, 2000. – Вып. 6. – С. 6-12.
109. Саламов А.А. Развитие ТЭС, работающих на угле. // Теплоэнергетика, 2000. – Вып. 8. – С. 75-76.
110. Ваганов П.А. Ядерный риск. Учеб. Пособие. – С-Пб.: Изд-во С-Петербурга. ун-та, 1997. – С. 112.
111. Карташов В.В. Радіаційний вплив викидів АЕС та ТЕС України на

- навоколишнє середовище та населення. Автореф. дис. канд. техн. наук: 21.06.01 // Український НДІ екологічних проблем. – Х., 2004. – 21 с.
112. INES, Руководство для пользователей международной шкалы ядерных и радиологических событий. – Вена: МАГАТЭ, 2010. – 235 с.
113. Хирш Д., Мэтьюз У. Водородная бомба: кто выдал секрет — УФЯ161(5) 154(1991), пер. с англ. -The Bulletin of the Atomic Scientists 1/2 ,1990. –Р. 22.
114. Харитон Ю.Б., Смирнов Ю.Н. Мифы и реальность советского атомного проекта. Сб. статей. – Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1994. –252 с.
115. Харитон Ю.Б., Смирнов Ю.Н. О некоторых мифах и легендах вокруг советских атомного и водородного проектов // Ежемесячный журнал Президиума Российской академии наук – «Энергия», 1993. – Т. 9, вып. 2. – С. 20-25.
116. Khariton Yu, Smirnov Yu. The Khariton Version// The Bulletin of the Atomic Scientists . – V.5, 1993. – P.20.
117. Герштейн С.С. Из воспоминаний о Я. Б. Зельдовиче // УФН161 (5) 170, 1991. – С. 3-6.
118. Герштейн С.С. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников). – М.:Наука, 1993. –180 с.
119. Использование ядерной энергии лёгких элементов / Гуревич И.И., Зельдович Я.Б., Померанчук И.Я., Харитон Ю.Б. // УФН 161 (5) 17, 1991.
120. Романов Ю.А. Отец советской водородной бомбы // Природа, 1990. – Вып. 8 (21). – С. 15-18.
121. Сахаров А. Воспоминания. – Нью-Йорк: Изд-во имени Чехова, 1990. – С. 241-242.
122. Бельнов В.К., Бекман И.Н., Сафонов М.С. Режимы диффузионной кинетики газа в микрогетерогенных материалах // Журн. физич. химии, 1995. – Т. 69, вып. 9.– С. 1566-1571.
123. High-efficiency separation of ethylene/ethane mixture by a large-scale liquid-membrane contactor containing flat-sheet non-porous polymeric gas-separation membranes and selective flowing-liquid absorbent / Bessarabov D.G., Sanderson R.D., Jacobs E.P., Beckman I.N. // Ing. Eng. Chem. Res., 1995. – V. 34. – P.1769-1778.
124. Use of nonporous polymeric flat-sheet gas-separation membranes in a membrane-liquid contactor: Experimental studies / Bessarabov D.G., Jacobs E.P., Sanderson R.D., Beckman I.N. // J. Membr. Sci., 1996. – V.

113. – P. 275-284.
125. Бельнов В.К., Бекман И.Н. Диффузионная кинетика сорбционно-десорбционных процессов в микрогетерогенных средах // Ж. физической химии, 1996. – Т. 70, вып. 6. – С. 1108-1113.
126. Бекман И.Н., Железнов А.В., Лоза К.А. Метод концентрационных волн в диагностике неоднородностей структуры материала // Вестник МГУ, серия 2: химия, 1996. – Т. 37, вып. 2. – С. 173-176.
127. Integrated membrane systems for gas separation in biotechnology: potential and prospects / Teplyakov V., Sostina E., Beckman I., Netrusov A. // Word Journal of Microbiology and Biotechnology, 1996. – V. 12. – P. 477-485.
128. Бекман И.Н. Кинетика газопроницаемости активных мембран // Вестник МГУ, серия 2: химия, 1997. – Т. 38, вып. 3. – С. 202-207.
129. Бекман И.Н. Аналитическое решение задачи диффузии газов в активных средах при сложных краевых условиях // Вестник МГУ, серия 2: химия, 1997. – Т. 38, вып. 4. – С. 273-277.
130. Balek V., Beckman I.N. Thermostimulated inert gas release analysis in the diagnostics of materials // Thermochemica Acta., 1997. – V. 295. – P. 147-165.
131. Бельнов В.К., Бекман И.Н. Кинетика газопроницаемости мембран микрогетерогенной структуры: обработка экспериментальных результатов и дискриминация моделей // Журнал физической химии, 1998. – Т. 72, вып. 2. – С. 301-305.
132. Бекман И.Н. Радиоактивные газовые зонды в диффузионно-структурном анализе твердых тел и твердофазных процессов // Радиохимия, 1998. – Т. 40, вып. 2. – С. 150-159.
133. Бекман И.Н., Бунцева И.М. Методические основы метода радионуклидной сорбционной дефектоскопии // Радиохимия, 1998. – Т. 40, вып. 2. – С.160-167.
134. Бекман И.Н., Бунцева И.М. Метод радионуклидной газосорбционной дефектоскопии в диагностике неоднородности поверхности полимерных материалов // Радиохимия, 1998. – Т. 40, вып. 2. – С. 168-176.
135. Beckman I.N., Balek V. Emanation thermal analysis of low-density polyethylene irradiated by electron beam // Thermochemica Acta, 1998. – V. 320. – P. 169-176.
136. Balek V., Beckman I.N. Modelling thermal decomposition of solids as reflected by gas evolution curves // Thermochemica Acta, 1988. – V. 248. – P. 221-227.

137. Beckman I.N., Balek V. Theory of emanation thermal analysis. IX. Inert gas release during thermal decomposition of solids // *Thermal Analysis and Calorimetry*, 1999. – V. 55. – P. 123-134.
138. Бекман И.Н. Анализ радиационных полей в томографии на диффузионных газовых зондах // *Радиохимия*, 1999. – Т. 41, вып. 2. – С. 136-143.
139. Бекман И.Н. Ядерная спектроскопия в томографии на γ -излучающих диффузионных газовых зондах // *Радиохимия*, 1999. – Т. 41, вып. 2. – С. 144-149.
140. Бекман И.Н. Микровторадиография в диффузионно-структурном анализе на γ -излучающих радиоактивных газовых зондах // *Радиохимия*, 1999. – Т. 41, вып. 4. – С. 358-363.
141. Бекман И.Н., Бессарабов Д. Г., Сандерсон Р. Д. Интегрированные мембранные системы с подвижным жидким носителем // *Вестник МГУ, серия 2: химия*, 1999. – Т. 40, вып. 6. – С. 408-413.
142. Бекман И.Н., Бунцева И.М. Метод радионуклидной сорбционной дефектоскопии в диагностике приповерхностных слоев фторированного полиэтилена // *Вестник МГУ, серия 2: химия*, 1999. – Т. 40, вып. 6. – С. 414-418.
143. Бекман. И.Н. Нестационарная диффузионная томография на радиоактивных газовых зондах // *Радиохимия*, 1999. – Т. 41, вып. 6. – С. 537-542.
144. Бекман И.Н. Оптимизация диффузионной томографии на радиоактивных газовых зондах // *Радиохимия*, 1999. – Т. 41, вып. 2. – С. 543-549.
145. Бекман И.Н., Бунцева И.М. Диффузионно-структурный анализ облученной кабельной изоляции // *Вестник МГУ, серия 2: химия*, 2000. – Т. 41, вып. 1. – С. 51-61.
146. Annealing of glass surface roughness and substance irregularities characterised by means of emanation thermal anaysis / Balek V., Banda T., Beckman I.N, Malek Z., Subrt J. // *Thermal Analysis and Calorimetry*, 2000. – V. 69. – P. 989-996.
147. Бельнов В.К., Бекман И.Н. Определение области применения модели двойной сорбции для обработки диффузионных экспериментов в микрогетерогенных средах // *Вестник МГУ, серия 2: Химия*, 2000. – Т.41, вып. 2. – С. 129-135.
148. Бекман И.Н. Комплексная диффузионно-зондовая томография гетерогенных сред // *Радиохимия*, 2000. – Т. 42, вып. 2. – С. 180-187.

149. Бекман И.Н. Радиоактивные диффузионные газовые зонды в дефектоскопии пленочных материалов // Радиохимия, 2000. – Т. 42, вып. 3. – С. 247-253.
150. Бекман И.Н., Бессарабов Д.Г., Сандерсон Р.Д. Диффузионные процессы в абсорбционном модуле мембранного контактора // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2000. – Т. 41, вып.4. – С. 266-270.
151. Адсорбционные и транспортные характеристики угольных волокон / Бекман И.Н., Балеk В., Матушек Г., Кеттруп А. // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2000. – Т. 41, вып. 5. – С. 338-342.
152. Бекман И.Н., Бессарабов Д.Г., Сандерсон Р.Д. Разделение газовой смеси в абсорбционном модуле мембранного контактора // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2001. – Т. 42, вып. 1. – С. 60-66.
153. Balek V., Beckman I.N. Theory of emanation thermal analysis: X. Characterization of morphology changes during hydratation of cementitious binders // Thermal Analysis and Calorimetry, 2002. – V. 67. – P. 37-47.
154. Beckman I.N., Balek V. Theory of emanation thermal analysis XI. Radon diffusion as the probe of microstructure changes in solids // Thermal Analysis and Calorimetry, 2002. – V. 67. – P. 49-61.
155. Emanation thermal analysis. Ready to fulfill the needs of materials characterization / Balek V., Subrt J., Mitsunashi T., Beckman I.N., Gyoryova K. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2002. – V. 67. – P. 15-35.
156. Thermal behavior of titania based materials. Mathematical modeling of emanation thermal analysis / Balek V., Zelenak V., Mitsunashi T., Beckman I.N., Haneda H., Bezdicak P. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2002. – V. 67. – P. 63-72.
157. Воробьев А.В., Бекман И.Н. Проницаемость аммиака и диоксида углерода через перфторированные сульфокатионитовые мембраны в различных ионных формах // Известия российской академии наук, серия химическая, 2002. – Вып. 2. – С. 262-268.
158. Шкловский И.С. Вселенная, жизнь, разум. 5- изд., перераб и доп. —М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1980. – 352 с.
159. Effect of gas environment on titania films microstructure characterized by emanation thermal analysis / Balek V., Mitsunashi T., Bountseva I.M., Beckman I.N., Malek Z., Subrt J. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2002. – V. 69. – P. 93-101.

160. Бекман И.Н. и др. Вариации радиационного поля в северной части Азовского моря / Бекман И.Н., Хасков М.А., Пасека В.И., Панаркина Л.Е., Рязанцев Г.Б. // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2003. – Т. 44, вып. 2. – С. 140-148.
161. Бекман И.Н. Диагностика базальтовых волоконных адсорбентов // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2003. – Т. 44, вып. 5. – С. 342-351.
162. Бекман И.Н. и др. Вариации радиационного фона и климатических параметров в северной части Азовского моря / Бекман И.Н., Хасков М.А., Пасека В.И., Панаркина Л.Е., Рязанцев Г.Б. // Вестник МГУ, серия 2: химия, 2003. – Т. 44, вып. 2. – С. 140-148.
163. Emanation thermal analysis study of synthetic gibbsite. Evaluation of experimental ETA results by mathematical modeling / Balek V., Subrt J., Rouquerol J., Llewellyn P., Zelenak V., Bountsewa I.M., Beckman I.N., Gyoryova K. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2003. – V. 71. – P. 773-782.
164. Study of natural and ion exchanged vermiculite by emanation thermal analysis, TG, DTA and XRD / Perez-Maqueda L.A., Balek V., Poyato J., Perz-Rodriguez J.L., Subrt J., Bountsewa I.M., Beckman I.N., Malek Z. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2003. – V. 71. – P. 715-726.
165. Diffusion-structural analysis study of titania films deposited by sol-gel technique on silica glass / Balek V., Mitsuhashi T., Bountsewa I.M., Haneda H., Malek Z., Subrt J. // J. Soil-Gel Sci. Technol., 2003. – V. 26. – P. 185-189.
166. Thermal behaviour of synthetic pyroaurite-like anionic clay / Kovanda F., Balek V., Dornicak V., Martinec P, Maslan M., Bilkova L., Kolousek D., Bountsewa I.M. // Thermal Analysis and Calorimetry, 2003. – V. 71. – P. 727-737.
167. Бекман И.Н., Бунцева И.М., Балеk В. Термический анализ базальтовых волоконных адсорбентов // Радиохимия, 2004. – Т. 46, вып. 1. – С. 78-83.
168. Бекман И.Н., Балеk В., Бунцева И.М. Эманиационно-термический анализ перовскита // Ж. Радиохимия, 2004. – Т. 46, вып. 3. – С. 272-279.
169. Ахиезер А.И., Рекало М.П. Биорграфия элементарных частиц. – К.: Наукова думка, 1983. – 288 с.
170. Дорфман Я.Г. Всемирная история физики с начала 19 века до середины 20 века. – М., 1979. – 328 с.
171. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – К.: Изд-во «Эдельвейс», 1994. – 336 с.
172. Кемпфер Ф. Путь в современную физику. – М.: Мир, 1972. – 375 с.
173. Крейчи В., Мир глазами современной физики. – М.: Мир. – 1974. – с.

311.

174. Мякишев Г.Я. Элементарные частицы. – М.: Просвещение, 1977. – 144 с.
175. Пасічний А.П. Фізика елементарних частинок. – К.: Вища школа, 1980. – 262 с.
176. Савельев И.В. Курс физики. – М.: Наука, 1989. – 352 с.
177. Смирнов А. Ю. Насколько тяжелы нейтрино? // Ядерная физика, 1981. – Т. 34, вып. 6. – С. 15-47.
178. Скуридин В.С., Методы и технологии получения радиофармпрепаратов. Учебное пособие. – Томск: Изд. ТПУ, 2007. – 97 с.
179. Куренков Н.В., Шубин Ю.Н. Радионуклиды в ядерной медицине (получение и использование). – Обнинск: ФЭИ-2429, 1995. – 198 с.
180. Производство изотопов // В кн.: «20 лет производства и применения изотопов и источников ядерных излучений в народном хозяйстве СССР». – М.: Атомиздат, 1973. – 273 с.
181. Соколов В.А. Генераторы короткоживущих радиоактивных изотопов. – М.: Атомиздат, 1975. – 260 с.
182. Рябухин Ю. С., Шальнов А. В. Ускоренные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1980. – 192 с.
183. Комов А.И. и др. Новые технологии производства радиофармпрепаратов на основе короткоживущих радионуклидов, получаемых на циклотроне и ядерном реакторе НИИ ЯФ ТПУ / Комов А.И., Скуридин В.С., Рыбасов А.Г., Головков В.М. // Изв. Вузов. Физика, 1998. – Вып. 4. – 183 с.
184. Циклотрон в решении научных и практических задач / Сб. статей под ред. Головкова В. – Томск: Изд. ТПУ, 1999. – 103 с.
185. Изотопы: свойства, получение, применение / Под. Ред. В. Ю. Баранова. – М.: Изд. АТ, 2000. – 98 с.
186. The Enrichment Meter—A Simple Method for Measuring Isotopic Enrichment / Reilly T.D., Walton R.B. and Parker J.L., G. Robert Keepin. // Nuclear Safeguards Research and Development Program Status Report, September-December, 1970. – Comp., Los Alamos Scientific Laboratory report LA-4605-MS. – P. 19-20.
187. Parker J.L. and Reilly T.D. The Enrichment Meter as a Concentration Meter // Nuclear Analysis Research and Development, September-December, 1972. – Comp., Los Alamos Scientific Laboratory report LA-5197-PR. – P. 11-12.

188. Reilly T.D. et al. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. The PANDA Manual // Hastings A. Smith. The Measurement of Uranium Enrichment, 1991. – P. 62.
189. Parker J.L. and M. Brooks. Accurate and Wide-Range Uranium Enrichment Measurements by Gamma-Ray Spectroscopy. – LA-11277-MS, 1988. – 181 p.
190. Kull L.A. and Ginaven R.O. Guidelines for Gamma-Ray Spectroscopy Measurements of ^{235}U Enrichment // Brookhaven National Laboratory report BNL-50414, 1974. – 134 p.
191. Reilly T.D. Gamma-Ray Measurements for Uranium Enrichment Standards // Measurement Technology for Safeguards and Materials Control. – NBS Special Publication 582. – National Bureau of Standards, 1980. – 253 p.
192. Canada T.R. and B. Stephen Carpenter. Eds., Proc. ANS Topical Meeting. – Kiawah Island, South Carolina, November, 26-30, 1979. – P. 14-16.
193. Matussek P. Accurate Determination of the ^{235}U Isotope Abundance by Gamma-Ray Spectroscopy: A User's manual for the Certified Reference Material EC-NRM-171/NBS-SRM-969 // Kernforschungszentrum Karlsruhe Report KfK 3752, 1985. – 362 p.
194. Черенков П.А., Видимое свечение чистых жидкостей под действием -радиации // ДАН СССР, 1934. – Т. 2, вып. 8. – 451 с.
195. Вавилов С.И., О возможных причинах синего g-свечения жидкостей // ДАН СССР, 1934. – Т. 2, вып. 8. – 457 с.
196. Тамм И.Е., Франк И.М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // Доклады АН СССР, 1937. – Т. 14, вып. 3. – 107 с.
197. Черенков П.А., Тамм И.Е., Франк И.М. Нобелевские лекции. – М., 1960. – 262 с.
198. Джелли Дж. Черепковское излучение и его применения. Пер. с англ. – М., 1960. – 122 с.
199. Зрелое В.П., Франк И.М. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М., 1968. – 294 с.
200. Russell J.T. Method and Apparatus for Nondestructive Determination of ^{235}U in Uranium // Патент США № 3 389 254, 1968.
201. The Enrichment Meter—A Simple Method for Measuring Isotopic Enrichment / Reilly T.D., Walton R.B. and Parker J.L., G. Robert Keepin // Nuclear Safeguards Research and Development Program Status Report, September-December, 1970. – Comp., Los Alamos Scientific Laboratory report LA-4605-

- MS, 1970. – P. 19-20.
202. Parker J.L. and Reilly T.D. The Enrichment Meter as a Concentration Meter // Nuclear Analysis Research and Development, September-December, Los Alamos Scientific Laboratory report LA-5197-PR, 1972. – P. 11.
203. Parker J.L. and Brooks M. Accurate and Wide-Range Uranium Enrichment Measurements by Gamma-Ray Spectroscopy. – LA-11277-MS, 1988. – 164p.
204. Gunnick R., Niday J.B., Siemens P.D. A System for Plutonium Analysis by Gamma Ray Spectrometry. – Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-51577.
205. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Изд. 2-е перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1977. – 162 с.
206. Аболмасов Ю.П., Содержание трития в жидких средах и воздухе помещений АЭС // Атомная энергия, 1976. – Т. 41, вып. 3. – 215 с.
207. Бадяев В.В., Егоров Ю.А., Казаков С.В. Охрана окружающей среды при эксплуатации АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 224 с.
208. Бергельсон Б.Р., Зориков Г.А. Справочник по защите от излучения протяженных источников – М.: Атомиздат, 1965. – 178 с.
209. Бергадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. – М: Энергоиздат, 1990. – 262 с.
210. Маслов О.В., Билей Д.В., Анализ возможности использования CdTe-детекторов для создания систем контроля состояния ядерного топлива на АЭС // Автоматика. Автоматизация. Электротехнические комплексы и Системы, 1998. – №1. – С. 141-148.
211. Маслов О.В., Билей Д.В., Изучение характеристик CdTe-детекторов гамма-излучения // Труды Одесского политехнического университета, 1998. – Вып. 1. – С. 36-41.
212. Бродер Д.Л., Попков К.К., Рубанов С.М. Малогабаритная защита реакторов – М.: Атомиздат, 1967. – 298 с.
213. Биологическая защита ядерных реакторов. Справочник / Пер. с англ. под ред. Егорова Ю.А. – М.: Атомиздат, 1965. – 322 с.
214. Вопросы дозиметрии и радиационная безопасность на атомных электрических станциях. Учебное пособие / Под ред. А. В. Носовского. – Славутич: Укратомиздат, 1998. – 146 с.
215. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. 4-е

- изд. / Под ред. Столяровой Е.Л. – М.: Атомиздат, 1986. – 504 с.
216. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений: Физические основы защиты от излучений. Учебник для вузов. 3-е изд. перераб. и доп. / Климанов В. А., Машкович В.П., Суворов А.П. Под ред. Гусева Н.Г. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 326 с.
217. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений: В 2Т.М.: Атомиздат, 1970. – 290 с.
218. Ковалёв Е.Е., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от излучений ядерно-технических установок. Учеб. для вузов. 3-е изд. перераб. и доп. / Под. ред. Гусева Н.Г. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 336 с.
219. Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере. Справочник. – М.: Энергоиздат, 1986. – 256 с.
220. Гусев Н.Г., Бескреднев Н.В., Сафонов И.С. Радиоактивные выбросы АЭС и принципы их нормирования // VI Всесоюзная школа: «Ядерная энергетика и окружающая среда». – Каунас, 1985. – С. 33-37.
221. Двухимённый В.А., Столяров Б.М., Черный С.С. Системы очистки воздуха от аэрозольных частиц на АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 88 с.
222. Дозиметрический и радиометрический контроль при работе с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. Методическое руководство / Под ред. В.И. Гришмановского. – М.: Атомиздат, 1980. – 272 с.
223. Доллежалъ Н.А., Емельянов Н.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. – М.: Атомиздат, 1980. – 246 с.
224. Закон України «Про використання ядерної енергії і радіаційну безпеку». – Київ, 1995.
225. Закон України «Про поводження з радіактивними відходами». – Киев, 1995.
226. Закон Украины «Про захист людини від впливу іонізуючого випромінювання». – Київ, 1998.
227. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. Справочник. – М.: Атомиздат, 1968. – 319 с.
228. Егоров Ю.А. Контроль и управление радиационным состоянием системы .АЭС - окружающая среда // Радиационная безопасность и защита АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – С. 49-51.
229. Егоров Ю.А., Носков А.А. Радиационная безопасность на АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 220 с.

