

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

В. К. САХАРОВ

**ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ ПЕРЕНОСА И ФИЗИКУ
ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2013

УДК 621.039-78(075.8)+[504.5:628.4.047](075.8)

ББК 28.080.1я7

C22

Сахаров В.К. **Введение в теорию переноса и физику защиты от ионизирующих излучений**: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. 268 с.

В основу учебного пособия положены курсы лекций «Физика защиты от ионизирующих излучений», «Введение в теорию переноса и формирование полей ионизирующих излучений», читаемых студентам НИЯУ МИФИ. Рассматриваются основные характеристики полей ионизирующих излучений, взаимодействие излучений с веществом, источники излучений. Анализируются источники радиационного фона и формируемые дозовые нагрузки для населения. Освещаются подходы к нормированию в области радиационной безопасности и действующие нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009. По каждому разделу даны контрольные вопросы для проверки знаний.

Предназначено для студентов, аспирантов и преподавателей инженерно-физических и физико-технических вузов, специализирующихся в области радиационной безопасности и защиты от ионизирующих излучений.

Пособие подготовлено в рамках Программы создания и развития
НИЯУ МИФИ

Рецензент д-р тех. наук В.Ф. Хохлов

ISBN 978 – 5 – 7262 – 1769 – 7

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2013

Редактор Е.К. Коцарева

Подписано в печать 15.11.2012. Формат 60x84 1/16

Печ.л.13,0. Уч.-изд.л. 13,0. Тираж 170 экз.

Изд. №12/1 Заказ 1.

Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»

115409, Москва, Каширское ш.,31

Типография ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».

114000, Московская область, г. Электросталь,

ул. Красная, д.42

Содержание

Предисловие	7
Введение	8
Глава 1. Виды ионизирующих излучений	11
Контрольные вопросы к главе 1.....	17
Глава 2. Характеристики полей ионизирующих излучений	19
§ 2.1. Дифференциальные и интегральные характеристики полей излучений.	19
2.1.1. Поточковые характеристики полей излучений.....	19
2.1.2. Токовые характеристики полей излучений.....	23
Контрольные вопросы к главе 2.....	25
Глава 3. Взаимодействия излучений с веществом	27
§ 3.1. Типы взаимодействий излучений с веществом	27
3.1.1. Поглощение.....	27
3.1.2. Ионизация и возбуждение.	28
3.1.3. Рассеяние.....	28
3.1.4. Ядерные реакции.	29
Контрольные вопросы к § 3.1.....	30
§ 3.2. Эффективные поперечные сечения взаимодействия	30
3.2.1. Микроскопические и макроскопические эффективные поперечные сечения взаимодействия.	30
3.2.2. Дифференциальные и интегральные эффективные поперечные сечения взаимодействия	34
Контрольные вопросы к § 3.2.....	37
§ 3.3. Взаимодействия фотонов с веществом.	38
3.3.1. Фотоэлектрическое поглощение.	39
3.3.2. Комптоновское рассеяние.....	42
3.3.3. Процесс образования электрон-позитронных пар.....	46
3.3.4. Характеристическое излучение.....	48
3.3.5. Когерентное рассеяние.....	49
3.3.6. Аннигиляционное излучение.	50
3.3.7. Тормозное излучение.	51
3.3.8. Образование фотонейтронов.	51
3.3.9. Макроскопические эффективные поперечные сечения взаимодействия фотонов с веществом	52
Контрольные вопросы к § 3.3.....	56