230. Егоров Ю.А. Радиационный экологический мониторинг в регионе АЭС – цели и задачи // Радиационная безопасность и защита АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 56-58.
231. Егоров Ю.А. Основы радиационной безопасности атомных электростанций. – М: Энергоиздат, 1982. – 270 с.
232. Веселкин А.П. и др. Инженерный расчет защиты атомных электростанции / Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Лузанова Л.М. и др./ Под. ред. Веселкина А.П. и Егорова Ю.А. – М: Атомиздат, 1976. – 238 с.
233. Иванов В.И., Машкович В.П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. 3-е изд. – М.: Атомиздат, 1980. – 246 с.
234. Иванов В.И. Курс дозиметрии. 3-е изд. – М.: Атомиздат, 1978. – 392 с.
235. Кощеев В.С., Гольдштейн Д.С. и др. Индивидуальная защита работающих в атомной энергетике. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 244 с.
236. Ионизирующее излучение: источники и биологические эффекты // Доклад НКДАР (ООН). – Нью-Йорк, 1982.
237. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. 4-е изд., перераб. и доп. – М: Энергоатомиздат, 1991. – С. 336-352.
238. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. Конспект лекцій з дисципліни: Дозиметрія та захист, Ч.1.:Захист від іонізуючого випромінювання / Для студентів спеціальності 6.090500 - Атомна енергетика. – Одеса: ОДПУ, 1999. – 90 с.
239. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. Конспект лекцій з дисципліни: Охорона навколишнього середовища / Для студентів спеціальності 6.090500 - Атомна енергетика. – Одеса: ОДПУ, 2001. – 90 с.
240. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з дисципліни: Захист навколишнього середовища. / Для студентів спеціальності 6.090500 - Атомна енергетика. – Одеса: ОДПУ, 2001. – 40 с.
241. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з дисципліни: Захист від іонізуючого випромінювання / Для студентів спеціальності 6.090500 - Атомна енергетика. – Одеса: ОДПУ, 2005. – 60 с.
242. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. Методичні вказівки до виконання курсового проекту з дисципліни: Захист від іонізуючого випромінювання. / Для студентів спеціальності 6.090500 - Атомна енергетика. – Одеса: ОДПУ, 2005. – 42 с.

243. Лукін А.О., Висоцький Ю.І. і інш. Методичні вказівки до виконання практичних занять з дисципліни: Надійність та безпека АЕС. Для студентів спеціальності 6.090500 – Атомна енергетика. – Одесса: ОДПУ, 2005. – 51 с.
244. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1972. – 312 с.
245. Кирюшин А.И., Шлокин Е.А. Основы проектирования защиты реакторных установок. Учеб. пособие для вузов / Под ред. Усынина Г.Б. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 264 с.
246. Кононович А.Л. и др. Нормирование сбросов и выбросов радионуклидных и вредных веществ во внешнюю среду / Кононович А.Л., Барбашев С.В., Носовский А.В. и др. // Атомная энергия, 1994. – Т. 76, вып. 6. – С. 37-42.
247. Культура безопасности: Доклад международной консультации группы по ядерной безопасности (INSAG). – Вена: МАГАТЕ, 1990. (Серия безопасности 75-INSAG-4)
248. Куликов Н. В. Проблемы радиозащиты водоемов-охлаждающих АЭС // Радиационная безопасность и защита АЭС, вып. 7. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 185 с.
249. Маргулис У.Я. Ядерная энергетика и радиационная безопасность. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 120 с.
250. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 3-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 249 с.
251. Машкович В.П., Панченко А.М. Основы радиационной безопасности. Учебное пособие для ВУЗов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.
252. Мащенко А.П., Мурашко В.А. Радиационные воздействия и радиационная защита населения при ядерных авариях на атомных электростанциях. Учебное пособие. – К.: Выща школа, 1992. – 256 с.
253. Пристер Б.С. и др. Методология радиозащитного и комплексного мониторинга на территории расположения АЭС / Пристер Б.С., Иванова Р.Б., Арлинская А.М. и др. // Радиозащитные исследования в зоне АЭС. – Свердловск: Изд-во ИЭРЖ УНЦ АН СССР, 1986. – С. 32-38.
254. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. – М.: Атомиздат, 1960. – 722 с.
255. Нормы радиационной безопасности Украины (НРБУ-97). – Киев, 1997.
256. Норми радіаційної безпеки України, доповнення. Радіаційний захист від джерел потенційного опромінення (НРБУ 97/Д). – Київ, 2000.
257. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций (ОПБ –

- 88) ПНАЭГ-1-011-89 / Госатомнадзор СССР. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
258. Миллер К.Х., Хубер Б. Основные концепции в области снятия ядерных установок с эксплуатации, лицензирования, работ персонала и определение сроков // Комиссия Европейского сообщества по вопросам окружающей среды. – Брюссель, Бельгия, 1993.
259. Разработка и исследование материалов твёрдых детекторов на основе широкозонных оксидов для контроля радиационных полей. – Свердловск, 1987. – 57 с.
260. Комплексный мониторинг зоны наблюдения Балаковской АЭС. – Балаково-Саратов, 1990.
261. Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України. – Документ № 0552-05 від 20.05.2005
262. Оценка эффекта самоочищения воды водоёмом-охладителем АЭС от радиоактивных веществ / Егоров Ю.А., Казаков С.В., Леонов С.В., Стаурин Н.В. // Радиационная безопасность и защита АЭС. – Вып. 9. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 204 с.
263. Правила безпеки при транспортуванні радіактивних речовин (ПБТРР-73). –Київ, 1990.
264. Правила безпеки при збереженні і транспортуванні ядерного палива на об'єктах атомної енергетики. –Київ, 1990.
265. Правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений в учреждениях, организациях и предприятиях Академии наук СССР. – М.: Наука, 1984.
266. Прохождение ионизирующих излучений через неоднородности в защите / Золотухин В.Г., Климанов В.А., Лейпунский О.И. и др. – М.: Атомиздат, 1968. – 310 с.
267. Роквелл Т. Защита ядерных реакторов / Пер. с англ. под ред. Цыпина С.Г. – М.: Изд-во иностр. лит, 1958. – 178 с.
268. Арефьева З.С. и др. Руководство по оценке доз облучения щитовидной железы при поступлении изотопов йода в организм человека / Арефьева З.С., Бадин В.И., Гаврилин Ю.И. и др. Под ред. Ильина Л.А. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 124 с.
269. Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных станций (СПАЭС – 80). – М.: Энергоиздат, 1981. – 338 с.
270. Санитарные правила обращения с радиоактивными отходами (СПО-

- РО – 85). – М.: Минздрав СССР, 1986. – 267 с.
271. Сборник правил и норм по радиационной безопасности в атомной энергетике. В 3-х томах. – М.: Атомиздат, 1989.
272. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю. А., Оводенко А.А. Детекторы ионизирующих излучений на судах. Справочник. – Л.: Судостроение, 1984. – 240 с.
273. Штюнкель Д. Снятие с эксплуатации и ликвидация АЭС: практика лицензирования с особым учетом удаления радиактивных отходов // В Сб. «Практика радиологической защиты и безопасности ядерных установок в Европейском сообществе», 6-10 сент. 1993г., С.39-45.
274. Сейгин М.Ф. и др. Судовые ядерные реакторы/ Сейгин М.Ф., Гусев А.Б., Лабинский Ю.В., Солнцев Н.В. /Учебник для вузов – Л.: Судостроение, 1967. – 212 с.
275. Уолтер А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах / Пер. с англ. Рейнольдс А. под ред. Ванькова А.А., Яровицина В.В. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.
276. Ювгин В.С., Яковлев Б.Е. Тритий и окружающая среда (Обзор) // Техника за рубежом, 1973. – № 10. – С. 24.
277. Бабаев Н.С. и др. Проблемы безопасности на атомных электростанциях / Бабаев Н.С., Кузьмин И.И., Легасов В.А., Сидоренко В.А. // Природа, 1980. – № 6. – С. 30-43.
278. Новиков И.И., Кружилин Г.Н. Уроки аварии реактора PWR на АЭС Три-Майл-Айленд в США в 1979 г. // Электрические станции, 1999. – № 6. – С. 29-35.
279. Калякин С. Г. Теплогидравлика пассивных систем безопасности АЭС с ВВЭР. Автореферат диссертации д.т.н. – Обнинск, 2007. – 35 с.
280. Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих УФ излучение // Прикладная физика, 2010. – № 6. – С. 77-89.
281. Ражев А.М., Чуркин Д.С., Завьялов А.С. Импульсный индукционный лазер на молекулярном водороде // Вестник Новосибирского гос. ун-та. Сер.: Физика, 2009. – С. 12-19.
282. Ражев А. М., Чуркин Д.С. Индукционный ультрафиолетовый азотный лазер // Письма в ЖЭТФ, 2007. – С. 479-483.
283. Василенко И.Я. Токсикология продуктов ядерного деления. – М.: Медицина, 1999. – 200 с.
284. Василенко О.И. Радиационная экология. – М.: Медицина, 2004. – 216 с.

285. Collins C.B. et al. γ -emission from the 31-yr Isomer of ^{178}Hf Induced by X-Ray Irradiation // *Phys. Rev. C* — 61(5), No. 054305. – 2000. – P. 1-6.
286. Collins C.B. et al. Tunable synchrotron radiation used to induce-emission from the isomer of ^{178}Hf // *Europhys. Lett.*, 57(5) . – 2002. – P. 677-682.
287. Ahmad I. et al. Search for X-ray Induced Acceleration of the Decay of the Isomer of ^{178}Hf Using Synchrotron Radiation // *Phys. Rev. Lett.* 87, 072503. – 2001 . – P. 1-4.
288. Гайсинский М., Адлов Ш. Радиохимический словарь элементов. – М.: Атомиздат, – 256 с.
289. Пределы поступления радионуклидов для работающих с радиоактивными излучениями // МКРЗ, № 30. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 94 с.
290. Справочник: Вредные химические вещества (радиоактивные вещества) / Баженов В.А., Булдаков Л.А., Василенко И.Я. и др. – Л.: Химия, 1990. – 464 с.
291. Ибрагимов М.Х. Атомная энергетика. Физические основы. Учеб. пособие для втузов.— М.:Выш. шк., 1987.— 128 с.
292. Схемы распадов радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения // МКРЗ, № 38, ч. 2, кн. 1. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.
293. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): Гигиенические нормативы. – М.:Центр санитарно-эпидемиологического нормирования, гигиенической сертификации и экспертизы Минздрава России, 1999. – 116 с.
294. Бандман А.Л., Гудзовский Г.А. и др. Вредные химические вещества. Неорганические соединения элементов I–IV групп. Справочник / Под ред. Филова В.А. и др. – Л.: Химия, 1988. – 512 с.
295. Хоботова Е.Б., Уханьова М.І., Маліновська Ю.С. Радіаційно-екологічні аспекти застосування азотно-фомфорних добрив // Наукові праці ДонНТУ. Серія: Хімія і хімічна технологія, 2008. – Вып. 137. – С. 144-150.
296. Хоботова Е.Б., Уханьова М.І., Гречишкіна О.В. Радіаційно-екологічні аспекти застосування калійних добрив // Вісник СевДТУ. Вип.97: Механіка, енергетика, екологія: зб. наук. пр. – Севастополь: Вид-во СевНТУ, 2009. – С.173-176.
297. Alfred Klett. Polonium: Detection and Measurement of ^{210}Po Contamination. (<http://www.bertholdtech.com>)
298. Alfred Klett . Polonium (www.globalsecurity.org)
299. Medical News Today – Polonium-210 (www.medicalnewstoday.com)

300. Mind & body magazine. Radiation update (www.nhsdirect.nhs.uk)
301. IAEA Publications, Factsheets & FAQs.Polonium-210(www.glubinnaya.info)
302. Терапевтический справочник Вашмингтонского университета. Пер. англ./ Под ред. М.Вудли, А. Уэлан. –М.: Проактика, 1995. – 832 с.
303. Машковский М.Д. Лекарственные средства. В 2-х томах. Изд. 14-е, перераб., исправ. и доп.,— М.: Новая волна, 2002, – 1048 с.
304. Шредингер Э. Что такое жизнь? С точки зрения физика. – М., 1972 . – 86 с.
305. Погосов А.Ю., Кравченко В.П., Физико-технический анализ латентных факторов развития аварийных процессов в энергоблоках АЭС Фукусима-1 // Ядерная и радиационная безопасность, №3, 2011. – С.15-19.

Приложения

СПИСОК ПРИЛОЖЕНИЙ:

- Приложение 1. Классификация и основные характеристики элементарных частиц
- Приложение 2. Радионуклидные альфа-излучатели
- Приложение 3. Радионуклидные бэ́та-излучатели
- Приложение 4. Радионуклидные гамма-излучатели
- Приложение 5. Семейства радиоактивных изотопов
- Приложение 6. Основные радиоактивные изотопы реакторного происхождения
- Приложение 7. Возможные радиоизотопные контаминанты и их характеристики
- Приложение 8. Предельно допустимые концентрации некоторых радионуклидов
- Приложение 9. Методические примеры решения расчетных задач
- Приложение 10. Дидактические таблицы для расчета защитных сооружений

ПРИЛОЖЕНИЕ

КЛАССИФИКАЦИЯ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

1

Табл. П.1.1.1. | Классификация и характеристики элементарных частиц

Группы и подгруппы частиц	Название частицы	Масса (m/m _e)	Электрический заряд	Спин, h	Среднее время жизни (с)
Переносчики взаимодействия	Фотон	0	0	1	∞
	Гравитон	0	0	2	∞ *)
	Промежуточные бозоны	≈ 160000	±1	1	≈ 3·10 ⁻²⁵
Лептоны	Нейтрино электронное	0	0	1/2	∞
	Нейтрино мюонное	0	0	1/2	∞
	Электрон (позитрон)	1	-1 (1)	1/2	∞
	мюон анти-мюон	206,8	-1 (1)	1/2	2,2·10 ⁻⁶
	π-мезоны	264,1	0	0	0,87·10 ⁻¹⁶
Адроны	Мезоны	273,1	1	0	2,6·10 ⁻⁸
		966,4	1	0	1,24·10 ⁻⁸
	η-нуль-мезон	974,1	0	0	≈ 10 ⁻¹⁰ ...10 ⁻⁸
		1074	0	0	≈ 10 ⁻¹⁸

Продолжение табл. П. 1. 1.

Адроны	Барионы	Протон	1836,1	1	1/2	$\infty^{**})$
		Нейтрон	1838,6	0	1/2	898
		λ -гиперон	2183,1	0	1/2	$2,63 \cdot 10^{-10}$
		Σ -гипероны	2327,6	1	1/2	$0,8 \cdot 10^{-10}$
			2333,6	0	1/2	$7,4 \cdot 10^{-20}$
		Ξ -гипероны	2343,1	-1	1/2	$1,48 \cdot 10^{-10}$
			2572,8	0	1/2	$2,9 \cdot 10^{-10}$
			2585,6	-1	1/2	$1,64 \cdot 10^{-10}$
		Ω -минус-гиперон	3273	-1	1/2	$0,82 \cdot 10^{-11}$

Примечание: в данной классификации не учтены «истинно-элементарные» частицы и модель кварк-глюонного строения материи.

*) гравитоны — гипотетические частицы, пока не поддаются детектированию даже гравитационные волны;

**) по некоторым современным представлениям время жизни протона может быть ограничено пределом $10^{31 \pm 1}$ лет

ПРИЛОЖЕНИЕ

Радионуклидные альфа-излучатели

2

Табл. П.2.1. | Примеры α -излучающих изотопов с нейтронно-дефицитными ядрами

Название химического элемента	Обозначение изотопа	Период полураспада
Самарий	^{146}Sm	$1,03 \cdot 10^8$ лет
item*)	^{147}Sm	$1,06 \cdot 10^{11}$ лет
Европий	^{147}Eu	24,1 сут.
Гадолиний	^{148}Gd	74,6 сут.
item	^{149}Gd	9,4 сут
Диспрозий	^{154}Dy	$3 \cdot 10^6$ лет
Висмут	^{210}Bi	5,013 сут.
item	^{210m}Bi	$3,04 \cdot 10^6$ лет
Полоний	^{206}Po	8,8 сут.
item	^{207}Po	2,898 лет
item	^{209}Po	102 года
item	^{210}Po	138,376 сут.
Радон	^{222}Rn	3,8235 сут.
Радий	^{223}Ra	11,435 сут.
item	^{224}Ra	3,66 сут.
item	^{226}Ra	1600 лет
Актиний	^{225}Ac	10 сут.
item	^{227}Ac	21,773 года
Торий	^{227}Th	18,72 сут.
item	^{228}Th	1,9131 года
item	^{229}Th	7340 лет
item	^{230}Th	$7,538 \cdot 10^4$ лет
item	^{232}Th	$1,405 \cdot 10^{10}$ лет
item	^{229}Pa	1,5 сут.
Протактиний	^{230}Pa	17,4 сут.
item	^{231}Pa	$3,2760 \cdot 10^4$ лет
Уран	^{230}U	20,8 сут.

Продолжение табл. П.2.1.

item	^{232}U	68,9 лет
item	^{233}U	$1,592 \cdot 10^5$ лет
item	^{234}U	$2,455 \cdot 10^5$ лет
item	^{235}U	$7,038 \cdot 10^8$ лет
item	^{236}U	$2,342 \cdot 10^7$ лет
item	^{238}U	$4,468 \cdot 10^9$ лет
Нептуний	^{235}Np	396,1 сут.
item	^{237}Np	$2,14 \cdot 10^6$ лет
Плутоний	^{236}Pu	2,858 лет
item	^{238}Pu	87,7 лет
item	^{239}Pu	$2,4110 \cdot 10^4$ лет
item	^{240}Pu	6563 лет
item	^{241}Pu	14,35 лет
item	^{242}Pu	$3,733 \cdot 10^5$ лет
item	^{244}Pu	$8,08 \cdot 10^7$ лет
Америций	^{240}Am	50,8 часа
item	^{241}Am	432,2 года
item	^{242m}Am	141 год
item	^{243}Am	7370 лет
Кюрий	^{241}Cm	32,8 сут.
item	^{242}Cm	162,8 сут.
item	^{243}Cm	29,1 года
item	^{244}Cm	18,1 года
item	^{245}Cm	8500 лет
item	^{247}Cm	$1,56 \cdot 10^7$ лет
item	^{248}Cm	$3,40 \cdot 10^5$ лет
Берклий	^{245}Bk	4,94 сут.
item	^{247}Bk	1380 лет
item	^{249}Bk	320 сут.
Калифорний	^{246}Cf	35,7 часа
item	^{248}Cf	333,5 сут.

Продолжение табл. П.2.1.

item	^{249}Cf	351 год
item	^{250}Cf	13,08 лет
item	^{251}Cf	898 лет
item	^{252}Cf	2,645 лет
item	^{253}Cf	17,81 сут.
item	^{254}Cf	60,5 сут.
Эйнштейний	^{251}Es	33 часа
item	^{252}Es	471,7 сут.
item	^{253}Es	20,47 сут.
item	^{254}Es	275,7 сут.
item	^{254m}Es	39,3 часа
item	^{255}Es	39,8 сут.
Фермий	^{252}Fm	25,39 часа
item	^{253}Fm	3 сут.
item	^{257}Fm	100,5 сут.

*) item (лат.) — «прежний, тот же»

ПРИЛОЖЕНИЕ

Радионуклидные бета-излучатели

3

Табл. П.3.1. | Примеры β -излучающих изотопов

Название химического элемента	Обозначение изотопа	Период полураспада
Хлор	^{36}Cl	$3,01 \cdot 10^5$ лет
Углерод	^{14}C	5730 лет
Бериллий	^{10}Be	$1,51 \cdot 10^6$ лет
Item *)	^7Be	53,29 года
Стронций	^{89}Sr	50,62 сут.
item	^{90}Sr	28,6 лет
Торий	^{234}Th	21,4 сут.
Кобальт	^{60}Co	5,25 года
Азот	^{12}N	$1,3 \cdot 10^{-2}$ с
Церий	^{144}Ce	284,9 сут.
Кюрий	^{242}Cm	162,8 сут.
Прометий	^{147}Pm	2,6234 года
Свинец	^{214}Pb	26,8 мин.
Висмут	^{214}Bi	19,7 мин.
Свинец	^{210}Pb	22,3 лет.
Висмут	^{210}Bi	5,01 сут.
Фосфор	^{32}P	14,3 сут
Йод	^{131}I	8,04 сут.
item	^{129}I	$1,57 \cdot 10^7$ лет
Цезий	^{137}Cs	27 лет
item	^{137}Cs	30 лет
Церий	^{144}Ce	285 сут.
Проактиний	^{234}Pa	1,17 мин.
Актиний	^{227}Ac	21,773 года
Вольфрам	^{180}W	$2 \cdot 10^{13}$ лет
Рутений	^{106}Ru	371,63 сут.
Тулий	^{170}Tm	128,6 сут.
Иридий	^{194m}Ir	171 сут.

Продолжение табл. П.3.1.

Европий	^{154}Eu	8,8 года
Ферум (железо)	^{60}Fe	$1,5 \cdot 10^6$ лет
Селен	^{79}Se	$1,1 \cdot 10^6$ лет
Кадмий	^{113}Cd	$7,7 \cdot 10^{15}$ лет
Индий	^{115}In	$4,41 \cdot 10^{14}$ лет
Цезий	^{135}Cs	$2,3 \cdot 10^6$ лет
Гафний	^{182}Hf	$9 \cdot 10^6$ лет
Технеций	^{98}Tc	$4,2 \cdot 10^6$ лет
Калий	^{40}K	$1,277 \cdot 10^9$ лет
Водород (триций)	^3H	12,6 лет

Примечание: при β -радиоактивности излучателями электронов являются изотопы с нейтронно-избыточными ядрами, а излучателями позитронов — изотопы с нейтронно-дефицитными ядрами.

*) item (лат.) — «прежний, тот же»

ПРИЛОЖЕНИЕ

Радионуклидные гамма-излучатели

4

Табл. П.4.1. | Основные нестабильные
γ-излучающие изотопы

Название химического элемента	Обозначение изотопа	Период полураспада	Энергия испускаемых при распаде γ-фотонов, КэВ
Бериллий	7Be	950,4 сут.	477,61
Натрий	^{22}Na	2,6 года	511
item *)	^{24}Na	0,62323 сут.	1368,63
item	item	item	2754,03
Калий	^{40}K	$1,251 \cdot 10^9$ лет	1460,81
Аргон	^{41}Ar	1,827 часа	1293,64
Скандий	^{46}Sc	83,80 сут.	889,28
item	item	item	1120,55
Хром	^{51}Cr	27,71 сут.	320,08
Марганец	^{54}Mn	312,5 сут.	834,84
item	^{56}Mn	0,10744 сут.	846,75
item	item	item	1810,72
Кобальт	^{56}Co	77,3 сут.	846,75
item	item	item	977,42
item	item	item	1037,82
item	item	item	1175,09
item	item	item	1238,26
item	item	item	1360,21
item	item	item	1771,4
item	item	item	2015,35
item	item	item	2034,91
item	item	item	2598,55
item	item	item	3202,24
item	item	item	3253,52
item	item	item	3273,2
item	item	item	3451,42

Продолжение табл. П.4.1.

item	^{57}Co	271,84 сут.	122,06
item	item	item	136,47
item	^{58}Co	70,78 сут.	511
item	item	item	810,78
Железо	^{59}Fe	44,53 сут.	142,54
item	item	item	192,35
item	item	item	1099,25
item	item	item	1291,57
Кобальт	^{60}Co	1925,5 сут.	1173,24
item	item	item	1332,5
Цинк	^{65}Zn	243,9 сут.	511
item	item	item	1115,55
Селен	^{75}Se	119,76 сут.	121,12
item	item	item	136
item	item	item	198,6
item	item	item	264,65
item	item	item	279,53
item	item	item	303,91
item	item	item	400,65
Криптон	^{85}Kr	$3,909 \cdot 10^3$ сут.	514,01
item	^{85m}Kr	4,48 часа	151,18
item	item	item	304,87
Стронций	^{85}Sr	64,85 сут.	514,01
Криптон	^{87}Kr	1,272 часа	402,58
item	item	item	673,87
item	item	item	845,43
item	item	item	1175,4
item	item	item	1740,52
item	item	item	2011,88
item	item	item	2554,8
item	item	item	2558,1

Продолжение табл. П.4.1.

item	^{88}Kr	2,84 часа	165,98
item	item	item	196,32
item	item	item	362,23
item	item	item	834,83
item	item	item	1518,39
item	item	item	1529,77
item	item	item	2029,84
item	item	item	2035,41
item	item	item	2195,84
item	item	item	2231,77
item	item	item	2392,11
item	^{89}Kr	3,16 мин.	220,9
item	item	item	497,5
item	item	item	576,96
item	item	item	585,8
item	item	item	738,39
item	item	item	867,08
item	item	item	904,27
item	item	item	1324,28
item	item	item	1472,76
item	item	item	1530,04
item	item	item	1533,68
item	item	item	1693,7
item	item	item	2012,23
item	item	item	2866,23
item	item	item	3532,9
item	item	item	3923
Стронций	^{89}Sr	50,5 сут.	909,2
Цирконий	^{95}Zr	64,09 сут.	724,2
Ниобий	^{95}Nb	35,0 сут.	765,8
Молибден	^{99}Mo	2,7476 сут.	140,47

Продолжение табл. П.4.1.

item	item	item	181,06
item	item	item	366,42
item	item	item	739,5
item	item	item	777,92
Технеций	^{99m}Tc	0,25025 сут.	140,47
Рутений	^{103}Ru	39,272 сут.	497,08
item	item	item	610,33
item	^{106}Ru	372,6 сут.	511,85
item	item	item	616,17
item	item	item	621,84
item	item	item	1050,47
Серебро	^{108}Ag	127 лет	433,93
item	item	item	614,37
item	item	item	722,95
item	^{110m}Ag	249,79 сут.	657,75
item	item	item	677,61
item	item	item	706,67
item	item	item	763,93
item	item	item	884,67
item	item	item	937,48
item	item	item	1384,27
item	item	item	1475,76
item	item	item	1505
Кадмий	^{109}Cd	463 сут.	88,03
Индий	^{111}In	2,8049 сут.	171,28
item	item	item	245,39
Олово	^{113}Sn	115,1 сут.	255,12
item	item	item	391,69
Теллур	^{123m}Te	119,7 сут.	158,96
Сурьма	^{125}Sb	1008,1 сут.	176,33
item	item	item	380,44

Продолжение табл. П.4.1.

item	item	item	427,89
item	item	item	463,38
item	item	item	600,56
item	item	item	606,64
item	item	item	635,9
item	item	item	671,41
Йод	^{131}I	8,021 сут.	364,48
item	item	item	636,97
item	item	item	722,89
Ксенон	^{131m}Xe	11, 84 сут.	163,93
item	^{133}Xe	5,245 сут.	79,62
item	^{133m}Xe	2,19 сут.	233,18
Барий	^{133}Ba	3842 сут.	53,16
item	item	item	79,62
item	item	item	81
item	item	item	276,39
item	item	item	302,85
item	item	item	356,01
item	item	item	383,85
Цезий	^{134}Cs	754,2 сут.	475,35
item	item	item	795,85
item	item	item	801,93
item	item	item	1038,57
item	item	item	1167,94
item	item	item	1365,15
Ксенон	^{135}Xe	0,3796 сут.	249,79
item	item	item	608,19
item	^{135m}Xe	15,36 мин.	526,57
item	^{137}Xe	3,83 мин.	455,51
Цезий	^{137}Cs	30,0 лет	661,66
Ксенон	^{138}Xe	14,13 мин.	153,75

Продолжение табл. П.4.1.

item	item	item	242,56
item	item	item	258,31
item	item	item	396,43
Церий	^{139}Ce	137,65 сут.	165,85
Барий	^{140}Ba	12,751 сут.	537,38
Лантан	^{140}La	1,6779 сут.	328,77
item	item	item	487,03
item	item	item	815,83
item	item	item	1596,49
Церий	^{141}Ce	32,50 сут.	145,44
item	^{144}Ce	284,45 сут.	133,54
item	item	item	696,51
item	item	item	1489,15
item	item	item	2185,66
Неодим	^{147}Nd	10,98 сут.	91,11
item	item	item	531,03
Европий	^{152}Eu	4939 сут.	121,78
item	item	item	244,69
item	item	item	344,27
item	item	item	411,11
item	item	item	443,91
item	item	item	778,89
item	item	item	963,38
item	item	item	1085,78
item	item	item	1112,02
item	item	item	1407,95
Иттербий	^{169}Yb	32,032 сут.	109,78
item	item	item	118,19
item	item	item	130,52
item	item	item	177,21
item	item	item	197,95

Продолжение табл. П.4.1.

item	item	item	261,07
item	item	item	307,73
Гафний	^{190m}Hf	0,2300 сут.	215,25
item	item	item	332,31
Тантал	^{182}Ta	114,43 сут.	179,39
item	item	item	198,35
item	item	item	222,1
item	item	item	229,32
item	item	item	264,07
item	item	item	1121,28
item	item	item	1189,04
item	item	item	1221,42
item	item	item	1230,87
Иридий	^{192}Ir	73,831 сут.	295,96
item	item	item	308,46
item	item	item	316,51
item	item	item	468,07
item	item	item	588,59
item	item	item	604,41
item	item	item	612,47
Золото	^{198}Au	2,696 сут.	411,8
Ртуть	^{203}Hg	46,612 сут.	279,2
Висмут	^{207}Bi	32,2 года	569,7
item	item	item	1063,66
item	item	item	1770,24
Свинец	^{210}Pb	22,3 года	46,5
Радий	^{226}Ra	1600 лет	186,21
item	item	item	241,98
item	item	item	295,21
item	item	item	351,92
item	item	item	609,31

Продолжение табл. П.4.1.

item	item	item	768,36
item	item	item	934,06
item	item	item	1120,29
item	item	item	1238,11
item	item	item	1509,23
item	item	item	1764,49
item	item	item	2118,55
item	item	item	2204,22
item	item	item	2293,36
item	item	item	2447,86
Торий	^{232}Th	$1,405 \cdot 10^{10}$ лет	59
item	item	item	105
item	item	item	129,08
item	item	item	146,1
item	item	item	154,2
item	item	item	209,28
item	item	item	238,63
item	item	item	240,98
item	item	item	270,23
item	item	item	278
item	item	item	300,09
item	item	item	328
item	item	item	338,32
item	item	item	409,51
item	item	item	463
item	item	item	562,3
item	item	item	570,7
item	item	item	583
item	item	item	727
item	item	item	755,18
item	item	item	763,13

Окончание табл. П.4.1.

item	item	item	772,17
item	item	item	785,46
item	item	item	794,7
item	item	item	835,5
item	item	item	860,37
item	item	item	911,07
item	item	item	964,6
item	item	item	969,11
item	item	item	1459,3
item	item	item	1588
item	item	item	2614,66
Америций	²⁴¹ Am	432,0 лет	59,54

Примечание: излучение нестабильными изотопами γ -фотонов сопровождается распад, характеризующийся испусканием α -частиц или (β - частиц.

*) item (лат.) — «прежний, тот же»

ПРИЛОЖЕНИЕ

СЕМЕЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

5

Табл. П.5.1. Семейство тория —
ряд изотопов с массовыми числами вида (4n)

Изотопы	Историческое обозначение	Историческое название	Основное излучение	Период полураспада	Энергия, МэВ	Продукт распада
^{252}Cf	—	—	α	2,645 года	6,1181	^{248}Cm
^{248}Cm	—	—	α	$3,4 \cdot 10^5$ лет	6,26	^{244}Pu
^{244}Pu	—	—	α	$8 \cdot 10^7$ лет	4,589	^{240}U
^{240}U	—	—	β^-	14,1 ч	0,39	^{240}Np
^{240}Np	—	—	β^-	1,032 ч	2,2	^{240}Pu
^{240}Pu	—	—	α	6561 год	5,1683	^{236}U
^{236}U	—	—	α	$2,3 \cdot 10^7$ лет	4,494	^{232}Th
^{232}Th	Th	Торий	α	$1,405 \cdot 10^{10}$ лет	4,081	^{228}Ra
^{228}Ra	MsTh1	Мезоторий 1	β^-	5,75 лет	0,046	^{228}Ac
^{228}Ac	MsTh2	Мезоторий 2	β^-	6,15 ч	2,124	^{228}Th
^{228}Th	RdTh	Радиоторий	α	$1,9116$ года	5,52	^{224}Ra
^{224}Ra	ThX	Торий X	α	3,66 сут.	5,789	^{220}Rn
^{220}Rn	$\text{Tn}(\text{ThEm})$	Торон (эманация тория)	α	55,6 с	6,404	^{216}Po
^{216}Po	ThA	Торий А	α	0,145 с	6,906	^{212}Pb
^{212}Pb	ThB	Торий В	β^-	10,64 ч	0,57	^{212}Bi
^{212}Bi	ThC	Торий С	β^- 64,06 % α 35,94 %	60,55 мин.	2,252 6,208	^{212}Po ^{208}Tl

Окончание табл. П.5.1.

²¹² Po	ThC''	Торий С'	α	299 нс	8,955	²⁰⁸ Pb
²⁰⁸ Tl	ThC'''	Торий С''	β^-	3,053 мин.	4,999	²⁰⁸ Pb
²⁰⁸ Pb	ThD	Торий D, ториевый свинец	стабильный	—	—	—

Табл. П.5.2. Семейство нептуния —
ряд изотопов с массовыми числами вида (4*n*+1)

Изотопы	Основное излучение	Период полураспада	Энергия, МэВ	Продукт распада
²⁴⁹ Cf	α	351 год	5,813+0,388	²⁴⁵ Cm
²⁴⁵ Cm	α	8500 лет	5,362+0,175	²⁴¹ Pu
²⁴¹ Pu	β^-	14,4 года	0,021	²⁴¹ Am
²⁴¹ Am	α	432,7 года	5,638	²³⁷ Np
²³⁷ Np	α	2,14·10 ⁶ лет	4,959	²³³ Pa
²³³ Pa	β^-	27,0 д	0,571	²³³ U
²³³ U	α	1,592·10 ⁵ лет	4,909	²²⁹ Th
²²⁹ Th	α	7340 лет	5,168	²²⁵ Ra
²²⁵ Ra	β^-	14,9 сут.	0,36	²²⁵ Ac
²²⁵ Ac	α	10,0 сут.	5,935	²²¹ Fr
²²¹ Fr	α	4,8 мин.	6,3	²¹⁷ At
²¹⁷ At	α	32 мс	7	²¹³ Bi

Окончание табл. П.5.2.

²¹³ Bi	β^- 97,80 % α 2,20 %	46,5 мин.	1,423 5,87	²¹³ Po ²⁰⁹ Tl
²¹³ Po	α	3,72 мкс	8,536	²⁰⁹ Pb
²⁰⁹ Tl	β^-	2,2 мин.	3,99	²⁰⁹ Pb
²⁰⁹ Pb	β^-	3,25 ч	0,644	²⁰⁹ Bi
²⁰⁹ Bi	α	1,9·10 ¹⁹ лет	3,14	²⁰⁵ Tl
²⁰⁵ Tl	—	стабильный	—	—

Примечание: «искусственное» семейство не встречающихся в природе изотопов.

Табл. П.5.3. Семейство радия —
ряд изотопов с массовыми числами вида (4n+2)

Изотопы	Историческое обозначение	Историческое название	Основное излучение	Период полураспада	Энергия, МэВ	Продукт распада
²³⁸ U	UI	Уран I	α	4,468·10 ⁹ лет	4,27	²³⁴ Th
²³⁴ Th	UX1	Уран X1	β^-	24,10 сут.	0,273	²³⁴ Pam
²³⁴ Pam	UX2	Уран X2	β^- 99,84 % изомерный переход 0,16 %	1,16 мин.	2,271 0,074	²³⁴ U ²³⁴ Pa
²³⁴ Pa	UZ	Уран Z	β^-	6,70 ч	2,197	²³⁴ U
²³⁴ U	UII	Уран II	α	245500 лет	4,859	²³⁰ Th

Окончание табл. П.5.3.

^{230}Th	Io	Ионий	α		75380 лет	4,77	^{226}Ra
^{226}Ra	Ra	Радий	α		1602 года	4,871	^{222}Rn
^{222}Rn	Rn ($RaEm$)	Радон (эманация радия)	α		3,8235 сут.	5,59	^{218}Po
^{218}Po	RaA	Радий А	α 99,98 % β - 0,02 %		3,10 мин.	6,115 0,265	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	$RaAt$	Астат	α 99,90 % β - 0,10 %		1,5 с	6,874 2,883	^{214}Bi ^{218}Rn
^{218}Rn	$AtEm$	эманация астата	α		35 мс	7,263	^{214}Po
^{214}Pb	RaB	Радий В	β -		26,8 мин.	1,024	^{214}Bi
^{214}Bi	RaC	Радий С	β - 99,98 % α 0,02 %		19,9 мин.	3,272 5,617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	RaC'	Радий С'	α		0,1643 мс	7,883	^{210}Pb
^{210}Tl	RaC''	Радий С''	β -		1,30 мин.	5,484	^{210}Pb
^{210}Pb	RaD	Радий D	β -		22,3 года	0,064	^{210}Bi
^{210}Bi	RaE	Радий E	β - 99,99987 % α 0,00013 %		5,013 сут.	1,426 5,982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	RaF	Радий F, полоний	α		138,376 сут.	5,407	^{206}Pb
^{206}Tl	RaE''	Радий E''	β -		4,199 мин.	1,533	^{206}Pb
^{206}Pb	RaG	Радий G, урановый свинец	—		стабильный	—	—

Табл. П.5.4. Семейство актиния —
ряд изотопов с массовыми числами вида $(4n+3)$

Изотопы	Историческое обозначение	Историческое название	Основное излучение	Период полураспада	Энергия, МэВ	Продукт распада
^{239}Pu			α	$2,41 \cdot 10^4$ лет	5,244	^{235}U
^{235}U	AcU	Актиноуран	α	$7,04 \cdot 10^8$ лет	4,678	^{231}Th
^{231}Th	UY	Уран Y	β^-	25,52 ч	0,391	^{231}Pa
^{231}Pa	Pa	Протактиний	α	32760 лет	5,15	^{227}Ac
^{227}Ac	Ac	Актиний	β^- 98,62 % α 1,38 %	21,772 года	0,045 5,042	^{227}Th ^{223}Fr
^{227}Th	RdAc	Радиоактиний	α	18,68 сут.	6,147	^{223}Ra
^{223}Fr	AcK	Актиний К	β^- 99,994 % α 0,006 %	22,00 мин.	1,149 5,34	^{223}Ra ^{219}At
^{223}Ra	AcX	Актиний X	α	11,43 сут.	5,979	^{219}Rn
^{219}At	AcAtI	Актиноастант I	α 97,00 % β^- 3,00 %	56 с	6,275 1,7	^{215}Bi ^{219}Rn
^{219}Rn	$\text{An} (\text{AcEm})$	АКТИОН (эманация актиния)	α	3,96 с	6,946	^{215}Po
^{215}Bi			β^-	7,6 мин.	2,25	^{215}At
^{215}Po	AcA	Актиний А	α 99,9998 % β^- 0,00023 %	1,781 мс	7,527 0,715	^{211}Pb

Окончание табл. П.5.4.

^{215}At	$AcAtII$	Актиноастант II	α	0,1 мс	8,178	^{211}Bi
^{211}Pb	AcB	Актиний В	β^-	36,1 мин.	1,367	^{211}Bi
^{211}Bi	AcC	Актиний С	α 99,724 % β^- 0,276 %	2,14 мин.	6,751 0,575	^{207}Pb ^{211}Po

Примечание: в таблицах представлены основные ядерные переходы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ
РЕАКТОРНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

6

Табл. П.6.1. | Основные радиоизотопы, образующиеся
при работе ядерного реактора

Радиоизотоп	Период полураспада	Радиоизотоп	Период полураспада
Криптон $^{85}\text{Kr}^*$	10,7 года	Кобальт $^{60}\text{Co}^{***}$	5,3 года
Криптон $^{85\text{m}}\text{Kr}^*$	4,5 часа	Железо $^{59}\text{Fe}^{***}$	45 сут.
Криптон $^{87}\text{Kr}^*$	1,3 часа	Цинк $^{65}\text{Zn}^{***}$	244 сут.
Криптон $^{88}\text{Kr}^*$	2,8 часа	Ниобий $^{95}\text{Nb}^{***}$	35 сут.
Ксенон $^{113}\text{Xe}^*$	5,2 сут.	Лантан ^{140}La	40,22 часв
Ксенон $^{133\text{m}}\text{Xe}^*$	2,2 сут	Тритий $^3\text{H}^{***}$	12,3 года
Ксенон $^{135}\text{Xe}^*$	9,1 часа	Углерод $^{14}\text{C}^{***}$	5730 лет
Ксенон $^{135\text{m}}\text{Xe}^*$	15,7 минут	Аргон $^{41}\text{Ar}^{***}$	1,8 часа
Йод ^{129}I	$1,6 \cdot 10^7$ лет	Аргон $^{110}\text{Ar}^{***}$	250 сут.
Йод ^{131}I	8, 04 сут.	Марганец $^{54}\text{Mn}^{***}$	312 сут.
Йод ^{133}I	21 час	Хром $^{51}\text{Cr}^{***}$	28 сут.
Йод ^{135}I	6,6 часа	Кобальт $^{58}\text{Co}^{***}$	71 сут.
Стронций $^{89}\text{Sr}^{**}$	51 сут.	Стронций ^{90}Sr	27,7 года
Стронций $^{90}\text{Sr}^{**}$	28,6 года	Прометий ^{149}Pm	2,2 сут.
Иттрий $^{91}\text{Y}^{**}$	59 сут.	Нептуний ^{239}Np	2,35 сут.
Ниобий $^{95}\text{Nb}^{**}$	35 сут.	Молибден ^{99}Mo	2,75 сут.
Цирконий $^{95}\text{Zr}^{**}$	64 сут.	Теллур ^{132}Te	3,25 сут.
Рутений $^{103}\text{Ru}^{**}$	39 сут.	Неодим ^{147}Nd	11,1 сут.
Рутений $^{106}\text{Ru}^{**}$	1 год	Барий ^{140}Ba	12,8 сут.
Теллур $^{129\text{m}}\text{Te}^{**}$	34 сут.	Цезий ^{137}Cs	31 год
Цезий $^{134}\text{Cs}^{**}$	2,1 года	Празезодим ^{143}Pr	13,7 сут.
Цезий $^{137}\text{Cs}^{**}$	30 лет	Церий ^{143}Ce	1,38 сут.
Барий $^{140}\text{Ba}^{**}$	13 сут.	Цезий ^{134}Cs	2,06 года
Церий $^{141}\text{Ce}^{**}$	3,5 сут.	Прометий ^{147}Pm	2,64 года
Церий $^{144}\text{Ce}^{**}$	284 сут.	Рутений ^{106}Ru	367 сут.
Празеодим $^{143}\text{Pr}^{**}$	14 сут.	Родий ^{105}Rh	1,52 сут.
Европий $^{155}\text{Eu}^{**}$	5 лет	Родий $^{103\text{m}}\text{Rh}$	56,11 мин.

*) — благородные (инертные) газы

**) — твердые продукты деления

***) — продукты активации

Табл. П.6.2. | Характеристики продуктов деления и трансурановых элементов
| в отработавшем топливе реакторов мощностью 1 ГВт (эл.)