§ 3.4. Взаимодействие нейтронов с веществом	57
3.4.1. Качественная картина взаимодействия нейтронов с ядром.....	58
3.4.2. Формула Брейта–Вигнера.....	64
3.4.3. Радиационный захват.....	65
3.4.4. Упругое рассеяние.....	67
3.4.5. Неупругое рассеяние.....	69
3.4.6. Кинематика рассеяния нейтронов.....	69
3.4.7. Специфика рассеяния тепловых нейтронов.....	73
3.4.8. Дифференциальные микроскопические поперечные сечения рассеяния.....	74
3.4.9. Ядерные реакции.....	79
3.4.10. Полные эффективные микроскопические поперечные сечения взаимодействия нейтронов с веществом.....	81
Контрольные вопросы к § 3.4.....	83
§ 3.5. Взаимодействия заряженных частиц с веществом.....	84
3.5.1. Взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом.....	85
3.5.2. Взаимодействия электронов с веществом.....	89
Контрольные вопросы к § 3.5.....	97
Глава 4. Дозовые характеристики полей излучений.....	98
§ 4.1. Основные базисные дозовые характеристики полей излучений	99
4.1.1. Поглощенная доза.....	99
4.1.2. Керма.....	100
4.1.3. Эквивалентная доза.....	102
4.1.4. Эффективная доза.....	105
4.1.5. Ожидаемая эффективная (эквивалентная) доза.....	108
4.1.6. Доза эффективная (эквивалентная) годовая.....	108
4.1.7. Коллективная эффективная доза.....	109
4.1.8. Предотвращаемая эффективная доза.....	111
Контрольные вопросы к § 4.1.....	111
§ 4.2. Фантомные дозовые характеристики полей излучений.....	112
4.2.1. Показатель эквивалентной дозы.....	113
4.2.2. Амбиентная эквивалентная доза.....	113
Контрольные вопросы к § 4.2.....	114
§ 4.3. Связь между дифференциальными и дозовыми характеристиками полей излучений при внешнем облучении.....	114
4.3.1. Фотонное излучение.....	115

4.3.2. Заряженные частицы.....	117
4.3.3. Нейтроны.....	118
Контрольные вопросы к § 4.3.....	123
§ 4.4. Удельные дозиметрические характеристики полей излучений при внешнем облучении.....	123
Контрольные вопросы к § 4.4.....	126
§ 4.5. Связь между концентрациями радионуклидов в окружающей среде и дозовыми характеристиками полей излучений при внутреннем облучении.....	126
4.5.1. Однокамерная модель оценки дозы.....	127
4.5.2. Многокамерные модели оценки дозы.....	134
4.5.3. Модель «удельной активности».....	135
Контрольные вопросы к § 4.5.....	136
§ 4.6. Связь между концентрациями радионуклидов в окружающей среде и дозовыми характеристиками полей фотонов при внешнем облучении.....	137
Контрольные вопросы к § 4.6.....	139
Глава 5. Характеристики источников ионизирующих излучений.....	140
§ 5.1. Радионуклиды как источники излучений.....	142
5.1.1. Активность и постоянная распада радионуклида.....	145
5.1.2. Схемы радиоактивных превращений.....	151
Контрольные вопросы к § 5.1.....	152
§ 5.2. Радионуклиды как источники отдельных видов излучений.....	153
5.2.1. Источники α -частиц.....	153
5.2.2. Источники β -частиц и электронов.....	154
5.2.3. Источники γ -излучения.....	160
5.2.4. Источники нейтронов.....	161
Контрольные вопросы к § 5.2.....	166
§ 5.3. Дозовые характеристики радионуклидов как источников γ -излучения.....	167
5.3.1. Керма - постоянные радионуклидов.....	167
5.3.2. Керма - эквивалент радионуклидов.....	170
Контрольные вопросы к § 5.3.....	171
§ 5.4. Установки для получения излучений.....	171
5.4.1. Источники заряженных частиц.....	172
5.4.2. Источники фотонного излучения.....	173
5.4.3. Источники нейтронного излучения.....	177

Контрольные вопросы к § 5.4.....	185
Глава 6. Основные принципы нормирования и нормы радиационной безопасности.....	187
§ 6.1. Биологические эффекты радиационного воздействия....	187
6.1.1. Детерминированные соматические поражения.....	188
6.1.2. Стохастические соматические и генетические поражения	191
6.1.3. Действие радиации на окружающую среду.....	197
Контрольные вопросы к § 6.1.....	199
§ 6.2. Уровни фонового облучения человека.....	200
6.2.1. Уровни естественного радиационного фона.....	200
Контрольные вопросы к разделу 6.2.1.....	215
6.2.2. Технологически повышенный естественный радиационный фон.	216
Контрольные вопросы к разделу 6.2.2.....	226
6.2.3. Искусственный радиационный фон.....	227
6.2.4. Дозовые нагрузки от всех источников радиационного фона.....	238
Контрольные вопросы к разделам 6.2.3, 6.2.4	240
§ 6.3. Принципы нормирования дозовых пределов.....	241
6.3.1. Основные принципы нормирования радиационного фактора воздействия.....	243
6.3.2. Концепция приемлемого риска.....	245
6.3.3. Экономические подходы к нормированию	250
Контрольные вопросы к § 6.3.....	251
§ 6.4 . Нормы радиационной безопасности. Основные дозовые пределы.....	252
6.4.1. Пределы доз.....	252
6.4.2. Требования по ограничению облучения в условиях радиационной аварии	256
6.4.3. Принципы расчетов предельно допустимых уровней и потоков ионизирующих излучений.....	259
6.4.4. Комбинированное воздействие излучений.....	264
Контрольные вопросы к § 6.4.....	265
Рекомендуемая литература.....	266
Используемые константы и обозначения.....	267

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основы курсов «Защита от ионизирующих излучений» и «Теория переноса ионизирующих излучений» были заложены на кафедре дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений МИФИ практически с момента ее образования в 1951 году. Их становление связано с именами известных специалистов в области радиационной физики и радиационной безопасности профессорами кафедры Н.Г. Гусевым, О.И. Лейпунским, В.П. Машковичем, В.А.Климановым, доцентами Л.Р. Кимелем, А.М. Панченко, В.В. Боляtko, А.И. Ксенофоновым, М.П. Паниным, сотрудниками ряда НИИ. Большой вклад в разработку методики преподавания этих курсов и их обеспечение учебно-методической литературой внес профессор Машкович В.П., долгие годы читавший лекции и проводивший семинарские занятия по курсу «Физика защиты» не только студентам кафедры, но и студентам других кафедр МИФИ. При его активном участии и соавторстве были написаны и опубликованы три учебника «Защита от ионизирующих излучений» в двух томах, три сборника задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений; уникальный справочник «Защита от ионизирующих излучений», выдержавший четыре издания. Эти учебные материалы были отмечены в 1981 г. Государственной премией СССР.

С момента последнего издания справочника и учебника прошло уже почти 20 лет. За это время произошли заметные изменения в подходах к нормированию в области радиационной безопасности, были введены новые нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009, устанавливающие иные дозовые пределы. Прогресс вычислительной техники оказал существенное влияние на методы расчета полей ионизирующих излучений. Все это находило отражение в программах читаемых в настоящее время курсов «Защита от ионизирующих излучений» и «Теория переноса ионизирующих излучений». Настоящее учебное пособие – попытка отразить эти изменения и обеспечить студентов печатным материалом, излагаемым им в лекционных курсах в настоящее время.

ВВЕДЕНИЕ

Примерно 100 лет назад был обнаружен новый вид излучения, без которого сегодня мы не можем представить себе современный мир.

8 ноября 1895 года 50-летний немецкий физик Вильгельм Конрад Рентген, руководитель физического института и кафедры физики Вюрцбургского университета, завершил, как обычно, поздно вечером свои эксперименты в лаборатории. Погасив свет в комнате, он вдруг заметил в темноте свечение, исходившее от кристаллов платино-синеродистого бария, которые лежали на столе. Подойдя ближе, он обнаружил, что забыл выключить находившуюся рядом под высоким напряжением обернутую в черную бумагу круковую трубку. Лучи трубки не должны были проникать сквозь черную бумагу и Рентгена осенила гениальная догадка о том, что при прохождении тока через трубку в ней возникает какое-то проникающее излучение, которое воздействует на кристаллы платино-синеродистого бария, вызывая их свечение.

6 января 1896 г. известие об открытии Рентгеном всепроникающих лучей было передано Лондонским телеграфом по всему миру, и все культурное человечество восприняло эту весть как величайшую сенсацию. Невидимыми проникающими лучами стало возможно просветить живого человека и получить при этом фотографию его скелета и внутренних органов. К. Рентген назвал это излучение X-лучами, которые в дальнейшем весь мир постепенно переименовал в рентгеновские лучи. 10 декабря 1901 года Рентгену была присуждена первая Нобелевская премия по физике за выдающийся вклад в науку.