Изотопы	Период полураспада	Удельная активность, топлива, Ки/т *)		Изотопы	Период полураспада	Удельная активность, топлива, Ки/т *)	
		Реактор на тепловых нейтронах	Реактор на быстрых нейтронах			Реактор на тепловых нейтронах	Реактор на быстрых нейтронах
Продукты деления				Трансурановые элементы			
¹⁴⁴ Ce	284 сут.	892	1280	²⁴¹ Pu	15 лет	116	600
⁹⁵ Nb	35 сут.	869	2660	²⁴² Cm	163 сут.	19,3	65,5
⁹⁵ Zr	64 сут.	524	2100	²³⁸ Pu	88 лет	2,79	11,2
¹⁰⁶ Ru	1 год	459	1290	²⁴⁴ Cm	18 лет	2,5	1,14
⁸⁹ Sr	51 сут.	214	637	²⁴⁰ Pu	6,5·10 ³ лет	0,48	0,13
¹³⁷ Cs	30 лет	107	109	²³⁹ Pu	2,4·10 ⁴ лет	0,33	3,53
¹⁴⁷ Pm	2,6 года	404	353	²⁴¹ Am	433 года	0,17	1,57
⁹⁰ Sr	29 лет	76,9	43,4	²⁴³ Am	7330 лет	17·10 ⁻³	50·10 ⁻³
³ H	12,3 года	0,7	0,9	²⁴² Pu	3,8·10 ⁵ лет	1,4·10 ⁻³	13·10 ⁻³

*) в СИ: 1 Ки = 3,7·10¹⁰ Бк;
1 Ки/т = 3,7·10⁷ Бк/кг

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВОЗМОЖНЫЕ РАДИОИЗОТОПНЫЕ
КОНТАМИНАНТЫ*) И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

7

*) От (англ.) contamination — «загрязнение, заражение»

Табл. П.7.1. Наименее вероятные из возможных радиоизотопов-контaminантов экосистемы

Наименование радиоизотопа	Обозначение	Период полураспада	Вид и энергия излучения, МэВ
америчий-241	^{241}Am	433 года	$E_\alpha = 5,49; E_\gamma = 0,06$
аргон-41	^{41}Ar	1,83 ч	E_β - слаб.; $E_\gamma = 1,293$
барий-131	^{131}Ba	11,8 сут.	$E_\gamma = 0,124; E_\gamma = 0,216$
барий-140	^{140}Ba	12,7 сут.	$E_\beta = 1,02; E_\gamma = 0,537$
бериллий-7	^7Be	53,4 сут.	$E_\gamma = 0,477$
бром-82	^{82}Br	35,3 ч	$E_\beta = 0,444; E_\gamma = 0,777; E_\gamma = 0,554$
висмут-207	^{207}Bi	38 лет	$E_\gamma = 0,570; E_\gamma = 1,064$
висмут-210	^{210}Bi	5,01 сут.	$E_\beta = 1,160$
висмут-212	^{212}Bi	60,6 мин.	$E_\alpha = 6,05; E_\beta = 2,26; E_\gamma = 0,727$
висмут-214	^{214}Bi	19,9 мин.	$E_\beta = 3,26; E_\gamma = 0,609; E_\gamma = 1,12$
вольфрам-185	^{185}W	75 сут.	$E_\beta = 0,429$
вольфрам-187	^{187}W	23,9 ч	$E_\beta = 1,31; E_\gamma = 0,686; E_\gamma = 0,479$
гадолиний-153	^{153}Gd	242 сут.	$E_\gamma = 0,099$
галлий-68	^{68}Ga	68,1 мин.	$E_\beta = 1,9; E_\gamma = 0,511; E_\gamma = 1,078$
галлий-72	^{72}Ga	14,1 ч	$E_\beta = 3,15; E_\gamma = 0,835; E_\gamma = 0,630$
гафний-181	^{181}Hf	42,4 сут.	$E_\beta = 1,41; E_\gamma = 0,482; E_\gamma = 0,133$
гельмий-166	^{166}Ho	26,8 ч	$E_\beta = 1,84; E_\gamma$ - слаб.

Продолжение табл. П. 7. 1.

диспрозий-159	^{159}Dy	144 сут.	$E_{\gamma} = 0,348; E_{\gamma} = 0,058$
европий-152	^{152}Eu	13,3 года	$E_{\beta} = 1,48; E_{\gamma} = 0,344; E_{\gamma} = 0,122$
европий-154	^{154}Eu	8,8 года	$E_{\beta} = 0,87; E_{\beta} = 1,85; E_{\gamma} = 0,123;$
европий-155	^{155}Eu	4,96 года	$E_{\beta} = 0,25; E_{\gamma} = 0,087; E_{\gamma} = 0,105$
железо-59	^{59}Fe	44,5 сут.	$E_{\beta} = 0,475; E_{\gamma} = 1,095; E_{\gamma} = 1,292$
золото-195	^{195}Au	183 сут.	$E_{\gamma} = 0,099; E_{\gamma} = 0,129$
золото-198	^{198}Au	2,70 сут.	$E_{\beta} = 0,962; E_{\gamma} = 0,412; E_{\gamma} = 0,676$
золото-199	^{199}Au	3,14 сут.	$E_{\beta} = 0,46; E_{\beta} = 0,30; E_{\gamma} = 0,158; E_{\gamma} = 0,208$
индий-113m	^{113m}In	1,66 ч	$E_{\gamma} = 0,392$
индий-114	^{114}In	71,9 с.	$E_{\beta} = 1,988; E_{\gamma}$ - слаб.
индий-114m	^{114m}In	45,5 сут.	$E_{\gamma} = 0,190; E_{\gamma} = 0,558; E_{\gamma} = 0,724$
йод-125	^{125}I	60,14 сут.	$E_{\gamma} = 0,035$
йод-129	^{129}I	1,57·10 ⁷ лет	$E_{\beta} = 0,150; E_{\gamma} = 0,040$
йод-130	^{130}I	12,4 ч	$E_{\beta} = 1,04; E_{\gamma} = 0,669; E_{\gamma} = 0,538$
йод-131	^{131}I	8,04 сут.	$E_{\beta} = 0,606; E_{\gamma} = 0,364$
иридий-192	^{192}Ir	73,8 сут.	$E_{\beta} = 0,67; E_{\gamma} = 0,317; E_{\gamma} = 0,468$
иридий-194	^{194}Ir	19,2 ч	$E_{\beta} = 2,24; E_{\gamma} = 0,368; E_{\gamma} = 0,64$
иттербий-169	^{169}Yb	32,0 сут.	$E_{\gamma} = 0,063; E_{\gamma} = 0,198; E_{\gamma} = 0,177$
иттрий-90	^{90}Y	64,1 ч	$E_{\beta} = 2,27$
иттрий-91	^{91}Y	58,5 сут.	$E_{\beta} = 1,545; E_{\gamma}$ - слаб.
калий-40	^{40}K	1,28·10 ⁹ лет	$E_{\beta} = 1,314; E_{\gamma} = 1,46$

Продолжение табл. П.7.1.

калий-42	^{42}K	12,4 ч	$E_\beta = 3,52; E_\gamma = 1,524$
кальций-45	^{45}Ca	164 сут.	$E_\beta = 0,252$
кальций-47	^{47}Ca	4,54 сут.	$E_\beta = 1,98; E_\beta = 0,67; E_\gamma = 1,308$
кадмий-109	^{109}Cd	464 сут.	$E_\gamma = 0,088$
кадмий-115	^{115}Cd	53,46 ч	$E_\beta = 1,11; E_\gamma = 0,53; E_\gamma = 0,49$
кадмий-115m	^{115m}Cd	44,6 сут.	$E_\beta = 1,62; E_\gamma = 0,935$
кобальт-57	^{57}Co	271 сут.	$E_\gamma = 0,122; E_\gamma = 0,136; E_\gamma = 0,014$
кобальт-58	^{58}Co	70,8 сут.	$E_\gamma = 0,810; E_\gamma = 0,511$
кобальт-60	^{60}Co	5,27 года	$E_\beta = 0,314; E_\gamma = 1,173; E_\gamma = 1,332$
криптон-85	^{85}Kr	10,7 года	$E_\beta = 0,67; E_\gamma$ - слаб.
ксенон-133	^{133}Xe	5,29 сут.	$E_\beta = 0,346; E_\gamma = 0,081$
лантан-140	^{140}La	40,3 ч	$E_\beta = 2,175; E_\beta = 1,69; E_\beta = 1,36; E_\gamma = 1,596$
лютеций-177	^{177}Lu	6,71 сут.	$E_\beta = 0,497; E_\gamma = 0,208; E_\gamma = 0,113$
магний-28	^{28}Mg	21,1 ч	$E_\beta = 0,9; E_\beta = 0,46; E_\gamma = 0,031; E_\gamma = 1,35$
марганец-54	^{54}Mn	313 сут.	$E_\gamma = 0,835$
медь-64	^{64}Cu	12,7 ч	$E_\beta = 0,573; E_\beta = 0,656; E_\gamma = 0,511$
молибден-99	^{99}Mo	66,0 ч	$E_\beta = 1,23; E_\gamma = 0,70; E_\gamma = 0,181$
мышьяк-74	^{74}As	17,78 сут.	$E_\beta = 1,36; E_\beta = 0,95; E_\gamma = 0,596; E_\gamma = 0,511$
мышьяк-76	^{76}As	26,32 ч	$E_\beta = 2,97; E_\gamma = 0,559; E_\gamma = 0,657$
Мышьяк-77	^{77}As	38,83 ч	$E_\beta = 0,68; E_\gamma = 0,239$
натрий-22	^{22}Na	2,60 года	$E_\beta = 0,545; E_\gamma = 0,511; E_\gamma = 1,275$

Продолжение табл. П. 7. 1.

натрий-24	^{24}Na	15,0 ч	$E_{\beta} = 1,389; E_{\gamma} = 1,369; E_{\gamma} = 2,754$
неодим-147	^{147}Nd	11 сут.	$E_{\beta} = 0,9; E_{\beta} = 0,81; E_{\gamma} = 0,091; E_{\gamma} = 0,533$
никель-63	^{63}Ni	100 лет	$E_{\beta} = 0,067$
ниобий-95	^{95}Nb	35 сут.	$E_{\beta} = 0,160; E_{\gamma} = 0,765$
осмий-191	^{191}Os	15,4 сут.	$E_{\beta} = 0,143; E_{\gamma} = 0,129$
палладий-103	^{103}Pd	16 сут.	$E_{\gamma} = 0,362$
палладий-109	^{109}Pd	13,5 ч	$E_{\beta} = 1,028; E_{\gamma} = 0,088$
плутоний-238	^{238}Pu	87,7 года	$E_{\alpha} = 5,50; E_{\alpha} = 5,46; E_{\gamma} - \text{слаб.}$
плутоний-239	^{239}Pu	24119 лет	$E_{\alpha} = 5,15; E_{\alpha} = 5,10; E_{\gamma} = 0,039; E_{\gamma} = 0,052; E_{\gamma} = 0,129;$ $E_{\gamma} = 0,375; E_{\gamma} = 0,414;$
полоний-210	^{210}Po	138 сут.	$E_{\alpha} = 5,305; E_{\gamma} = \text{слаб.}$
полоний-216	^{216}Po	0,15 с	$E_{\alpha} = 6,78$
полоний-218	^{218}Po	3,05 мин.	$E_{\alpha} = 6,00$
празеодим-142	^{142}Pr	19,1 ч	$E_{\beta} = 2,16; E_{\gamma} = 1,57$
празеодим-143	^{143}Pr	13,6 сут.	$E_{\beta} = 0,933$
празеодим-144	^{144}Pr	17,3 мин.	$E_{\beta} = 2,99; E_{\gamma} = 0,695$
прометий-147	^{147}Pm	2,62 года	$E_{\beta} = 0,224$
протактиний-233	^{233}Pa	27 сут.	$E_{\beta} = 0,568; E_{\gamma} = 0,31$
протактиний-234	^{234}Pa	6,7 ч	$E_{\beta} = 1,13; E_{\gamma} = 0,90; E_{\gamma} = 0,100$
радий-226	^{226}Ra	1600 лет	$E_{\alpha} = 4,78; E_{\gamma} = 0,186$
радон-220	^{220}Rn	55,6 с	$E_{\alpha} = 6,29; E_{\gamma} = 0,55$

Продолжение табл. П.7.1.

радон-222	^{222}Rn	3,82 сут.	$E_\alpha = 5,49; E_\gamma = 0,510$
рений-186	^{186}Re	90,6 ч	$E_\beta = 1,07; E_\gamma = 0,13$
родий-106	^{106}Rh	28,8 с	$E_\beta = 3,54; E_\gamma = 0,512; E_\gamma = 0,622$
рубидий-86	^{86}Rb	18,7 сут.	$E_\beta = 1,78; E_\gamma = 1,078$
рубидий-87	^{87}Rb	4,8-10 ¹⁰ лет	$E_\beta = 0,274$
рутений-97	^{97}Ru	2,9 сут.	$E_\gamma = 0,215; E_\gamma = 0,324$
рутений-106	^{106}Ru	372 сут.	$E_\beta = 0,039$
рутуть-197	^{197}Hg	64,1 ч	$E_\gamma = 0,077; E_\gamma = 0,191$
рутуть-197m	^{197m}Hg	28,8 ч	$E_\gamma = 0,134; E_\gamma = 0,279$
рутуть-203	^{203}Hg	46,6 сут.	$E_\beta = 0,214; E_\gamma = 0,278$
самарий-151	^{151}Sm	90 лет	$E_\beta = 0,076; E_\gamma = 0,022$
самарий-153	^{153}Sm	46,7 ч	$E_\beta = 0,80; E_\gamma = 0,103$
селен-75	^{75}Se	120 сут.	$E_\gamma = 0,265; E_\gamma = 0,136$
серебро-110	^{110}Ag	24,6 с	$E_\beta = 2,87; E_\gamma = 0,658$
серебро-110m	^{110m}Ag	250 сут.	$E_\gamma = 0,658; E_\gamma = 0,885; E_\gamma = 1,384$
серебро-111	^{111}Ag	7,45 сут.	$E_\beta = 1,05; E_\gamma = 0,342$
сера-35	^{35}S	87,2 сут.	$E_\beta = 2,3; E_\gamma = 1,57$
свинец-210	^{210}Pb	22,3 года	$E_\beta = 0,061; E_\gamma = 0,047$
свинец-212	^{212}Pb	10,64 ч	$E_\beta = 0,346; E_\beta = 0,586; E_\gamma = 0,239$
свинец-214	^{214}Pb	26,8 мин.	$E_\beta = 0,65; E_\gamma = 0,352; E_\gamma = 0,295$
скандий-46	^{46}Sc	83,8 сут.	$E_\beta = 0,357; E_\gamma = 0,889; E_\gamma = 1,120$

Продолжение табл. П. 7. 1.

стронций-85	^{85}Sr	64,8 сут.	$E_{\gamma} = 0,514$
стронций-87m	^{85m}Sr	2,81 ч	$E_{\gamma} = 0,388$
стронций-89	^{89}Sr	50,6 сут.	$E_{\beta} = 1,46; E_{\gamma} - \text{слаб.}$
стронций-90	^{90}Sr	28,6 лет	$E_{\beta} = 0,546$
сурьма-122	^{122}Sb	2,7 сут.	$E_{\beta} = 2,0; E_{\beta} = 1,4; E_{\gamma} = 0,564;$
сурьма-124	^{124}Sb	60,2 сут.	$E_{\beta} = 2,31; E_{\gamma} = 0,603; E_{\gamma} = 1,691$
сурьма-125	^{125}Sb	2,73 года	$E_{\beta} = 0,61; E_{\gamma} = 0,427; E_{\gamma} = 0,599$
таллий-204	^{204}Tl	3,78 года	$E_{\beta} = 0,766$
тантал-182	^{182}Ta	115 сут.	$E_{\beta} = 0,522; E_{\gamma} = 0,068; E_{\gamma} = 1,121$
теллур-132	^{132}Te	78,2 ч	$E_{\beta} = 0,22; E_{\gamma} = 0,230; E_{\gamma} = 0,053$
тербий-160	^{160}Tb	72,3 сут.	$E_{\beta} = 0,86; E_{\gamma} = 0,603; E_{\gamma} = 1,691$
технеций-99	^{99}Tc	$2,13 \cdot 10^5$ лет	$E_{\beta} = 0,292$
технеций-99m	^{99m}Tc	6,02 ч	$E_{\gamma} = 0,1426$
титан-44	^{44}Ti	47,3 года	$E_{\beta} = 1,04; E_{\gamma} = 0,078; E_{\gamma} = 0,068$
торий-232	^{232}Th	$14,1 \cdot 10^9$ лет	$E_{\alpha} = 4,01; E_{\alpha} = 3,95$
третий	^3H	12,4 года	$E_{\beta} = 0,005$
тулий-170	^{170}Tm	129 сут.	$E_{\beta} = 0,97; E_{\gamma} = 0,084$
уран-234	^{234}U	$2,45 \cdot 10^5$ лет	$E_{\alpha} = 4,77; E_{\alpha} = 4,72; E_{\gamma} = 0,053$
уран-235	^{235}U	$7,038 \cdot 10^8$ лет	$E_{\alpha} = 4,58; E_{\alpha} = 4,40; E_{\alpha} = 4,36; E_{\gamma} = 0,143; E_{\gamma} = 0,185;$ $E_{\gamma} = 0,204$
уран-238	^{238}U	$4,468 \cdot 10^9$ лет	$E_{\alpha} = 4,20; E_{\alpha} = 4,15$

Окончание табл. П.7.1.

углерод-14	^{14}C	5730 лет	$E_{\beta} = 0,156$
фосфор-32	^{32}P	14,7 сут.	$E_{\beta} = 1,710$
хлор-36	^{36}Cl	$3,01 \cdot 10^5$ лет.	$E_{\beta} = 0,714; E_{\gamma}$ - слаб.
хром-51	^{51}Cr	27,7 сут.	$E_{\gamma} = 0,320$
цезий-134	^{134}Cs	2,06 года	$E_{\beta} = 0,662; E_{\gamma} = 0,796; E_{\gamma} = 0,605$
цезий-137	^{137}Cs	30,0 лет	$E_{\beta} = 1,176; E_{\beta} = 0,514; E_{\gamma} = 0,662$
церий-141	^{141}Ce	32,5 сут.	$E_{\beta} = 0,581; E_{\gamma} = 0,145$
церий-144	^{144}Ce	285 сут.	$E_{\beta} = 0,31; E_{\gamma} = 0,134$
цинк-65	^{65}Zn	241 сут.	$E_{\gamma} = 1,115; E_{\gamma} = 0,511$
цинк-69	^{69}Zn	55,6 мин.	$E_{\beta} = 0,90$
цирконий-95	^{95}Zr	64 сут.	$E_{\beta} = 0,396; E_{\gamma} = 0,724; E_{\gamma} = 0,756$
эрий-169	^{169}Er	9,4 сут.	$E_{\beta} = 0,34; E_{\gamma}$ - слаб.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ
НЕКОТОРЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

8

Табл. П.8.1. | Значения допустимых концентраций радионуклидов
в воде и воздухе

Радиоизотоп	Период полураспада, лет	Допустимая удельная активность	
		в воздухе, Бк/м ³	в воде, Бк/кг
Тритий 3H (в составе оксида)	12,35	$7,6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$
Углерод ^{14}C	5730	$2,4 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^3$
Железо ^{55}Fe	2,7	$1,8 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^3$
Кобальт ^{60}Co	5,27	$1,4 \cdot 10^1$	$3,7 \cdot 10^2$
Криптон ^{85}Kr *)	10,3	$3,5 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^3$
Стронций ^{90}Sr *)	29,12	5,7	$4,5 \cdot 10^1$
Йод ^{129}I	$1,57 \cdot 10^7$	3,7	$1,1 \cdot 10^1$
Йод ^{131}I *)	8,04 сут	$1,8 \cdot 10^1$	$5,7 \cdot 10^1$
Цезий ^{135}Cs *)	$2,6 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^2$	$6,3 \cdot 10^2$
Свинец ^{210}Pb	22,3	$1,5 \cdot 10^{-1}$	1,8
Радий ^{226}Ra	1600	$8,6 \cdot 10^{-3}$	4,5
Уран ^{238}U	$4,47 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^1$	$7,3 \cdot 10^{-1}$
Плутоний ^{239}Pu	$2,4 \cdot 10^4$	$9,1 \cdot 10^{-3}$	5

Примечание: в табл. П.8.2 отдельно указан доленой выход при делении ядер урана ^{235}U в ядерном реакторе.

Табл. П.8.2. | Долевой выход некоторых радиоизотопов
при делении ядер урана ^{235}U

Изотоп	Криптон ^{85}Kr	Стронций ^{90}Sr	Йод ^{131}I	Цезий ^{135}Cs
Доля в продуктах деления ^{235}U	0,293 %	5,77 %	3,1 %	6,4 %

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ
РАСЧЕТНЫХ ЗАДАЧ

9

ОБЩИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ И ДИДАКТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Помещенные ниже задачи (№1 - №40) призваны способствовать лучшему усвоению учебного материала книги на основе их решения в качестве практических упражнений. Поэтому рекомендуется все задачи решить самостоятельно, сверяясь с дидактическими пояснениями, предложенными методами решений и ответами. В процессе решения задач можно обращаться к соответствующим разделам учебника.

Перед тем, как приступить к решению каждой задачи — рекомендуется, внимательно прочитав условие, осмыслить его с точки зрения связанного с задачей физического явления и проанализировать соответствующие физические процессы.

Пробуя решить ту или иную задачу самостоятельно, не следует пренебрегать полной записью формул и пояснений к ним. Перед выполнением расчетов желательно сделать подстановку числовых значений в нужные формулы.

Решение задачи должно заканчиваться получением численного результата с указанием единиц размерности.

ЗАДАЧИ И ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ

Задача № 1

Ядром нептуния ${}_{93}^{234}\text{Np}$ захвачен электрон из оболочки атома в результате K -захвата, в результате чего испущена α -частица. Нуклид изотопа какого химического элемента образовался в результате этого ядерного превращения?