Вскоре Анри Беккерель, Пьер и Мари Кюри, другие физики обнаружили излучение, исходящее от некоторых химических элементов, подобное рентгеновскому — оно было невидимым, неосязаемым и проникающим, хотя и в различной степени. Но главное, что их объединило — это особое свойство ионизировать атомы, за что оно и получило общее название ионизирующего. Название открытого и изученного супругами Кюри химического элемента радия («излучающий») было использовано в дальнейшем в качестве объединительного термина для всех открываемых нуклидов, испуска-

ющих ионизирующее излучение. Такие нуклиды стали называться радиоактивными, сокращенно — радионуклидами.

Первая половина XX века, названного ядерным веком, охарактеризовалась разработкой условий получения искусственных радионуклидов, а главное, разработкой условий полезного применения радиоактивных веществ и ионизирующего излучения. Открытие рентгеновских лучей и радиоактивных веществ вызвало невиданный энтузиазм и уверенность в возможном весьма полезном и благотворном их использовании в медицине, энергетике, сельском хозяйстве, науке и в других отраслях повседневной и разносторонней жизни человека. Воодушевление первых рентгенологов и радиологов было безграничным. И, действительно, рентгеновские лучи преопределили настоящую революцию в медицине.

Мощным толчком в развитии ядерных технологий послужило открытие цепной ядерной реакции деления урана, создание ядерного оружия и создание основ ядерной энергетики.

Ионизирующее излучение является одним из многих видов излучений и естественных факторов окружающей среды. Оно существовало на Земле задолго до зарождения на ней жизни и присутствовало в космосе еще до возникновения самой Земли. Все живое на Земле возникло и развивалось в условиях воздействия ионизирующего излучения, которое стало постоянным спутником человека. Радиоактивные материалы вошли в состав Земли с самого ее зарождения. Каждый человек радиоактивен, так как в любой живой ткани присутствуют радиоактивные вещества природного происхождения. За 100 лет изучения ученые накопили большой материал и опыт работы с ионизирующими излучениями.

Ионизирующие излучения и радионуклиды естественного и искусственного происхождения в биосфере неизбежно вызывают облучение живых организмов, поэтому возникает вопрос об оценке последствий этого облучения, особенно искусственными источниками и, в частности, в связи с использованием ядерной энергии.

Появление мощных источников ионизирующего излучения поставило вопрос о создании безопасных для человека и окружающей среды условий обращения с ними, которые невозможно порой обеспечить без использования противорадиационной защиты. Особенно актуальными проблемы радиационной безопасности становятся в настоящее время в связи с перспективами развития ядерной

энергетики и широким использованием источников ионизирующих излучений в медицине и народном хозяйстве.

На начало 2010 г. в России под надзором межрегиональных территориальных управлений по надзору за ядерной и радиационной безопасностью находилось около 2270 предприятий и организаций. Поднадзорные объекты имели в своем составе 4738 стационарных радиационных источников, 1438 пунктов, где проводились работы с радиоактивными веществами, радиоактивными отходами и радионуклидными источниками. В металлургической промышленности России использовалось более 10 тыс. приборов, содержащих источники ионизирующих излучений, в судостроительной промышленности на 20 судостроительных и судоремонтных заводах и предприятиях используются радиоактивные источники специального назначения, содержащие радионуклиды до 1800 наименований.

На начало 2012 в России эксплуатируются 10 АЭС с 33 энергоблоками суммарной мощностью примерно 25 ГВт, каждая из которых обеспечивается системами радиационной безопасности.

Это неизбежно ведет к необходимости создания оптимальных защитных конструкций, не только с точки зрения выполнения требований радиационной безопасности обслуживающего персонала и населения, но и экономически обоснованных. Доля затрат на обеспечение радиационной безопасности АЭС составляет почти 50 % общих капитальных вложений, а стоимость защит современных ядерно-технических установок может достигать 20-30 % стоимости всего сооружения.

Для решения этих задач требуются знания характеристик источников излучений, процессов взаимодействия излучений с веществом, современных подходов к нормированию в области ионизирующих излучений, действующих норм радиационной безопасности и т.д.

Глава 1

ВИДЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Среди многообразных видов излучений, воздействующих на биологические объекты в окружающей среде, ионизирующие излучения, которые в дальнейшем будем обозначать также термином радиация, занимают особое место.