Решение задачи № 1

Известно, что при электронном захвате из ближайшей к ядру электронной оболочки (K -оболочки) атома электрон поглощается ядром, в результате чего один из протонов ядра превращается в нейтрон. При этом, заметим, из ядра испускается нейтрино, однако для решения данной задачи это существенной роли не играет.

Таким образом, общее число нуклонов в ядре не изменяется, но зарядовое число уменьшится на единицу. Поэтому промежуточное ядро будет иметь зарядовое число: $93 - 1 = 92$, а массовое число останется прежним — 234.

По периодической таблице элементов Д.И. Менделеева определяем, что образовавшееся промежуточное ядро — нуклид урана ${}_{92}^{234}\text{U}$.

Рассмотрим процесс испускания промежуточным ядром α -частицы. Так как α -частица (ядро изотопа ${}^4_2\text{He}$) содержит два протона и два нейтрона, то заряд промежуточного ядра ${}_{92}^{234}\text{U}$ при акте испускания α -частицы уменьшится на две единицы, при этом массовое число уменьшится на четыре единицы. Таким образом, конечное ядро будет иметь зарядовое число $Z = 90$ и массовое число $A = 230$. Понятно, что эти характеристики соответствуют нуклиду тория ${}_{90}^{230}\text{Th}$.

Ответ: в результате ядерного превращения образовался нуклид изотопа тория ${}_{90}^{230}\text{Th}$.

Задача № 2

Нуклид какого химического элемента образуется в результате распада ядра висмута $^{212}_{83}\text{Bi}$, сопровождающегося испусканием α -частицы. Записать уравнение ядерного перехода.

Решение задачи № 2

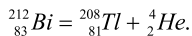
Известно, что атомные ядра (нуклиды) состоят из элементарных частиц двух видов: протонов и нейтронов, объединяемых общим названием нуклоны. Количество протонов в ядре суть зарядовое число Z , количество нуклонов в ядре суть массовое число A . Известно также, что висмут — 83-й элемент в периодической таблице Д.И.Менделеева, то есть его зарядовое число равно 83.

Обозначим неизвестное ядро символом A_ZX . Так как α -частица (ядро изотопа ^4_2He) содержит два протона и два нейтрона, то при ее испускании зарядовое число уменьшается на 2, а массовое число — на 4. Поэтому можно определить величины Z и A :

$$Z = 83 - 2 = 81, \quad A = 212 - 4 = 208.$$

Химический элемент с порядковым номером 81 в периодической системе — это таллий. Следовательно, ядро висмута $^{212}_{83}\text{Bi}$ превратится в ядро таллия $^{208}_{81}\text{Tl}$.

Таким образом, уравнение ядерного перехода можно записать в виде:



Ответ: образуется нуклид таллия путем перехода, описываемого уравнением $^{212}_{83}\text{Bi} = ^{208}_{81}\text{Tl} + ^4_2\text{He}$.

Задача № 3

Определить активность радиоизотопного источника, если известно, что число распадов радионуклидов изотопа составило $N = 10^8$ за период времени в 20 секунд.

Решение задачи № 3

По определению, активность есть число распадов в единицу времени:

$$A = \frac{dN}{dt} \text{ или } A = \frac{N}{t}, \quad (1)$$

где N – число распадов; t – время.

Подставим исходные данные в формулу (1), получим:

$$A = \frac{10^8}{20} = 5 \cdot 10^7 \text{ Бк.}$$

Таким образом, активность данного источника равна $5 \cdot 10^7$ Бк.

Ответ: активность радиоизотопного источника равна $5 \cdot 10^7$ Бк.

Задача № 4

Определить величину плотности потока β - и γ -излучения радионуклидного источника (препарата) рубидия ^{86}Rb активностью 1 Ки на расстоянии 100 см, если на один акт распада нуклида приходится 91,5% β -частиц и 8,5% γ -фотонов, испускаемых изотропно.

Решение задачи №4

Известно, что плотность потока ионизирующего излучения, по определению искомой величины, рассчитывается по формуле:

$$\Phi = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot A \cdot \sum n_i}{4 \cdot \pi \cdot r^2},$$

где A – величина активности препарата в несистемных единицах (Ки), умножение которой на $3,7 \cdot 10^{10}$ позволяет выразить ее в единицах СИ (Бк); n_i – количество частиц, испускаемых от одного акта распада i -го вида излучения; r – расстояние от источника.

Находим плотность потока β -частиц по вышеуказанной формуле:

$$\Phi_{\beta} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 1 \cdot (0,915 + 0,085)}{4 \cdot 3,14 \cdot 100^2} = 2,94 \cdot 10^5 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}};$$

Аналогично, находим плотность потока γ -фотонов:

$$\Phi_{\gamma} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 1 \cdot 0,085}{4 \cdot 3,14 \cdot 100^2} = 2,5 \cdot 10^4 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Ответ: величина плотности потока β -излучения равна

$$\Phi_{\beta} = 2,94 \cdot 10^5 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}};$$

искомая величина плотности потока γ -излучения равна

$$\Phi_{\gamma} = 2,5 \cdot 10^4 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Задача № 5

Для определения периода полураспада $T_{1/2}$ короткоживущего радиоактивного изотопа использован счетчик импульсов, каждый из которых — следствие распада отдельного нуклида. За время $\Delta t = 1$ мин. в начале наблюдения ($t = 0$) было получено $\Delta n_1 = 250$ импульсов, а по истечении времени $t = 1$ ч — $\Delta n_2 = 92$ импульса. Определить постоянную радиоактивного распада λ_p , а по ней и период полураспада $T_{1/2}$ изотопа.

Решение задачи № 5

Известно, что число импульсов Δn , регистрируемых счетчиком за время Δt , пропорционально числу распавшихся за это время атомов ΔN .

Таким образом, при первом измерении получаем:

$$\Delta n_1 = k \cdot \Delta N_1 = k \cdot N_1 \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot \Delta t}), \quad (1)$$

где N_1 — количество радиоактивных атомов к моменту начала отсчета; k — коэффициент пропорциональности (постоянный для данного прибора и данного расположения прибора относительно радиоактивного изотопа).

При повторном измерении (предполагается, что расположение приборов осталось прежним), получим:

$$\Delta n_2 = k \cdot \Delta N_2 = k \cdot N_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot \Delta t}), \quad (2)$$

где N_2 — количество радиоактивных атомов к моменту начала второго измерения.

Разделив выражение (1) на выражение (2) и приняв во внимание, что по условию задачи Δt одинаково в обоих случаях, а также то, что N_1 и N_2 связаны между собой соотношением:

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\lambda_p t},$$

получим уравнение:

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = e^{\lambda_p \cdot t}, \quad (3)$$

где t – время, прошедшее от первого до второго измерения. Для решения показательного уравнения (3) и вычисления λ_p обе части равенства следует сначала прологарифмировать:

$$\ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \lambda_p \cdot t,$$

откуда:

$$\lambda_p = \frac{1}{t} \ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2}. \quad (4)$$

Теперь подставим данные в условии числовые значения в формулу (4) и получим постоянную радиоактивного распада, а затем — и период полураспада изотопа:

$$\begin{aligned} \lambda_p &= \frac{1}{1} \ln \frac{250}{92} = 1 \text{ ч}^{-1}; \\ T_{1/2} &= \frac{\ln 2}{\lambda_p} \approx \frac{0,693}{1} = 41,5 \text{ мин.} \end{aligned}$$

Таким образом, постоянная радиоактивного распада λ_p приблизительно равна 1 ч^{-1} , а период полураспада $T_{1/2}$ изотопа равен 41,5 мин.

Ответ: постоянная распада $\lambda_p = 1 \text{ ч}^{-1}$; период полураспада $T_{1/2} = 41,5 \text{ мин.}$

Задача № 6

Известно, что в случае приповерхностного захоронения (в специальных упаковках) радиоактивных отходов, максимальная удельная активность α -излучателей с периодом полураспада более 5 лет не должна превышать $3,7 \cdot 10^3$ Бк/г (при условии, что в среднем по захоронению их удельная активность не превышает 370 Бк/г). Какая доля начального количества нуклидов изотопа с периодом полураспада ровно 5 лет, содержащихся в отходах, распадется за два года? Как изменится локальная и осредненная удельная активность, если эти значения были максимальными?

Решение задачи № 6

Известно, что закон радиоактивного распада можно записать в виде:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda_p \cdot t} \text{ или } dN = -\lambda_p \cdot dt,$$

где N_0 – число ядер в начальный момент времени ($t = 0$); N – число ядер оставшихся к моменту времени t ; dN – число ядер, распавшихся за малый интервал времени dt ; λ_p – постоянная радиоактивного распада (вероятность распада ядра в единицу времени).

Исходя из закона радиоактивного распада, выразим число ядер, распавшихся за время t , как разность между оставшимся числом нераспавшихся нуклидов и их начальным количеством:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot t}).$$

Соотношение между периодом полураспада $T_{1/2}$ и постоянной распада имеет вид:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_p} \approx \frac{0,693}{\lambda_p}.$$

По определению, доля распавшихся атомов – это отношение числа распавшихся атомов ΔN к начальному числу атомов N_0 .

В соответствии с законом радиоактивного распада:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot t}).$$

Отсюда:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = 1 - e^{-\lambda_p \cdot t}.$$

Учитывая, что $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, после соответствующей подстановки исходных числовых данных получаем:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = 1 - 2,72^{\frac{0,693}{5} \cdot 2} = 0,242.$$

Таким образом, доля распавшихся нуклидов из числа начального их количества составит 0,242, то есть 24,2%.

Соответственно, доля оставшихся нуклидов, обладающих радиоактивностью через два года после захоронения, составит $1 - 0,242 = 0,758$. Это значит, что начальная локальная удельная активность $3,7 \cdot 10^3$ Бк/г уменьшится до значения 2804,6 Бк/г, а начальная осредненная удельная активность 370 Бк/г уменьшится до значения 280,46 Бк/г.

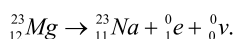
Ответ: распадется 24,2% нуклидов, остаточные значения локальной удельной активности и осредненной удельной активности составят, соответственно, 2804,6 Бк/г и 280,46 Бк/г.

Задача № 7

Радиоактивным ядром изотопа магния ^{23}Mg испущен позитронный дуплет — позитрон и нейтрино. Определить энергию Q , высвобожденную при распаде ядра.

Решение задачи № 7

Схема β^+ -распада нуклида магния ^{23}Mg имеет вид:



Принимаем, что ядро магния было неподвижным, и — учитывая, что масса покоя нейтрино равна нулю, — запишем уравнение энергетического баланса. Действительно, на основании закона сохранения релятивистской полной энергии имеем:

$$c^2 \cdot m_{\text{Mg}} = c^2 \cdot m_{\text{Na}} + T_{\text{Na}} + c^2 \cdot m_e + T_e + T_\nu. \quad (1)$$

Энергия распада в этом случае равна:

$$Q = T_{\text{Na}} + T_e + T_\nu = c^2 \cdot (m_{\text{Mg}} - m_{\text{Na}} - m_e). \quad (2)$$

Выразим массы ядер магния и натрия через массы соответствующих нейтральных атомов, тогда:

$$Q = c^2 \cdot [(m_{\text{Mg}} - 12 \cdot m_e) - (m_{\text{Na}} - 11 \cdot m_e) - m_e].$$

Так как массы покоя электрона и позитрона одинаковы, то после упрощений получим:

$$Q = c^2 \cdot (m_{\text{Mg}} - m_{\text{Na}} - 2 \cdot m_e).$$

Сделав подстановку числовых значений, найдем, что $Q = 3,05$ МэВ.

Таким образом, энергия от распада нуклида равна 3,05 МэВ.

Ответ: энергия, высвобожденная при распаде ядра изотопа ^{23}Mg , равна 3,05 МэВ.

Задача № 8

Оценить расчетным путем суммарную активность трития, образовавшегося в результате испытания ядерного оружия, если общий мощностной эквивалент ядерных взрывов к моменту выполнения оценки составил 220 мегатонн в тротиловом эквиваленте. Учесть, что последствия ядерного взрыва в одну мегатонну приводят к радионуклидной контаминации пространства тритием, характеризующейся активностью $2,6 \cdot 10^{13}$ Бк.

Решение задачи № 8

Исходя из того, что образование трития при ядерном взрыве приводит к удельной активности $2,6 \cdot 10^{13}$ Бк/Мт, а тротиловый эквивалент произведенных ядерных взрывов по условию составил 220 Мт, можно численно оценить значение активности:

$$220 \cdot 2,6 \cdot 10^{13} = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ Бк.}$$

Ответ: активность трития после испытаний ядерного оружия оценивается величиной $5,7 \cdot 10^{15}$ Бк.

Задача № 9

По грубым оценкам природный уран состоит в долях изотопов: на $n_1 = 0,7\%$ из ^{235}U и на $n_1 = 99,3\%$ — из ^{238}U . По современным представлениям, все элементы тяжелее железа образовывались при взрывах сверхновых звезд, после этого из получившихся газопылевых облаков возникли объекты следующего «поколения», в частности — Солнце и планеты Солнечной системы (считается, что в этих выбросах было всех изотопов урана поровну). Оцените, сколько лет назад произошел тот выброс вещества, из которого сформировалась наша Земля. Период полураспада (то есть время, в течение которого число атомов данного изотопа уменьшается в 2 раза) примите для ^{235}U приблизительно $T_1 = 7 \cdot 10^8$ лет, а для ^{238}U — приблизительно $T_2 = 4,5 \cdot 10^9$ лет.

Решение задачи № 9

Обозначим количество атомов каждого изотопа непосредственно после взрыва сверхновой звезды через N_0 . Тогда через время T_1 после взрыва количество атомов ^{235}U стало равно $N_0/2$, через время $2 \cdot T_1$ — стало равно $N_0/2^2$, и так далее. Очевидно, что через время $t = n \cdot T_1$ после взрыва, равное n периодам полураспада ^{235}U , количество атомов этого изотопа стало равно $N_1 = N_0/2^n$. Аналогично, за то же самое время $t = k \cdot T_2$, равное k периодам полураспада ^{238}U , количество атомов данного изотопа стало равно $N_2 = N_0/2^k$. По условию задачи и из векового равновесия:

$$\frac{n}{k} = \frac{T_2}{T_1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{N_2}{N_1}.$$

Отсюда:

$$\frac{n}{k} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{2^n}{2^k} = 2^{n-k}.$$

Учитывая, что $t = n \cdot T_1 = k \cdot T_2$, получаем систему из двух уравнений относительно неизвестных n и k . Решая ее, найдем, например, k :

$$k = \frac{\lg(T_2 / T_1)}{\lg 2} \cdot \frac{T_1}{T_2 - T_1}.$$

Значит, искомое время равно:

$$t = k \cdot T_2 = \frac{\lg(T_2 / T_1)}{\lg 2} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \approx 6 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

Этот результат хорошо согласуется с действительным возрастом Солнечной системы (около 5 млрд. лет) и возрастом Земли (около 4 млрд. лет), определенными другими способами.

Ответ: выброс вещества, из которого сформировалась Земля по приблизительным оценкам равен $6 \cdot 10^9$ лет.

Задача № 10

В процессе естественной радиоактивности изотоп урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ с периодом полураспада 4,5 млрд. лет превращается в стабильный изотоп свинца ${}_{82}^{206}\text{Pb}$. Какое количество k_1 ядерных переходов (превращений) с испусканием α -частиц и какое количество k_2 ядерных переходов (превращений с испусканием β -частиц содержит последовательность (цепочка) радиоактивных распадов, приводящая к такому превращению?

Решение задачи № 10

Законы сохранения барионного числа (количества протонов и нейтронов) и электрического заряда приводят к алгебраическим уравнениям:

$$238 = 4 \cdot k_1 + 206;$$

$$82 = 92 - 2 \cdot k_1 + k_2.$$

Решая эти уравнения с двумя неизвестными в системе (методом Гаусса, методом Крамера или методом подстановки — в зависимости освоенного математического аппарата), легко можно определить:

$$k_1 = 8;$$

$$k_2 = 6.$$

Таким образом, число спонтанных переходов с испусканием α -частиц равно 8 и число спонтанных ядерных переходов с испусканием β -частиц равно 6.

Ответ: 6 спонтанных ядерных превращений с испусканием α -частиц и 8 спонтанных ядерных превращений с испусканием β -частиц.

Задача № 11

При облучении изотопа висмута ^{209}Bi протонами по реакции $^{209}\text{Bi} + ^1_0\text{p} \rightarrow ^{209}\text{Po} + ^1_0\text{n}$ получили миллион атомов самого долгоживущего ($T_{1/2} = 102$ года) α -радиоактивного изотопа полония ^{209}Po . Сколько нуклидов полония ^{209}Po распадется за год из числа полученных атомов?

Решение задачи № 11

Из закона радиоактивного распада следует, что число распавшихся атомов определяется выражением (см. пояснение к решению задачи № 6):

$$\Delta N = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda_p t}), \quad (1)$$

где N_0 – начальное число радионуклидов; $\lambda_p = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ – постоянная радиоактивного распада.

Поскольку период полураспада $T_{1/2}$ значительно больше времени распада $t = 1$ сутки, то экспоненту в законе радиоактивного распада можно разложить в ряд по малому параметру $t/T_{1/2}$ и использовать для вычислений. Подставим величины в (1) и получим:

$$\Delta N = N_0 \cdot \lambda_p \cdot t = N_0 \cdot \ln 2 \cdot \left(\frac{t}{T_{1/2}} \right). \quad (2)$$

После подстановки числовых значений получим $\Delta N = 6794$ шт. (ядер)

Ответ: за один год распадется около 7000 нуклидов.

Задача № 12

Найти энергетический выход ядерной реакции ${}^9_4\text{Be} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^6_3\text{Li}$, если известно, что значения кинетической энергии: протона $T_H = 5,45$ МэВ, ядра гелия $T_{He} = 4$ МэВ, что ядро гелия вылетело под углом 90° к направлению движения протона. Ядро в составе бериллиевой мишени ${}^9_4\text{Be}$ считать неподвижным.

Решение задачи № 12

Энергия реакции Q , по закону сохранения энергии, есть разность между суммой кинетических энергий ядер-продуктов реакции и кинетической энергией налетающего ядра:

$$Q = T_{Li} + T_{He} - T_H. \quad (1)$$

В правой части приведенного выражения (1) неизвестной величиной является кинетическая энергия ядра лития, которую надо найти, чтобы затем определить Q . Для ее определения воспользуемся законом сохранения импульса:

$$p_H = p_{He} + p_{Li}. \quad (2)$$

Векторы p_H и p_{He} , по условию задачи, взаимно перпендикулярны и, следовательно, вместе с вектором p_{Li} графически образуют прямоугольный треугольник. Поэтому, по теореме Пифагора, имеем:

$$p_{Li}^2 = p_{He}^2 + p_H^2. \quad (3)$$

Выразим в этом равенстве импульсы ядер через их кинетические энергии. Так как кинетические энергии ядер, по условию задачи, много меньше энергий покоя этих ядер, то можно воспользоваться классической формулой:

$$p^2 = 2mT. \quad (4)$$

Заменяя в уравнении (3) квадраты импульсов ядер их выражениями (4),

после подстановки и упрощения получим:

$$T_{Li} = \frac{m_{He} \cdot T_{He} + m_H \cdot T_H}{m_{Li}} = 3,58 \text{ МэВ}.$$

Подставив полученное значение и другие числовые значения в формулу (1), найдем:

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = 2,13 \text{ МэВ}.$$

Ответ: энергетический выход ядерной реакции равен 2,13 МэВ.

Задача № 13

Решить задачу по условию предыдущего дидактического примера, считая, что кинетические энергии и направления движения ядер неизвестны.

Решение задачи № 13

Применим закон сохранения релятивистской полной энергии:

$$E_{Be} + E_H = E_{He} + E_{Li}. \quad (1)$$

Релятивистская полная энергия ядра равна сумме энергии покоя и кинетической энергии:

$$E = mc^2 + T. \quad (2)$$

В формуле (2) для упрощения записи масса покоя обозначена не через m_0 , а через m . Так как ядро-мишень ${}^9\text{Be}$ неподвижно, то на основании формулы (2) уравнение (1) примет вид:

$$m_{Be}c^2 + m_Hc^2 + T_H = m_{He}c^2 + T_{He} + m_{Li}c^2 + T_{Li}. \quad (3)$$

Определим энергию реакции:

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = c^2 \cdot [(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (4)$$

При числовой подстановке массы ядер заменим массами нейтральных атомов, пренебрегая массами электронов (это допустимо, поскольку масса электрона почти в 2000 раз меньше массы ядра). Легко убедиться, что такая замена не повлияет на результат вычисления. В самом деле, так как масса m ядра равна разности между массой m_a нейтрального атома и массой электронов, образующих электронную оболочку, то:

$$Q = c^2 \cdot [(m_{Be} + 4m_e + m_H - m_e) - (m_{He} - 2m_e + m_{Li} - 3m_e)]. \quad (5)$$

Упростив уравнение (5), найдем:

$$Q = c^2 \cdot [(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (6)$$

Подставив числовые значения коэффициента пропорциональности величин c^2 (МэВ/а.е.м.) и масс нейтральных атомов (а.е.м.), получим $Q = 2,13$ МэВ, что совпадает с результатом, полученным в предыдущем примере.

Ответ: энергетический выход ядерной реакции равен $Q = 2,13$ МэВ.

Задача № 14

Космическое излучение на уровне моря в экваториальной части Земли приводит к образованию в атмосферном воздухе объемом $V = 1 \text{ см}^3$ в среднем 24-х пар ионов за время $t_1 = 10 \text{ с}$. Определить экспозиционную дозу экваториального излучения за время $t_2 = 1 \text{ год}$.

Решение задачи № 14

Экспозиционную дозу можно выразить формулой, исходя из определения мощности экспозиционной дозы:

$$X = \dot{X} t_2, \quad (1)$$

где \dot{X} - мощность экспозиционной дозы фотонного излучения.