Что же такое радиация или ионизирующее излучение? Под этим термином подразумевается лучеиспускание или излучение какого-либо тела. Ионизирующее излучение — это особый вид энергии, который образуется в результате различных превращений в атомах или ядрах. Отличают это излучение от других видов энергии (механической, тепловой, электрической и др.) две особенности. Во-первых, ионизирующее излучение проникает в тело человека и в любые другие материалы на разную глубину в зависимости от вида и энергии этого излучения, а также плотности вещества или тканей, на которые оно воздействует. Отсюда и термин «проникающее излучение» как синоним термина «радиация». Во-вторых, все виды этого излучения не просто проходят сквозь ткани, а взаимодействуют с веществом: ядрами, атомами, молекулами, вызывая появление в них на короткое время электрически заряженных частиц — ионов. Отсюда и термин «ионизирующее излучение». В отличие от него радиоволны, видимый свет и ультрафиолетовые лучи не являются ни проникающими, ни тем более ионизирующими.

На рис. 1.1. для сравнения приблизительно приведены диапазоны длин волн λ и энергии E различных электромагнитных излучений в окружающей среде.

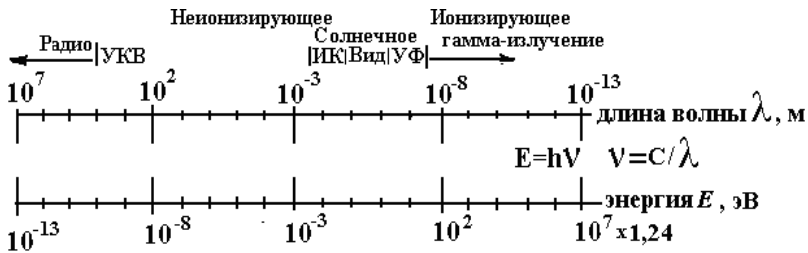


Рис.1.1. Распределение различных видов излучений по длинам волн и энергии обозначено: ИК — инфракрасное, Вид — видимое, УФ — ультрафиолетовое излучение

К ионизирующим излучениям относятся фотоны или гамма-кванты электромагнитного излучения с энергиями, превышающими примерно 34 эВ – энергию ионообразования в воздухе. К ионизирующим излучениям относится и корпускулярное излучение: электроны, позитроны, протоны и другие заряженные частицы, нейтроны с широким диапазоном энергий, способные в результате ядерных реакций создавать заряженные частицы и фотоны.

По способу ионизации среды все виды ионизирующих излучений можно разделить на две группы: **непосредственно ионизирующие** и **косвенно ионизирующие излучения**. Обе группы ионизирующих излучений присутствуют в окружающей среде и оказывают воздействие на биологические объекты.

К группе непосредственно ионизирующих излучений относят заряженные частицы: электроны, позитроны, бета-частицы, протоны, альфа-частицы, более тяжелые ядра, которые при прохождении через вещество при взаимодействии с атомами сами непосредственно создают положительные и отрицательные ионы. Эти частицы с массой, отличной от нуля, относят к **корпускулярному** ионизирующему излучению.

Электроны и позитроны – это самые легкие (масса составляет примерно $1/1836$ массы легчайшего атома, водорода.) заряженные частицы с отрицательным и положительным зарядом, соответственно, равным 1. Их основные характеристики совпадают: масса покоя $mc^2 = 0,511$ МэВ, заряд $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл. Потоки электронов можно получить в результате термоэмиссии, нагревая, например, катод рентгеновской трубки.

Протоны – тяжелые положительно заряженные частицы с зарядом равным +1 и массой покоя $M_p = 938,272$ МэВ, идентичные ядру атома водорода.

Альфа-частицы – положительно заряженные частицы, состоящие из двух протонов и двух нейтронов, подобно ядру атома гелия. Масса покоя альфа-частицы составляет $M_\alpha = 3,727$ ГэВ.

Все эти частицы могут испускаться при спонтанных радиоактивных превращениях радионуклидов и имеют вполне определенную кинетическую энергию. Они могут образовываться при различных ядерных реакциях, как результат взаимодействия со средой других видов излучений. Потоки протонов, альфа-частиц, тяжелых ионов можно получить, отрывая от атома водорода, гелия,

более тяжелого элемента его внешние электроны, либо путем разряда, либо пропуская атомы в мощных электромагнитных полях.

Бета-частицы, по существу, представляют собой электроны β^- или позитроны β^+ , которые испускаются при β^- -распаде радионуклидов. Учитывая статистический характер β^- -распада и распределение энергии между образующимися при распаде частицами, эти электроны или позитроны могут иметь энергию в диапазоне от 0 до некоторого значения $E_{\beta \text{ max}}$. Их энергетический спектр описывается β -спектром Ферми и они не являются моноэнергетическими в отличие от моноэнергетических электронов внутренней конверсии, например, или электронов, падающих на мишень ускорителя.

В группу косвенно ионизирующих излучений включают фотоны и нейтроны. Они сами не образуют ионов при взаимодействии со средой, но в результате взаимодействия с атомами либо ядрами среды создают заряженные частицы, которые и вызывают ионизацию.

Фотоны — кванты электромагнитного излучения, которым присущи свойства как волны, так и частицы, испускаемые в различных превращениях ядер и атомов. При взаимодействии с атомами среды они образуют электроны и позитроны. В зависимости от энергии фотонного излучения и природы происхождения приняты различные его названия (рис.1.2.).



Рис.1.2. Классификация фотонного излучения

Характеристическое фотонное излучение — это фотоны, испускаемые при переходе атомного электрона с одной электронной оболочки атома на нижележащую (более близкую к ядру). Энергия испускаемых при этом фотонов равна разнице энергетических уровней электронных оболочек, между которыми происходит переход, поэтому спектр характеристического излучения имеет линейчатый, дискретный характер, а так как разница энергий уров-

ней электронных оболочек не велика, то характеристическое излучение относится к низкоэнергетическому фотонному излучению.

Тормозное фотонное излучение – это фотоны, образующиеся при торможении свободно движущихся заряженных частиц в электромагнитном поле ядер и атомов. Потери энергии заряженной частицы на тормозное излучение обратно пропорциональны квадрату ее массы, поэтому наиболее заметный вклад в образование тормозного излучения дают электроны. Спектр тормозного излучения характеризуется непрерывным распределением по длинам волн и энергиям; коротковолновая граница его обрывается при энергии, равной максимальной кинетической энергии заряженной частицы и на ускорительных установках может достигать сотен мегаэлектронвольт.

Рентгеновское излучение (рентгеновские лучи) – это совокупность характеристического и тормозного излучения, возникающего при энергиях электронов ниже примерно 400 кэВ (на рентгеновских установках). Таким образом, оно представляет собой электромагнитное излучение с энергиями, лежащими в диапазоне от ~30 до 400 кэВ, и занимает спектральную область между гамма-излучением и ультрафиолетовым излучением (см. рис.1.1,1.2). Как правило, под рентгеновским излучением понимается спектр фотонов, формируемый при взаимодействии ускоренных электронов фотокатода с материалом мишени рентгеновской трубки.

Гамма-излучение – это кванты электромагнитного излучения, испускаемые при спонтанном переходе ядра с более высокого возбужденного энергетического уровня на любой нижележащий. Фотоны, испускаемые ядрами при таких переходах, называются **γ -квантами**, хотя для обозначения квантов любого происхождения сохраняется обобщающее название **фотон**. Таким образом, по своей физической природе γ -квант – это порция энергии E_γ электромагнитного поля. Переходы, при которых испускаются γ -кванты, называются **радиационными**. Радиационный переход может быть однократным, когда ядро сразу переходит в основное энергетическое состояние, или каскадным, когда происходит испускание нескольких γ -квантов в результате ряда последовательных радиационных переходов. Энергия γ -кванта определяется разностью энергий уровней ядра, между которыми происходит переход: $E_\gamma = E_i - E_j$, $E_i > E_j$. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса можно показать, что γ -квант уносит подавляющую часть энергии

возбуждения ядра. Из проведенного рассуждения очевидно также, что энергетический спектр γ -квантов, возникающих в таких переходах, дискретен.