Учтем, что мощность дозы можно выразить как:

$$\dot{X} = Q / (m t_1),$$

где Q - заряд ионов одного знака, образуемых излучением за время t_1 в воздухе массой m . В свою очередь, масса воздуха в контролируемом объеме может быть найдена как произведение плотности ρ воздуха на его объем V :

$$m = \rho \cdot V.$$

Заряд всех ионов одного знака найдем, умножив величину элементарного заряда на число ионов: $Q = |e| N$. Формула (1) с учетом выражений для \dot{X} , для m и для Q примет вид:

$$X = \dot{X} t_2 = \frac{Q}{m t_1} = \frac{|e| N t_2}{\rho V t_1}.$$

Выразим величины, входящие в полученную формулу, в единицах СИ и, выполнив вычисления, получим $X = 9,41 \text{ мкКл/кг}$.

Ответ: экспозиционная доза фотонного космического излучения в экваториальных широтах Земли составит за год $9,41 \text{ мкКл/кг}$.

Задача № 15

Определить начальную активность A_0 радиоактивного препарата массой $m = 0,2$ мкг, состоящего из изотопов магния ^{27}Mg , а также активность A этого препарата по истечении времени $t = 1$ час в предположении, что распад каждого из радионуклидов равновероятен.

Решение задачи № 15

Начальная активность изотопа связана с начальным числом нуклидов соотношением:

$$A_0 = \lambda N_0, \quad (1)$$

где λ - постоянная радиоактивного распада; N_0 - количество атомов изотопа в начальный момент ($t = 0$).

Если учесть то, что $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, и то, что $N_0 = \frac{m}{M} N_A$, где N_A — число Авогадро, а M — молярная масса, то формула (1) примет вид:

$$A_0 = \frac{m N_A}{M T_{1/2}} \ln 2. \quad (2)$$

Выразим входящие в эту формулу величины в СИ и произведем вычисления:

$$A_0 = 5,15 \cdot 10^{12} \text{ Бк} = 5,15 \text{ ТБк}.$$

Активность изотопа уменьшается со временем по экспоненциальному закону:

$$A = A_0 e^{-\ln 2 \cdot t / T_{1/2}}.$$

Сделав подстановку числовых значений в последнее выражение, получим:

$$A = 8,05 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 80,5 \text{ ГБк}.$$

Ответ: начальная активность равна 5,15 ТБк, значение активности через 1 час равно 80,5 ГБк.

Задача № 16

Определить отношение $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ сечений ядерных реакций нуклидов висмута $^{209}_{83}\text{Bi}$ и алюминия $^{27}_{13}\text{Al}$.

Решение задачи № 16

Будем рассматривать нуклид — в соответствии с капельной моделью атомного ядра — как шар радиусом r . Тогда площадь его поперечного сечения (сечения ядра) может быть найдена по формуле:

$$\sigma = \pi r^2. \quad (1)$$

Радиус ядра зависит от числа нуклонов в ядре (массового числа A) и определяется соотношением:

$$r = r_0 A^{1/3},$$

где r_0 - коэффициент пропорциональности, практически одинаковый для всех ядер. Тогда:

$$\sigma_1 = \pi r_0^2 A_1^{2/3} \text{ и } \sigma_2 = \pi r_0^2 A_2^{2/3}.$$

Отношение сечений найдем, разделив выражения σ_1 и σ_2 :

$$\sigma_1 / \sigma_2 = (A_1 / A_2)^{2/3}.$$

Выполнив подстановку числовых значений ($A_1 = 209$ и $A_2 = 27$), получим:

$$\sigma_1 / \sigma_2 = 3,91.$$

Ответ: отношение сечений ядерных реакций нуклидов висмута $^{209}_{83}\text{Bi}$ и алюминия $^{27}_{13}\text{Al}$ равно 3,91.

Задача № 17

Водородная смесь изотопов обогащена дейтерием. Определить массовые доли ω_1 протия 1H и ω_2 дейтерия 2H , если относительная атомная масса A_r такого водорода оказалась равной 1,122. Учесть, что относительные атомные массы протия и дейтерия, соответственно, равны $A_{r1} = 1,00783$, $A_{r2} = 2,01410$.

Решение задачи № 17

Массовые доли ω_1 протия и ω_2 дейтерия можно выразить соотношениями:

$$\omega_1 = m_1 / (m_1 + m_2); \quad \omega_2 = m_2 / (m_1 + m_2),$$

где m_1 и m_2 - массы соответственно протия и дейтерия в смеси. Выразим из этих равенств массы m_1 и m_2 .

Полученные выражения:

$$m_1 = \omega_1 / (m_1 + m_2); \quad m_2 = \omega_2 / (m_1 + m_2)$$

подставим в знаменатель выражения, определяющего молярную массу M смеси:

$$M = \frac{m_1 + m_2}{m_1/M_1 + m_2/M_2}.$$

где M_1 и M_2 - молярные массы компонентов смеси.

После такой подстановки и простых преобразований получим:

$$M = \frac{M_1 M_2}{\omega_1 M_2 + \omega_2 M_1}. \quad (1)$$

Так как молярные массы протия и дейтерия пропорциональны их относительным атомным массам, то равенство (1) можно переписать в виде:

$$A_r = \frac{A_{r1} A_{r2}}{\omega_1 A_{r2} + \omega_2 A_{r1}}, \quad (2)$$

где A_{r1} и A_{r2} — относительные атомные массы, соответственно, протия и дейтерия.

Заметим далее, что сумма массовых долей всех компонентов должна быть равна единице, то есть:

$$\omega_1 + \omega_2 = 1. \quad (3)$$

Решив совместно уравнения (2) и (3), найдем:

$$\omega_1 = \frac{A_{r1}A_{r2} - A_r A_{r1}}{A_r (A_{r2} - A_{r1})}, \quad (4)$$

$$\omega_2 = \frac{A_{r1}A_{r2} - A_r A_{r2}}{A_r (A_{r1} - A_{r2})}. \quad (5)$$

Учитывая, что относительные атомные массы, соответственно, протия и дейтерия равны $A_{r1} = 1,00783$, $A_{r2} = 2,01410$, после подстановки числовых значений величин в (4) и (5), получим $\omega_1 = 0,796$ и $\omega_2 = 0,204$.

Ответ: массовые доли изотопов водорода равны 0,796 (протия) и 0,204 (дейтерия).

Задача № 18

Определить напряжение U , под которым работает рентгеновская трубка, если коротковолновая граница λ_{\min} в спектре тормозного рентгеновского излучения оказалась равной 15,5 пм.

Решение задачи № 18

Учтем, что рентгеновское излучение возникает за счет энергии, теряемой электроном при торможении. В рентгеновской трубке электрон приобретает кинетическую энергию T , которая связана с ускоряющей разностью потенциалов U соотношением:

$$T = |e|U, \quad (1)$$

где e - заряд электрона ($-1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл).

В соответствии с законом сохранения энергии, энергия фотона не может превысить значение кинетической энергии электрона ($\hbar\omega \leq T$). Максимальная энергия фотона в этом случае определяется равенством (с использованием записи энергии фотона через постоянную Планка-Дирака):

$$\hbar\omega_{\max} = T = |e|U. \quad (2)$$

Так как максимальная циклическая частота ω_{\max} связана с минимальной длиной волны λ_{\min} соотношением:

$$\lambda_{\min} = 2\pi c / \omega_{\max},$$

то из выражений (1) и (2) находим:

$$U = \frac{2\pi \hbar c}{|e|U}.$$

Произведем вычисления:

$$U = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1,05 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,60 \cdot 10^{-19} \cdot 1,55 \cdot 10^{-11}} B = 7,98 \cdot 10^4 B = 79,8 \text{ кВ}.$$

Ответ: напряжение, подаваемое на электроды рентгеновской трубки, равно 79,8 киловольт.

Задача № 19

Определить длину волны λ_{K_α} электромагнитного излучения и энергию ε_{K_α} фотона K_α -линии рентгеновского спектра, излучаемого вольфрамом при бомбардировке его быстрыми электронами.

Решение задачи № 19

Известно, что при бомбардировке вольфрама быстрыми электронами возникает рентгеновское излучение, имеющее линейчатый спектр. Быстрые электроны, проникая внутрь электронной оболочки атома, выбивают электроны, принадлежащие электронным слоям (процесс иллюстрирует рис. 2.6, § 2.3, гл. 2). Ближайший к ядру электронный слой атома вольфрама (K -слой) содержит два электрона. Если один из этих электронов оказывается выбитым за пределы атома, то на освободившееся место переходит электрон из вышележащих слоев (L, M, N).

При этом возникает излучение, соответствующее спектральной линии K -серии. При переходе электрона с L -слоя на K -слой получается наиболее интенсивная K_α -линия рентгеновского спектра. Длина волны этой линии определяется законом Мозли (см. рис. 2.7, § 2.3, гл.2):

$$\frac{1}{\lambda_{K_\alpha}} = \frac{3}{4} R (1 - Z)^2,$$

откуда:

$$\frac{1}{\lambda_{K_\alpha}} = \frac{4}{3 R (1 - Z)^2}.$$

Подставив сюда значения Z (для вольфрама $Z = 74$) и R , найдем:

$$\lambda_{K_\alpha} = 2,28 \cdot 10^{-11} \text{ м} = 22,8 \text{ нм}.$$

Зная длину волны, определим энергию фотона по формуле:

$$\varepsilon_{K_\alpha} = 2\pi \hbar c / \lambda.$$

Подставив в эту формулу числовые значения величин \hbar , c и λ_{K_α} , после вычислений находим:

$$\varepsilon_{K_\alpha} = 54,4 \text{ КэВ}.$$

Заметим, что энергию фотона α -линии K -серии рентгеновского излучения можно определить также непосредственно по формуле:

$$\varepsilon_{K\alpha} = \frac{3}{4} E_i (1 - Z)^2.$$

Ответ: длина волны рентгеновского излучения равна 22,8 пм, энергия фотона 54,4 КэВ.

Задача № 20

Вычислить радиус первой орбиты электрона в атоме водорода (боровский радиус) и скорость электрона на этой орбите.

Комментарий к условию: Н.Бор исходил из предположения, что электроны обращаются по круговым орбитам. А.Зоммерфельд дополнил теорию рассмотрением эллиптических орбит. Современная физика, отказавшись от представлений, связанных с понятием электронных орбит, рассматривает энергетические уровни (см. гл.2). При этом номера уровней ставят в соответствие номерам условных «боровских орбит» и пользуются этим термином для уможирительной наглядности.

Решение задачи № 20

Согласно теории Бора, радиус электронной орбиты и скорость электрона на ней связаны равенством (для величин, относящиеся к первой орбите):

$$m v r = \hbar. \quad (1)$$

Центростремительная сила, удерживающая электрон в состоянии движения по условной окружности, имеет электромагнитную природу притяжения отрицательно заряженного электрона и положительно заряженного ядра. Ее величина, выраженная согласно второму закону Ньютона (с одной стороны) может быть также записана, исходя из закона Кулона (с другой стороны), тогда:

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} \quad (2)$$

(здесь e и m – заряд и масса электрона), или:

$$m v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}.$$

Совместное решение уравнений (1) и (2) в системе дает выражение для радиуса орбиты:

$$r = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / (m e^2).$$

Произведя вычисления, найдем (первый) «боровский» радиус:

$$r_1 = a = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Из равенства (1) получим выражение скорости электрона на первой орбите:

$$v = \hbar / (mr).$$

Произведя вычисления, найдем искомую скорость:

$$v = 2,18 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

Ответ: условный радиус первой орбиты электрона в атоме водорода равен $5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м}$, скорость электрона на этой орбите равна $2,18 \cdot 10^6 \text{ м/с}$.

Задача № 21

Параллельный пучок электромагнитного излучения длиной волны $\lambda = 500$ нм падает нормально на зачерненную поверхность, производя давление $p = 10$ мкПа. Определить: 1) концентрацию n фотонов в пучке; 2) число n_1 фотонов, падающих на поверхность площадью 1 м^2 за время 1 с .

Решение задачи № 21

Концентрация n фотонов в пучке может быть найдена, как частное от деления объемной плотности энергии ω на энергию ε одного фотона, поэтому исходная формула имеет вид:

$$n = \omega / \varepsilon.$$

Из формулы $p = \omega(1 + \rho)$, определяющей давление излучения на поверхность, где для общего случая ρ — коэффициент отражения, найдем:

$$\omega = p / (\rho + 1). \quad (1)$$

Тогда, подставив выражение (1) в исходную формулу, получим:

$$n = \frac{p}{(\rho + 1)\varepsilon}. \quad (2)$$

Энергия фотона зависит от частоты ν , а следовательно, и от длины световой волны λ :

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda. \quad (3)$$

Подставив выражение для энергии фотона в формулу (2), определим искомую концентрацию фотонов:

$$n = \frac{p\lambda}{(\rho + 1)hc}. \quad (4)$$

Коэффициент отражения ρ для зачерненной поверхности примем равным нулю. Подставив числовые значения, получим значение концентрации фотонов:

$$n = 2,52 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}.$$

Число n_1 фотонов, падающих на поверхность площадью 1 м^2 за время 1 с , найдем из соотношения $n_1 = N/(St)$, где N - число фотонов, падающих за время t на поверхность площадью S . Но $N = ncSt$, следовательно:

$$n_1 = \frac{ncSt}{St} = nc.$$

Подставив в полученное выражение значения n и c , получаем:

$$n_1 = 7,56 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Ответ: концентрация фотонов в пучке $n = 2,52 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$, число фотонов, падающих на поверхность площадью 1 м^2 за время 1 с , составляет $n_1 = 7,56 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Задача № 22

Исследование спектра излучения Солнца показывает, что максимум спектральной плотности энергетической светимости соответствует длине волны $\lambda = 500$ нм.

Определить: энергетическую светимость M_e Солнца; поток энергии Φ_e излучения Солнца; массу m , теряемую Солнцем за счет испускания электромагнитного излучения (всех длин волн), за 1 с.

Решение задачи № 22

Энергетическая светимость M_e черного тела выражается формулой Стефана – Больцмана:

$$M_e = \sigma T^4.$$

Температура излучающей поверхности может быть определена из закона смещения Вина: $\lambda_m = b / T$. Выразив отсюда температуру T и подставив ее в формулу энергетической светимости, получим:

$$M_e = \sigma (b\lambda_m)^4.$$

Произведя вычисления по этой формуле, находим энергетическую светимость $M_e = 64$ МВт/м².

Поток энергии Φ_e , излучаемый Солнцем, равен произведению энергетической светимости Солнца на площадь S его поверхности:

$$\Phi_e = M_e S \text{ или } \Phi_e = 4\pi r^2 M_e,$$

где r - радиус Солнца.

Подставив значения π , r и M_e и произведя вычисления, получаем значение потока энергии:

$$\Phi_e = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Вт}.$$

Массу, теряемую Солнцем в результате фотонных (электромагнитных) излучений в течение $t = 1$ с, определим, применив закон пропорциональности массы и энергии $E = mc^2$. Энергия электромагнитных волн, излучаемых за время t , равна произведению потока энергии Φ (мощности излучения) на

время: $E = \Phi \cdot t$.

Следовательно, $\Phi_e = mc^2$, откуда $m = \Phi_e / c^2$.

Произведя вычисления по этой формуле, найдем:

$$m = 4,3 \cdot 10^9 \text{ кг}.$$

Ответ: энергетическая светимость Солнца $M_e = 64 \text{ МВт/м}^2$; поток энергии излучения Солнца $\Phi_e = 39 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$; потеря массы Солнца за счет испускания электромагнитного излучения за 1 с равна $4,3 \cdot 10^9 \text{ кг}$.

Задача № 23

Каким минимальным импульсом p_{\min} (в единицах МэВ/с) должен обладать электрон, чтобы эффект Вавилова-Черенкова можно было наблюдать в воде?

Решение задачи № 23

Как известно, эффект Вавилова-Черенкова (Черенкова-Вавилова) состоит в излучении, возникающем при движении в веществе заряженных частиц со скоростью v , превышающей скорость распространения световых волн (фазовую скорость) в этой среде. Так как фазовая скорость электромагнитного излучения в данной среде зависит от показателя преломления лучей в данной среде относительно вакуума, получаем $v_\phi = c/n$ (c – скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме; n – показатель преломления среды), а условием возникновения эффекта Вавилова-Черенкова является:

$$v > v_\phi, \text{ или } v > c/n.$$

Обычно это условие записывают иначе, учитывая, что :

$$\beta_n > 1. \quad (1)$$

Поскольку черенковское излучение наблюдается для релятивистских (то есть движущихся с околосветовыми скоростями) частиц, то запишем выражение для релятивистского импульса частицы:

$$p = mv = m_0 v / \sqrt{1 - \beta^2}, \text{ или } p = m_0 c \beta / \sqrt{1 - \beta^2},$$

где учтено, что $v = \beta c$.

Минимальному импульсу соответствует минимальное значение β_{\min} , которое находим из условия (1):

$$\beta_{\min} = 1/n.$$

Тогда минимальное значение импульса:

$$p_{\min} = m_0 c / \sqrt{n^2 - 1}. \quad (2)$$

Вычисления удобно выполнить во внесистемных единицах – МэВ/с

(c - скорость распространения электромагнитного излучения). Для этого учтем, что для электрона $m_0c = 0,511$ МэВ, и после подстановки этого значения и $n = 1,33$, в конечном счете, получаем:

$$p_{\min} = 0,583 \text{ МэВ} / c.$$

Ответ: для того, чтобы излучение Черенкова-Вавилова можно было наблюдать в воде, движущиеся в ней электроны должны обладать минимальным импульсом 0,583 МэВ/с.

Задача № 24

Определить постоянную распада нуклидов радона и среднее время жизни нуклидов с учетом, что период полураспада изотопа равен 3,825 суток.

Решение задачи № 24

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где $N(t)$ — число радионуклидов в момент времени t , N_0 — начальное число радионуклидов. Данную форму математической записи закона удобно использовать потому, что она содержит искомую величину λ .

Учтем, что $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$. Делая несложное преобразование, получаем $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$. Подставляя численные значения, получаем:

$$\lambda = \frac{0,693}{3,825} = 0,181.$$

Среднее время жизни, как известно, определяется величиной, обратной постоянной распада $\tau = \frac{1}{\lambda}$. Оно равно, соответственно, 5,525 суток.

Ответ: Постоянная распада нуклидов радона равна 0,181, среднее время жизни нуклидов — 5,525 суток.

Задача № 25

Во сколько раз число распадов ядер радиоактивного йода ^{131}I в течение первых суток больше числа распадов в течение вторых суток? Принять, что период полураспада изотопа ^{131}I равен 193 часа.

Решение задачи № 25

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где $N(t)$ — число радионуклидов в момент времени t , N_0 — начальное число радионуклидов. Из этого следует, что в течение первых суток (первых 24 часов) распалось число ядер, определяемое выражением:

$$N_1 = N_0 \cdot (1 - e^{-24\lambda}).$$

В течение вторых суток распалось:

$$N_2 = N_0 \cdot (1 - e^{-24\lambda}) \cdot e^{-24\lambda} \text{ ядер.}$$

Отношение числа распадов за первые сутки к числу распадов за вторые сутки равно:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{24\lambda} = e^{\frac{23\ln 2}{T_{1/2}}},$$

где $T_{1/2}$ — период полураспада ^{131}I , выраженный в часах и связанный с постоянной распада λ соотношением:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Таким образом, производя подстановку числовых данных, получаем:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{24 \cdot 0,693}{T_{1/2}}} = e^{\frac{23 \cdot 0,693}{193}} = 1,09.$$

Ответ: в 1,09 раз число распадов нуклидов изотопа ^{131}I в течение первых суток больше, чем в течение вторых.

Задача № 26

Какая часть (в процентном отношении) начального количества нуклидов распадётся за один год в радиоактивном изотопе тория ^{228}Th ? Период полураспада тория ^{228}Th равен 1,9 года.

Решение задачи № 26

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где $N(t)$ — число радионуклидов в момент времени t , N_0 — начальное число ядер (радионуклидов), λ — постоянная радиоактивного распада. По условию задачи нужно найти отношение разницы начального и конечного количества атомов к начальному числу распадов, то есть величину:

$$\frac{N_0 - N}{N_0}.$$

Эту величину удобно переписать в виде:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \frac{N}{N_0}.$$

Подставляя выражение для N , получаем:

$$1 - \frac{N}{N_0} = 1 - \frac{N_0 e^{-\lambda t}}{N_0}.$$

Результат преобразования дает выражение искомой величины:

$$1 - e^{-\lambda t}.$$

Учитывая, что постоянная распада $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, получаем выражение искомой величины:

$$1 - e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}}.$$

Принимая во внимание, что по основному логарифмическому тождеству $e^{\ln 2} = 2$, имеем выражение искомой величины:

$$1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}.$$

Подставляя числовые данные, получаем искомый результат:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - 2^{-\frac{1}{1,9}} = 1 - 0,695 \approx 0,305.$$

Таким образом, иначе говоря, доля нуклидов, распавшихся в первый год, составит 30,5%.

Ответ: за один год в радиоизотопе тория ^{228}Th распадется 30,5% начального числа нуклидов.

Задача № 27

Период полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного изотопа равен 1 час. Определить среднюю продолжительность τ жизни этого нуклида.

Решение задачи № 27

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}},$$

где N — число распавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, $T_{1/2}$ — период полураспада радиоизотопа. Как известно, период полураспада связан с постоянной распада λ соотношением:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda},$$

где $\ln 2$ может быть заменен приближенным значением 0,693.

Искомая величина — средняя продолжительность жизни нуклидов, по определению, обратно пропорциональна постоянной распада λ . Выразив постоянную распада через период полураспада:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}},$$

подставим полученное выражение в формулу искомой величины:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

В итоге, после подстановки исходных данных получаем численный результат:

$$\tau = \frac{1}{0,693} \approx 1,443 (ч).$$

Ответ: средняя продолжительность жизни данного радионуклида составляет 1,443 часа.

Задача № 28

Сколько процентов от начального количества радиоактивного изотопа распадется за время, равное средней продолжительности жизни нуклидов этого элемента?

Решение задачи №28

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N — число распавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, λ — постоянная радиоактивного распада. По условию задачи нужно найти процентное отношение разницы начального и конечного количества нуклидов к начальному числу нуклидов, а именно:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} \cdot 100\%.$$

По условию $\tau = t$. Поскольку среднее время жизни радионуклидов $\tau = \frac{1}{\lambda}$, то, делая математические преобразования, получаем:

$$N = N_0 e^{-\lambda \cdot \frac{1}{\lambda}} = N_0 e^{-1},$$

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{e}.$$

В случае приближенной подстановки $e \approx 2,7$ имеем численный результат:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2,7} = 0,37.$$

Таким образом, искомая величина составит:

$$\begin{aligned} \frac{N_0 - N}{N_0} \cdot 100\% &= \frac{N_0 - 0,37 N_0}{N_0} \cdot 100\% = \frac{N_0 (1 - 0,37)}{N_0} \cdot 100\% = \\ &= (1 - 0,37) \cdot 100\% = 0,63 \cdot 100\% = 63\%. \end{aligned}$$

Ответ: за время, равное средней продолжительности жизни нуклидов радиоактивного изотопа, распадется 63% его начального количества.

Задача № 29

Активность изотопа углерода ^{14}C , содержащегося в составе древних деревянных предметов, составляет $4/5$ активности этого изотопа в свежесрубленных деревьях. Приняв период полураспада изотопа ^{14}C равным 5570 годам, определить возраст древних деревянных изделий.

Решение задачи № 29

Согласно закону радиоактивного распада, снижение активности радиоизотопа происходит по экспоненциальному закону:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где λ — постоянная радиоактивного распада, которая связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Выразим отношение $\frac{A}{A_0}$, численное значение которого ($4/5$) по условию известно:

$$\frac{A}{A_0} = e^{-\lambda t}.$$

Искомой величиной в полученном уравнении является время, в течение которого достигается соответствующее отношение величин активности. Чтобы решить это показательное уравнение (относительно t), прологарифмируем его обе части и выразим логарифм отношения $\frac{A}{A_0}$:

$$\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) = -\lambda t = -\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t.$$

Отсюда находим в общем виде искомую величину времени t , то есть возраст деревянных изделий:

$$t = -\frac{T_{1/2} \ln\left(\frac{A}{A_0}\right)}{\ln 2}.$$

После подстановки числовых данных, производя вычисления, получаем результат:

$$t = -\frac{5570 \cdot \ln\left(\frac{4}{5}\right)}{\ln 2} = -\frac{5570 \cdot (-0,223)}{0,693} = 1793,4 (\text{года}).$$

Ответ: возраст древних деревянных предметов составляет 1792,4 года.

Задача № 30

Определить, какая (в процентном отношении) часть начального количества ядер радиоактивного изотопа распадется за время t , равное двум периодам полураспада.

Решение задачи № 30

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N — число еще нераспавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, λ — постоянная радиоактивного распада, которая связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

По условию задачи:

$$t = 2T_{1/2} = \frac{2\ln 2}{\lambda}.$$

Число оставшихся нуклидов (в процентном отношении) определяется выражением:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-2\ln 2} = 0,25 \text{ или } 25\%.$$

Число распавшихся нуклидов (в процентном отношении) определяется выражением:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \frac{N}{N_0} = 1 - 0,25 = 0,75 \text{ или } 75\%.$$

Ответ: за время, равное двум периодам полураспада, распадется 75 % начального количества ядер радиоактивного изотопа.

Задача № 31

Определить период полураспада радиоактивного изотопа, если $5/8$ начального количества ядер этого изотопа распалась за время $t = 849$ с.

Решение задачи № 31

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N — число еще нераспавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, λ — постоянная радиоактивного распада. Исходя из этого закона и условия задачи, в конкретный момент времени найдем отношение:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} = e^{-\lambda \cdot 849},$$

Поскольку это отношение по условию задачи равно $5/8$, получим показательное уравнение относительно λ :

$$e^{-\lambda \cdot 849} = \frac{5}{8}.$$

После логарифмирования получаем алгебраическое уравнение:

$$\ln \frac{5}{8} = -\lambda \cdot 849,$$

из которого найдем постоянную радиоактивного распада в численном виде:

$$\lambda = -\frac{\ln \frac{5}{8}}{849} = -\frac{-0,47}{849} = 0,000554.$$

Тогда, пользуясь соотношением, связывающим период полураспада с величиной постоянной распада:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda},$$

подставляя числовые значения, получаем искомую величину:

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{0,000554} = 1251(c).$$

Эту величину, в данном случае, удобнее исчислять в минутах — 20,85 мин.

Ответ: период полураспада радиоактивного изотопа равен 1251 секунде, что составляет 20,85 мин.

Задача № 32

Определить во сколько раз начальное количество ядер радиоактивного изотопа уменьшится за три года, если за один год оно уменьшилось в 4 раза.

Решение задачи № 32

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N — число еще нераспавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, λ — постоянная радиоактивного распада. Используя этот закон, найдем отношение:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}.$$

К моменту времени $t = 1$ год указанное отношение достигло значения $1/4$, поэтому имеем показательное уравнение:

$$\frac{1}{4} = e^{-\lambda \cdot 1},$$

из которого после логарифмирования:

$$\ln \frac{1}{4} = -\lambda,$$

найдем постоянную распада :

$$\lambda = 1,386.$$

Тогда для периода времени $t = 3$ года, можно записать:

$$\frac{N}{N_0} = e^{1,386 \cdot 3} = 2,7^{1,386 \cdot 3} = 62,2.$$

Эта величина, определяющая уменьшение начального числа нуклидов в течение 3 лет, и являлась искомой.

Ответ: начальное количество ядер радиоактивного изотопа уменьшится за три года более, чем в 62 раза.

Задача № 33

Свежеприготовленный препарат содержит 1,4 мкг радиоактивного изотопа ^{24}Na . Какую активность он будет иметь через сутки? Известно, что приблизительное значение периода полураспада $T_{1/2}(^{24}\text{Na}) = 15$ часов.

Решение задачи № 33

Согласно закону радиоактивного распада, экспоненциальное снижение активности определяется выражением:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где λ — постоянная распада, которая связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Начальная активность изотопа определяется начальным числом нуклидов и вероятностью распада в соответствии с физическим смыслом λ :

$$A_0 = \lambda N_0,$$

где N_0 — начальное количество радиоактивных нуклидов. Выразим это начальное количество через число молей m/M (M — молярная масса, m — масса вещества) и число Авогадро:

$$N_0 = \frac{m}{M} N_A,$$

где N_A — число Авогадро ($6,02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$). Подставив величины A_0 , λ и N_0 в формулу, выражающую экспоненциальное снижение активности, получим:

$$\begin{aligned} A(t) &= \lambda N_0 e^{-\lambda t}, \\ A(t) &= \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \right) \cdot \left(\frac{m}{M} \right) N_A e^{-\lambda t}, \\ A(t) &= \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \right) \cdot \left(\frac{m}{M} \right) N_A e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}. \end{aligned}$$

После подстановки числовых данных (молярная масса ^{24}Na составляет

24 г/моль), выражая величины в единицах СИ, получим приблизительно $A(t) = 1,5 \cdot 10^{14}$ Бк.

Ответ: препарат по истечении суток будет характеризоваться активностью приблизительно $1,5 \cdot 10^{14}$ Бк.

Задача № 34

Определить число радиоактивных ядер в свежеприготовленном препарате ^{82}Br , предназначенного для исследования его концентрации в щитовидной железе, если известно, через сутки его активность стала равной 0,2 Ки. Период полураспада $T_{1/2}(^{82}\text{Br}) = 36$ часов.

Решение задачи № 34

Согласно характеру снижения активности (см. решения предыдущих задач):

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где λ — постоянная распада, которая связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Начальная активность изотопа $A_0 = \lambda N_0$, где N_0 — искомое начальное число радиоактивных атомов. Подставив A_0 в исходную формулу $A(t)$, получим:

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t},$$

Откуда можно выразить N_0 и подставить числовые данные, выразив все величины в единицах СИ (при этом пересчет активности даст $7,4 \cdot 10^9$ Бк, а время должно исчисляться в секундах). Приближенный расчет дает число $2,3 \cdot 10^{15}$.

Ответ: начальное число радиоактивных ядер в свежеприготовленном препарате ^{82}Br составляет $2,3 \cdot 10^{15}$ штук.

Задача № 35

Активность радиоизотопного источника составляет 0,3 МБк. Определить число нуклидов, распадающихся за промежуток времени $t = 30$ с, полагая, что за это время активность практически не меняется (это допущение приемлемо для радионуклидов с большим периодом полураспада).

Решение задачи №35

По определению активность — это величина, равная числу распадов в единицу времени, то есть:

$$A = \frac{N}{t}.$$

Соответственно:

$$N = A \cdot t.$$

При $t = 30$ с и $A = 0,3$ МБк подстановка чисел дает результат $N = 9 \cdot 10^6$ нуклидов.

Ответ: за полминуты распад претерпевают 9 миллионов нуклидов.

Задача № 36

Приняв, что постоянная радиоактивного распада изотопа свинца равна 10^{-9} с^{-1} , оценить период времени, в течение которого распадется $2/5$ начального количества ядер этого радиоактивного изотопа.

Решение задачи №36

Согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N — число еще нераспавшихся ядер, N_0 — начальное число ядер, λ — постоянная радиоактивного распада. Используя этот закон, найдем отношение распавшихся ядер к их начальному количеству:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = \frac{N_0 - N_0 e^{-\lambda t}}{N_0} = 1 - e^{-\lambda t}.$$

По условию, это отношение равно $2/5$. Получаем показательное уравнение:

$$1 - e^{-\lambda t} = \frac{2}{5} \cdot e^{-\lambda t} = \frac{3}{5}.$$

Прологарифмировав полученные выражения, перейдем к алгебраическому уравнению:

$$-\lambda t = \ln \frac{3}{5}.$$

Отсюда выражаем искомое время t :

$$t = -\frac{\ln \frac{3}{5}}{\lambda}.$$

Подставляя числовые значения, получаем:

$$t = -\frac{-0,51}{10^{-9}} = 51 \cdot 10^7 (\text{с}).$$

То есть, промежуток времени составляет почти 5903 дня или, иначе

говоря, — в привычном исчислении 16 лет и 62 дня.

Ответ: оценка показывает, что $2/5$ начального количества ядер радиоактивного изотопа распадется за 16 лет и 62 дня.

Задача № 37

Активность β -излучателя, предназначенного для введения в исследовательских целях в листья помидора, на основе изотопа фосфора ^{32}P , равна 2 мКи. Какова масса препарата, если концентрация радионуклидов указанного изотопа — 5 промилле по массе. Период полураспада ^{32}P грубо принять равным 14,5 суток.

Решение задачи № 37

Согласно закономерности снижения активности (см. решения предыдущих задач):

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где λ — постоянная распада, которая связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Количество ядер в образце массой m определяется (см. подробное пояснение в решении задачи №33) умножением числа молей на число Авогадро:

$$N_0 = \frac{m}{M_A} N_A,$$

где N_A — число Авогадро, M_A — молярная масса. Активность препарата по определению:

$$A_0 = N_0 \lambda = \frac{m \cdot N_A \cdot \ln 2}{T_{1/2} \cdot M_A}.$$

Отсюда выражаем массу радионуклидов изотопа ^{32}P :

$$m = \frac{A_0 \cdot T_{1/2} \cdot M_A}{N_A \cdot \ln 2}.$$

Подставляя числовые значения — с учетом, что в одних сутках 86400 с — получаем значение этой массы (имея в виду значение молярной массы 32 г/моль).

$$m = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 14,5 \cdot 86400 \cdot 32}{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,693} = 7,1 \cdot 10^{-12} (\text{г}).$$

Принимая во внимание 5‰ (0,5 %) концентрацию радионуклидов, следует полученное значение увеличить в 200 раз для получения искомого результата. Таким образом, получаем полную массу препарата равной $1,42 \cdot 10^{-9}$ граммов, то есть 1,42 нанограммов.

Ответ: масса препарата $1,42 \cdot 10^{-9}$ граммов.

Задача № 38

После облучения металлического висмута ^{209}Bi нейтронами был получен ^{210}Bi , который за счет распада с испусканием электронов превратился в некоторое количество полония ^{210}Po . Найти массу изотопа полония ^{210}Po , если его активность, по результатам измерений оказалась равна $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. Принять, что период его полураспада ^{210}Po равен 138 суток.

Решение задачи № 38

Начальная активность изотопа равна $A_0 = \lambda N_0$, где N_0 — начальное число радиоактивных атомов. Количество ядер N_0 в образце массой m составит (см. пояснение в решении задачи № 33):

$$N_0 = \frac{m}{M_A} N_A,$$

где N_A — число Авогадро, M — молярная масса.

Активность изотопа, с учетом подстановки выражения для N_0 определим в общем виде:

$$A_0 = N_0 \lambda = \frac{m \cdot N_A \cdot \ln 2}{T_{1/2} \cdot M}.$$

Отсюда можно выразить искомую массу:

$$m = \frac{A_0 \cdot T_{1/2} \cdot M}{N_A \cdot \ln 2}.$$

Молярная масса полония составляет 210 г/моль или 0,21 кг/моль.

Подставляя числовые значения, получаем, что величина массы составляет 222 микрограмма, или $2,22 \cdot 10^{-7}$ кг.

Ответ: масса полученного изотопа полония ^{210}Po равна $2,2 \cdot 10^{-7}$ кг.

Задача № 39

Какой изотоп образуется из ядра тория после четырех распадов с испусканием α -частиц и двух распадов с испусканием β -частиц?

Решение задачи №39

В ряду нуклидов тория (в радиоактивном семействе тория) β -частицами являются электроны. При распаде нуклидов выполняются законы сохранения электрического заряда Z и массового числа A . Поскольку α -частица — ядро ${}^4\text{He}$ — уносит из ядра двойной положительный элементарный заряд, а испускание электрона сопровождается увеличением электрического заряда на единицу, то — то в результате, согласно условию — заряд ядра Z уменьшится на 6:

$$Z = 4 \cdot 2 + 2 \cdot (-1) = 6.$$

При этом массовое число A уменьшится на 16, так как при испускании одной α -частицы массовое число уменьшается на четыре, а при испускании электрона — не меняется:

$$A = 4 \cdot 4 = 16.$$

В результате, образовавшийся изотоп будет характеризоваться зарядовым числом:

$$Z = 90 - 6 = 84$$

и массовым числом:

$$A = 232 - 16 = 216,$$

таким образом, это будет изотоп полония ${}^{216}\text{Po}$.

Ответ: в результате цепочки распадов образуется изотоп полония ${}^{216}\text{Po}$.

Задача № 40

Имеется 10^{20} атомов радиоактивного изотопа с периодом полураспада 14 дней. Какое количество атомов данного радиоизотопа распадется за 1 с, за 1 минуту, за 1 час и за 1 сутки.

Решение задачи № 40

Исходя из определения периода полураспада, за 14 дней распадется половина нуклидов, то есть 10^{10} ядер атомов радиоактивного изотопа. Таким образом, можно составить пропорции для нахождения количества распавшихся атомов по заданным промежуткам времени.

Поскольку в 1 сутках: $24 \text{ часа} \cdot 60 \text{ минут} \cdot 60 \text{ секунд} = 86400 \text{ секунд}$, то за 14 суток (то есть за $14 \cdot 86400 \text{ с}$, что примерно составляет $1,21 \cdot 10^6 \text{ с}$) распадается 10^{10} атомов радиоизотопа. Следовательно: если за $1,21 \cdot 10^6 \text{ с}$ распадется 10^{10} нуклидов (и атомов), то за 1 с распадется:

$$\frac{10^{10}}{1,21 \cdot 10^6} \approx 8,26 \cdot 10^4 \text{ нуклидов (атомов),}$$

Получается, что за 1 секунду распадается почти $8,3 \cdot 10^4$ атомов изотопа.

Далее, зная число распадов за 1 секунду, последовательно находим количество атомов радиоизотопа, распадающихся за 1 минуту, 1 час и 1 сутки. Итак, за 1 минуту приблизительно распадется:

$$\frac{60 \cdot 10^{10}}{1,21 \cdot 10^6} \approx 4,96 \cdot 10^6 \text{ нуклидов (атомов),}$$

за 1 час приблизительно распадется:

$$\frac{3600 \cdot 10^{10}}{1,21 \cdot 10^6} \approx 2,98 \cdot 10^7 \text{ нуклидов (атомов),}$$

за 1 сутки приблизительно распадется:

$$\frac{86400 \cdot 10^{10}}{1,21 \cdot 10^6} \approx 7,14 \cdot 10^8 \text{ нуклидов (атомов).}$$

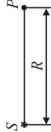

Ответ: за 1 секунду распадется приблизительно $8,26 \cdot 10^4$ нуклидов (атомов), за 1 минуту приблизительно распадется $4,96 \cdot 10^6$ нуклидов (атомов), за 1 час приблизительно распадется $2,98 \cdot 10^7$ нуклидов (атомов), за 1 сутки приблизительно распадется $7,14 \cdot 10^8$ нуклидов (атомов).

ПРИЛОЖЕНИЕ

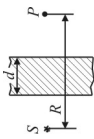
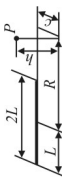
ДИДАКТИЧЕСКИЕ ТАБЛИЦЫ
ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАЩИТНЫХ СООРУЖЕНИЙ

10

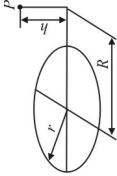
Табл. П. 10.1.1. Табличные зависимости для источников излучения различной геометрии

Источник ионизирующего излучения	Геометрия	Расчетные формулы
1. Точечный изотропный источник активностью A , мкюри	1.1. Источник без защиты 	$P = \frac{A \cdot 3,7 \cdot 10^9 \sum_i \eta_i h \nu_i \gamma_i 3,6 \cdot 10^3}{4\pi R^2 W}$ $P = \frac{AK_{\gamma_i}}{R^2}, D = \frac{AK_{\gamma_i} t}{R^2},$ $P = \frac{M \cdot 8,4}{R^2}; D = \frac{M \cdot 8,4 t}{R^2}$ <p>где η_i – число γ-квантов i-й энергии на один распад; $h\nu_i$ – энергия γ-квантов, МэВ; γ – коэффициент истинного поглощения; W – энергетический эквивалент рентгена, МэВ/(см² возд.р); 8,4 – гамма-постоянная Ра; t – время, ч.</p>
	1.2. Источник в бесконечной защитной среде 	1. Источник монохроматический $P = \frac{AK_{\gamma_i}}{d^2} e^{-\mu d} B_D,$ $P = \frac{AK_{\gamma_i}}{d^2} e^{-\mu d} (A_1 e^{-\alpha_1 \mu d} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu d}),$ $P = \frac{AK_{\gamma_i}}{d^2} e^{-\mu d} (A_1 e^{-\alpha_1 \mu d} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu d} + A_3 e^{-\alpha_3 \mu d}).$ 2. Источник немонахроматический $P = \frac{A}{d^2} \sum_i K_{\gamma_i} e^{-\mu_i d} B_{D_i}.$

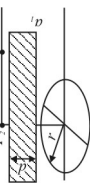
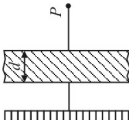
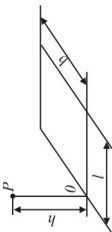
Продолжение табл. П.10.1.

	<p>1.3. Источник экранирован защитным барьером толщиной d</p> 	<p>1. Источник монохроматический</p> $P = \frac{AK_{\gamma}}{d^2} e^{-\mu d} \delta B_{D\infty}$ <p>2. Источник немонохроматический</p> $P = \frac{A}{d^2} \sum_i K_i e^{-\mu_i d} \delta B_{iD\infty}$
<p>2. Линейный источник с равномерной активностью по длине активной части источника A, мкюри. Удельная активность $a = \frac{A}{2L}$ мкюри / см</p>	<p>2.1. Источник без защиты</p> 	$P = \frac{AK_{\gamma}}{2L} \frac{1}{\sqrt{h^2 + c^2}} \left(\arctg \frac{L-R}{\sqrt{h^2 + c^2}} + \arctg \frac{L+R}{\sqrt{h^2 + c^2}} \right)$ <p>Частные случаи:</p> <p>1. $c = 0$</p> $P = \frac{AK_{\gamma}}{2Lh} \left(\arctg \frac{L-R}{h} + \arctg \frac{L+R}{h} \right)$ <p>2. $c = 0, R = 0$</p> $P = \frac{AK_{\gamma}}{Lh} \arctg \frac{L}{h}, P = \frac{2qK_{\gamma}}{Lh} \arctg \frac{L}{h}$ <p>Примечание. При $h > 3L$ $P \sim \frac{QK_{\gamma}}{h^2}$.</p> <p>3. $c = 0, h = 0$</p> <p>а) без учета самопоглощения</p> $P = \frac{AK_{\gamma}}{R^2 - L^2}$

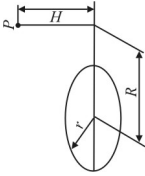
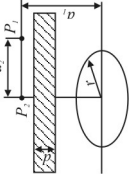
Продолжение табл. П.10.1.

<p>3. Круговой источник с равномерно распределенной активностью по длине окружности. Полная активность A, мкюри. Удельная активность $a = \frac{A}{2\pi R}$ мкюри / см</p>		<p>Примечание. При $h > 3L$ $P \sim \frac{AK_\gamma}{R^2}$.</p> <p>б) с учетом самопоглощения</p> <p>1) точка детектирования находится вблизи источника ($R < 3L$)</p> $P = \frac{AK_\gamma}{2L} e^{\mu_s(R-L)} \left\{ \frac{1}{R-L} E_2[\mu_s(R-L)] - \frac{1}{R+L} E_2[\mu_s(R+L)] \right\}.$ <p>Примечание. $E_2(z) = e^{-z} - z[-E_1(-2)]$ – табулированная функция.</p> <p>2) точка детектирования находится далеко от источника ($R > 3L$)</p> $P = \frac{AK_\gamma}{R^2} \frac{1}{2\mu_s L} (1 - e^{-\mu_s L}), \quad P = \frac{AK_\gamma}{R^2} F_x(\mu_s L).$ <p>Примечание. $F_x(\mu_s L)$ – табулированный коэффициент самопоглощения для линейного источника.</p>
	<p>3.1. Источник без защиты</p>	$P = \frac{AK_\gamma}{\sqrt{(R^2 - r^2)^2 + 2h^2(R^2 + r^2) + h^4}}.$ <p>Частные случаи:</p> <p>1. $R = 0$</p> $P = \frac{AK_\gamma}{h^2 + r^2}.$ <p>2. $R = r$</p> $P = \frac{OK_\gamma}{h\sqrt{h^2 + 4r^2}}.$ <p>3. $h = 0$</p> $P = \frac{AK_\gamma}{R^2 - r^2}.$

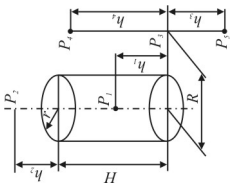
Продолжение табл. П.10.1.

	<p>3.2. Источник экранирован защитным экраном толщиной d. Плоскость источника параллельна плоскости защиты</p> 	$P_2 = \frac{AK_{\gamma}}{r^2 + d^2} \sum_{i=1}^2 A_i e^{-\mu_i d \sqrt{\frac{r^2 + d^2}{a_i}}}$ $P_1 = \frac{AK_{\gamma}}{\pi r^2} \sum_{i=1}^2 A_i F\left(\frac{a a_i}{r^2}, -\mu_i d\right)$
<p>4. Источник в виде бесконечной плоскости равномерно распределенной по поверхности активности. Удельная активность a, мкюри/см²</p>	<p>4.1. Источник экранирования бесконечной пластиной толщиной d. Плоскость источника параллельна плоскости защиты</p> 	$P = 2\pi a K_{\gamma} \sum_{i=1}^2 A_i [E_1(\mu_i d)]$
<p>5. Источник в виде прямоугольной пластины конечных размеров с равномерно распределенными точечными изотропными источниками по поверхности. Удельная активность a, мкюри/см²</p>	<p>5.1. Источник без защиты. ОР перпендикулярно плоскости источника</p> 	$P = a K_{\gamma} g(m, n)$ $n = \frac{b}{l}; \frac{1}{m} = \frac{h}{l}$ <p>Примечание. Если проекция детектора на плоскость источника не приходится на точку O, то мощность определяется исходя из правила аддитивности.</p>

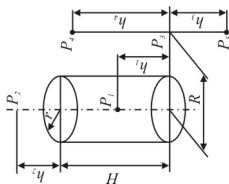
Продолжение табл. П.10.1.

<p>6. Источник в виде диска с равномерно распределенными по поверхности точечными источниками. Удельная активность a, мкюри/см²</p>	<p>6.1. Незаэкранированный источник</p> 	$P = \pi a K_\gamma \ln \frac{H^2 + r^2 - R^2 + \sqrt{r^2 + 2r^2(H^2 - R^2) + (H^2 + R^2)^2}}{2H^2}.$ <p>Частные случаи:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. $R = 0$ $P = \pi a K_\gamma \ln \frac{H^2 + r^2}{H^2}.$ 2. $R = r$ $P = \pi a K_\gamma \ln \frac{H + \sqrt{4r^2 + H^2}}{2H}.$ 3. $H = 0$ $P = \pi a K_\gamma \ln \frac{R^2}{R^2 - r^2}.$
	<p>6.2. Источник экранирован бесконечной пластиной толщиной d. Плоскость источника параллельна плоскости защиты</p> 	$P_1 = 2\pi a K_\gamma \sum_{i=1}^2 A_i V_i \left[\frac{a_1}{r} \frac{a_2}{r}; \mu_i d \right],$ $P_2 = 2\pi a K_\gamma \sum_{i=1}^2 A_i \left[E_1(\mu_i d) - E_1 \left(\mu_i d \frac{\sqrt{a_1^2 + r^2}}{a_1} \right) \right].$

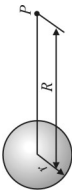
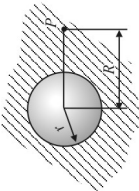
Продолжение табл. П.10.1.

7. Полый цилиндрический источник. Внутренняя поверхность равномерно покрыта точечными изотропными источниками. Удельная активность a , мкюри/см ²	<p>7.1. Незакраниваемый источник</p> 	<p>Мощность дозы от цилиндрического источника складывается из мощности доз от боковой поверхности и мощности доз от нижней и верхней крышек. Ниже приводятся формулы для расчета мощности дозы от боковой поверхности, при этом крышки рассматриваются как дисковые источники</p> $P_1 = 2\pi a K_{\gamma} \left(\operatorname{arctg} \frac{h_1}{r} + \operatorname{arctg} \frac{H - h_1}{r} \right),$ $P_2 = 2\pi a K_{\gamma} \left(\operatorname{arctg} \frac{H + h_2}{r} + \operatorname{arctg} \frac{h_2}{r} \right),$ $P_3 = \frac{2\pi a K_{\gamma}}{R + r} F(\varphi, k),$ $\text{где } \varphi = \operatorname{arctg} \frac{H}{R - r}; \quad k = \frac{2\sqrt{Rr}}{R + r}; \quad F(\varphi, k) - \text{эллиптический интеграл первого рода.}$ $P_4 = \frac{2\pi a K_{\gamma}}{R + r} [F(\varphi_1, k) + F(\varphi_2, k)],$ $\text{где } \varphi_1 = \operatorname{arctg} \frac{h_4}{R - r}; \quad \varphi_2 = \operatorname{arctg} \frac{H - h_4}{R - r}; \quad k = \frac{2\sqrt{Rr}}{R + r};$ $P_5 = \frac{2\pi a K_{\gamma}}{R + r} [F(\varphi_3, k) + F(\varphi_4, k)],$ $\text{где } \varphi_3 = \operatorname{arctg} \frac{H + h_5}{R - r}; \quad \varphi_4 = \operatorname{arctg} \frac{h_5}{R - r}; \quad k = \frac{2\sqrt{Rr}}{R + r}.$
--	---	--

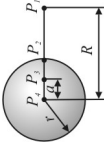
Продолжение табл. П.10.1.

<p>8. Цилиндрический непоглощающий источник (цилиндр, заполненный радиоактивным газом). Удельная активность a, мкюри/см²</p>	<p>8.1. Некранированный источник</p> 	$P_1 = 2\pi a K_{\gamma} \left[\operatorname{arctg} \frac{h_1}{r} + \operatorname{arctg} \frac{H - h_1}{r} - h_1 \ln \frac{h_1}{\sqrt{h_1^2 + r^2}} - (H - h_1) \ln \frac{H - h_1}{\sqrt{(H - h_1)^2 + r^2}} \right],$ $P_2 = 2\pi a K_{\gamma} \left(\operatorname{arctg} \frac{H}{r} - H \ln \frac{H}{\sqrt{H^2 + r^2}} \right).$ <p>Примечания. 1. При $\frac{H}{r} > 6$ $P_1 = \pi^2 q r K_{\gamma}$.</p> <p>2. При $\frac{H}{r} < 0,4$ $P_2 = 2\pi a K_{\gamma} H \left(1 + \ln \frac{r}{H} \right).$</p> $P_3 = 2\pi a K_{\gamma} \left[\operatorname{arctg} \frac{H + h_3}{r} - (H + h_3) \ln \frac{H + h_3}{\sqrt{(H + h_3)^2 + r^2}} - \operatorname{arctg} \frac{h_3}{r} + h_3 \ln \frac{h_3}{\sqrt{h_3^2 + r^2}} \right]$ $P_4 = \pi a K_{\gamma} h_4 \left\{ 1 + \ln \frac{H^2 + r^2 - R^2 + \sqrt{H^4 + 2H^2(R^2 + r^2) + (R^2 - r^2)^2}}{2H^2} \right\}$
--	---	--

Продолжение табл. П.10.1.

		$-\frac{R-r}{H}F(\varphi, k) - \frac{R+r}{H} \left[\operatorname{tg} \sqrt{1-k^2} \sin^2 \varphi - E(\varphi, k) \right] \Bigg\},$ $\varphi = \arctg \frac{H}{R-r}; \quad k = \frac{2\sqrt{Rr}}{R+r},$ <p>где $F(\varphi, k)$ – эллиптический интеграл второго рода. $E(\varphi, k)$ – эллиптический интеграл первого рода.</p>
9. Сферический источник с равномерно распределенными по поверхности точечными изотропными источниками. Удельная активность q , мкюри/см ² Полость источника не заполнена поглощающим веществом.	<p>9.1. Незранированный источник</p> 	$P = \frac{2\pi q K r}{R} \ln \frac{R+r}{R-r}.$
	<p>9.2. Источник в бесконечной поглощающей среде</p> 	$P = 2\pi q K \frac{r}{R} \sum_{i=1}^2 A_i \left\{ E_1 \left[\mu_i (R-r) - \right. \right. \\ \left. \left. - E_1 \left[\mu_i (R+r) \right] + \frac{R}{r} T \left(\frac{R}{r}; \mu_i R \right) \right] \right\},$

Продолжение табл. П.10.1.

<p>10. Шаровой источник с равномерно распределенными по поверхности точечными изотропными источниками. Удельная активность а, мкюри/см²</p>	<p>10.1. Незакранированный источник</p> 	<p>В точке P_1</p> <p>а) без учета самопоглощения в источнике</p> $P_1 = \frac{2\pi qK_\gamma}{R} \left[2Rr + (R^2 - r^2) \ln \frac{R+r}{R-r} \right];$ <p>б) с учетом самопоглощения в источнике</p> <p>1) точка P_1 вблизи источника (для $\mu_s r < 1$)</p> $P_1 = \frac{3}{4} \pi r^3 q K_\gamma \left[1 - \frac{3}{4} \mu_s r + \frac{4}{10} (\mu_s r)^2 - \frac{1}{6} (\mu_s r)^3 + \frac{2}{35} (\mu_s r)^4 - \frac{1}{60} (\mu_s r)^5 + \dots \right];$ <p>2) точка P_1 далеко от источника ($R > 3r$)</p> $P_1 = \frac{3}{4} \frac{\pi r^3 q K_\gamma}{R^2} F_{III}(\mu_s r),$ <p>где $F_{III}(\mu_s r)$ – коэффициент самопоглощения для шарового источника.</p> <p>В точке P_2 без учета многократного рассеяния в источнике</p> $P_1 = \frac{2\pi q K_\gamma}{\mu_s} \left[1 - \frac{1}{2\mu_s r} (1 - e^{-2\mu_s r}) \right].$
--	--	---

Окончание табл. П.10.1.

	<p>В точке P_3 без учета многократного рассеяния в источнике</p> $P_3 = \frac{4\pi q K_\gamma}{\mu_s} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[e^{-\mu_s(r-a)} + e^{-\mu_s(r+a)} \right] - \frac{1}{4\mu_s a} \left[1 + \mu_s(r+a) \right] e^{-\mu_s(r-a)} + \right.$ $\left. + \frac{1}{4\mu_s a} \left[1 + \mu_s(r+a) \right] e^{-\mu_s(r-a)} + \frac{\mu_s(r^2 - a^2)}{4a} E_1 \left[\mu_s(r+a) \right] \right\}.$ <p>В точке P_4 без учета многократного рассеяния в источнике В точке P_4 при $r = \infty$</p> <p>а) без учета многократного рассеяния $P_4 = \frac{4\pi q K_\gamma}{\mu_s};$</p> <p>б) с учетом многократного рассеяния $P_4 = \frac{4\pi q K_\gamma}{\gamma}.$</p>	
--	--	--

Табл. П.10.2. Зависимость толщины экрана из свинца
для защиты от γ -излучения *)

Толщина d экрана (мм) в зависимости от кратности ослабления и энергии γ -излучения										
Кратность ослабления k	Энергия фотонов γ -излучения, МэВ									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,5	0,5	1	1,5	2	2	3	4	6	7	8
2	1,0	2	3	4	5	7	8	10	11,5	13
5	2	4	6	9	11	15	19	22	25	28
8	2	5	8	11	15	19,5	23,5	28	32	35
10	3	5,5	9	13	16	21	26	30,5	35	38
20	3	9	11	15	20	26	32,5	38,5	44	49
30	3,5	7	11,5	17	23	30	36,5	43	49,5	55
40	4	8	13	18	24	31	38	45	52	58
50	4	8,5	14	19,5	26	32,5	39,5	46	53	60
60	4,5	9	14,5	20,5	27	34,5	42	49,5	56	63
80	4,5	10	15,5	21,5	28	37	45	53	60	67
100	5	10	16	23	30	39,5	47	55	63	70
200	6	12,5	19	26	34	44	53	63	72	80
500	6,5	14	22	31	40	51	61	72	82	92
1000	7	15	24	33	44	57	69,5	81	92	102
2000	8,5	17	27	38	50	63	76	88	100	11
5000	9	19	30	42	55	70	85	89	112	124
8000	10	20	31,5	44	57	73,5	90	104	118	130
10^4	10,5	21	33	45,5	59	75	91	106	120	133
$2 \cdot 10^4$	11	22	35	48,5	63	80	97	113	128	142
$5 \cdot 10^4$	11,5	23,5	37	52	69	87	105	123	140	156
$1 \cdot 10^5$	11,5	24	38	54	72	92	111	130	148	165

*) для геометрии широкого пучка

Табл. П. 10.3. Зависимость толщины экрана из железа
для защиты от γ -излучения *)

Толщина d экрана (см) в зависимости от кратности ослабления и энергии γ -излучения										
Кратность ослабления k	Энергия фотонов γ -излучения, МэВ									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,5	0,5	0,9	1,2	1,4	1,6	1,7	1,85	2,0	2,05	2,1
2	0,7	1,2	1,7	2,2	2,5	2,7	2,9	3,1	3,2	3,3
5	1,4	2,5	3,4	4,1	4,8	5,1	5,5	5,7	6,1	6,4
8	1,7	3,1	4,2	5,1	5,8	6,3	6,7	7,1	7,5	7,8
10	1,9	3,5	4,6	5,6	6,3	6,8	7,3	7,7	8,1	8,5
20	2,3	4,3	5,7	6,8	7,7	8,3	8,8	9,4	9,8	10,3
30	2,4	4,5	6,2	7,5	8,5	9,2	9,8	10,4	10,9	1,4
40	2,5	4,8	6,6	8,0	9,1	9,8	10,5	11,1	11,7	12,2
50	2,9	5,2	7,1	8,4	9,5	10,3	11,0	11,6	12,2	12,7
60	3,1	5,6	7,5	8,8	9,8	10,7	11,4	12,1	12,7	13,2
80	3,2	5,9	7,7	9,2	10,4	11,2	12,0	12,7	13,4	14,0
100	3,4	6,1	8,1	9,6	10,8	11,7	12,5	13,2	13,9	14,5
$2 \cdot 10^2$	4,2	7,0	9,1	10,7	12,0	13,1	14,0	14,8	15,6	16,3
$5 \cdot 10^2$	4,4	7,7	10,1	12,0	13,7	14,9	16,0	7,0	17,9	18,7
10^3	4,5	8,2	11,0	13,2	15,0	16,3	17,5	18,0	19,6	20,5
$2 \cdot 10^3$	4,9	9,0	11,1	14,4	16,2	17,7	19,0	20,2	21,2	22,2
$5 \cdot 10^3$	5,6	10,1	13,4	15,8	17,7	19,3	20,7	22,0	23,2	24,3
10^4	6,8	11,5	14,7	17,1	19,0	20,7	22,3	23,6	24,9	26,0
$2 \cdot 10^4$	8,0	12,9	16,0	18,3	20,2	21,9	23,4	24,8	26,3	27,6
$5 \cdot 10^4$	8,6	13,8	17,0	19,6	21,8	23,6	25,2	26,9	28,4	29,9
10^5	10,0	15,8	18,2	20,8	23,0	24,9	26,7	28,4	30,0	31,5
$2 \cdot 10^5$	11,3	15,9	19,3	21,8	24,1	26,1	28,1	29,9	31,6	33,3
$5 \cdot 10^5$	12,0	16,9	20,4	23,2	25,6	27,8	29,9	31,8	33,6	35,4

Окончание табл. П.10.3.

10^6	12,8	17,0	21,4	24,2	26,7	28,9	31,2	33,3	35,2	37,0
$2 \cdot 10^6$	13,5	18,9	22,1	25,0	7,7	30,3	32,7	34,8	36,8	38,7
$5 \cdot 10^6$	14,5	19,4	23,2	26,5	29,3	32,2	34,6	36,7	38,8	40,9
10^7	15,0	20,3	24,3	27,6	30,5	33,2	35,8	38,1	40,2	42,4

*) для геометрии широкого пучка

Табл. П.10.4. Зависимость толщины экрана из бетона
для защиты от γ -излучения *)

Толщина d экрана (см) в зависимости от кратности ослабления и энергии γ -излучения										
Кратность ослабления k	Энергия фотонов γ -излучения, МэВ									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,5	2,6	4,7	6,3	7,5	8,2	8,2	8,2	8,3	8,3	8,5
2	4,7	7,6	9,9	11,3	12,3	12,4	12,4	12,6	12,7	12,9
5	5,6	11,0	15,5	18,8	21,1	21,8	22,3	22,6	23,0	23,5
8	7,0	12,9	17,8	22,0	24,6	25,6	26,4	27,2	27,9	28,8
10	8,2	14,6	19,7	23,7	25,8	26,8	27,6	28,4	29,1	29,9
20	8,2	15,3	21,4	25,8	29,9	31,9	33,6	35,0	36,2	37,0
30	8,5	16,4	22,8	27,7	32,9	34,8	36,4	37,8	39,2	40,5
40	8,5	17,6	24,2	29,6	34,0	36,2	37,9	39,6	41,3	42,8
50	9,9	18,8	25,1	30,8	35,0	37,6	39,4	41,2	42,8	44,6
60	11,0	20,0	26,1	31,7	36,4	38,5	40,5	42,5	44,1	45,8
80	11,5	20,4	27,7	33,6	38,7	41,1	43,0	44,8	46,5	48,1
100	11,5	21,1	28,9	35,2	39,9	43,0	45,3	47,2	48,8	50,5
$2 \cdot 10^2$	12,7	23,5	32,4	39,2	44,6	47,9	50,5	52,6	54,6	56,4
$5 \cdot 10^2$	13,8	24,6	35,2	43,9	50,5	54,5	57,3	58,8	62,5	64,6
10^3	15,5	28,2	39,2	48,1	55,2	59,2	62,5	65,3	67,8	70,4

Окончание табл. П.10.4.

$2 \cdot 10^3$	17,6	30,5	42,3	52,4	59,9	64,1	67,4	70,4	73,2	5,7
$5 \cdot 10^3$	18,8	33,1	45,6	56,4	65,7	70,0	74,0	77,0	80,2	82,8
10^4	18,8	35,2	48,5	60,3	69,3	74,7	79,1	82,9	85,2	89,2
$2 \cdot 10^4$	21,1	38,4	51,9	63,4	72,8	78,2	83,1	87,3	91,1	94,5
$5 \cdot 10^4$	23,3	42,3	56,4	68,6	78,1	83,4	88,7	93,4	97,9	102,1
10^5	30,5	50,5	64,6	75,1	82,8	88,3	93,5	98,1	102,5	106,8
$2 \cdot 10^5$	38,3	56,7	69,8	79,4	86,9	92,4	97,7	102,8	108,0	112,7
$5 \cdot 10^5$	44,8	61,5	73,7	83,7	91,6	98,1	103,9	109,5	114,8	119,7
10^6	49,3	66,4	79,8	89,8	97,4	103,7	109,2	114,1	119,5	124,4
$2 \cdot 10^6$	67,6	73,1	84,5	93,3	101,0	107,4	113,6	119,7	125,6	131,5
$5 \cdot 10^6$	59,4	79,7	91,6	10,6	106,0	114,1	120,2	126,0	113,7	133,8
10^7	64,0	84,9	95,7	130,7	110,3	117,4	123,6	130,0	136,2	142,0

*) для геометрии широкого пучка

Примечание: Более полные таблицы можно найти, например, в издании: Иванов В.И., Константинов И.Е., Машкович В.П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1964 г.

[illegible]

This image shows a single sheet of white paper with horizontal ruling lines. The lines are evenly spaced and run across the width of the page. There are no margins, text, or other markings on the paper.

Погосов О. Ю.

П43 Іонізуюча радіація: радіоекологія, фізика, технології, захист: підруч. / О. Ю. Погосов, В. О. Дубковський / за ред. О. Ю. Погосова. – О. : Наука і техніка, 2012. – 804 с., іл.

ISBN 978-966-1552-27-1

Книга присвячена різним аспектам прояви іонізуючої радіації - іонізуючих випромінювань, що представляють собою значимий екологічний фактор впливу на все живе.

Викладено питання фізичного генезису іонізуючих випромінювань при реалізації технологій в галузі атомної енергетики і в інших областях науки і техніки. Розглянуто питання використання іонізуючих випромінювань і всілякі способи захисту від іонізуючої радіації. Особливу увагу приділено радіаційній безпеці АЕС.

Підручник написаний для студентів технічних ВНЗ, що навчаються за спеціальностями: «атомна енергетика» та «прикладна екологія», але може бути корисним також спеціалістам іншого профілю і цікавим для широкого кола читачів.

Навчальне видання

Погосов Олександр Олександрович
Дубковський В'ячеслав Олександрович

ІОНІЗУЮЧА РАДІАЦІЯ:

радіоекологія, фізика, технології, захист

Підручник

(російською мовою)

Видано в авторській редакції
Дизайн та верстка: А. Н. Барна

Підписано до друку __.01.12. Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 46,87.
Обл.-вид. арк. 38,28 Тираж 750 екз. Зам. № 1714.

Видавництво «Наука і техніка»
(свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1196 від 15.01.2003)
65044, Україна, м. Одеса, просп. Шевченка, 1 тел. (+48)734-86-40

Віддруковано в друкарні видавництва АО БАХВА
(свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 145 від 11.08.2000)
65044, Україна, м. Одеса, просп. Шевченка, 1, корп.5
тел./факс (+48) 777-43-50 www.bahva.com e-mail: mail@bahva.com