Гамма-квант – это не только частица, но и волна. Длина волны γ -кванта λ связана с его энергией E_γ соотношением: $\lambda = hc / E_\gamma$, в котором $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot с – постоянная Планка, c – скорость света. Из этого соотношения следует, что при $E_\gamma = 1$ МэВ, $\lambda \approx 10^{-10}$ см. Поэтому волновые свойства такого γ -излучения при взаимодействии с атомами, а тем более с макроскопическими телами, проявляются слабо, при этих энергиях гамма-квант ведет себя, как правило, как частица. Однако при взаимодействии с ядрами, наоборот, проявляется в основном волновая природа фотонного излучения. Диапазон энергий фотонов, испускаемых при распаде радиоактивных ядер, простирается от десятков кэВ до примерно 3 МэВ.

Нейтроны – частицы с атомной массой $m_n = 939,565$ МэВ, не несущие электрического заряда. Они присутствуют во вторичном космическом излучении, достигающем поверхности Земли, испускаются при делении тяжелых ядер и т.д. При взаимодействии с ядрами среды в результате ядерных реакций они создают фотоны или заряженные частицы, которые, в свою очередь, приводят к ионизации среды. Нейтроны эффективно взаимодействуют с ядрами от самых малых достижимых энергий $\sim 10^{-7}$ эВ до энергий в несколько десятков мегаэлектронвольт, вступают в различные ядерные реакции и поглощаются или рассеиваются, участвуя в диффузионном движении. Вероятности этих процессов определяются кинетической энергией нейтронов, и поэтому оказывается целесообразным разделить их по принадлежности к энергиям на определенные энергетические области или группы, для которых характерны определенные виды ядерных взаимодействий.

По величине кинетической энергии нейтроны разделяются на две большие группы – **медленные** ($E_n \leq 1$ кэВ) и **быстрые** ($E_n > 100$ кэВ). Замыкают эти две области энергий **промежуточные нейтроны**. В свою очередь, область медленных нейтронов подразделяется на **холодные, тепловые и резонансные** нейтроны. Следует, однако, иметь в виду, что любая классификация нейтронов по энергии условна. Ниже дается одна из возможных схем подобной классификации (рис.1.3 и табл.1.1).

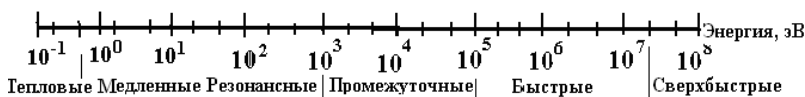


Рис.1.3. Классификация нейтронов по энергии

Таблица 1.1
Разбиение нейтронов по энергетическим группам

Группа нейтронов	Энергетический диапазон
Холодные	$< 0,025$ эВ
Тепловые	$0,025 \div 0,5$ эВ
Резонансные	1 эВ \div 1 кэВ
Промежуточные	$1 \div 100$ кэВ
Быстрые	100 кэВ \div 20 МэВ
Сверхбыстрые	> 20 МэВ

При использовании нейтронов в медицинских целях, например, при лечении злокачественных новообразований с помощью нейтрон-захватной терапии весь энергетический спектр нейтронов делят на три группы: тепловые с энергией ниже 0,5 эВ, эпитепловые с энергиями в диапазоне от 0,5 эВ до 10 кэВ и быстрые с энергиями выше 10 кэВ.

Тепловые нейтроны характеризуются максвелловским распределением по энергии со средней энергией спектра 0,025 эВ, которая соответствует комнатной температуре 290 К и скорости нейтронов 2200 м/с. Эти величины часто используются в качестве стандартных для тепловых нейтронов. Энергия тепловых нейтронов определяется **тепловым равновесием** со средой, поэтому тепловые нейтроны имеют большой разброс по энергиям, а заметная доля нейтронов имеет энергию больше стандартной. Температура в ядерном реакторе значительно превышает комнатную, поэтому к тепловым нейтронам относят обычно нейтроны с энергиями до $\sim 0,5$ эВ.

Нейтроны с энергией от 1 эВ до 1 кэВ часто называют **резонансными**, потому что в этой области энергий для средних и тяжелых ядер эффективные поперечные сечения нейтронных взаимодействий с ядрами имеют обычно много тесно расположенных резонансов.

В **промежуточной** области энергий нейтронов отдельные резонансы в поперечных сечениях взаимодействия перекрываются и сечения в среднем падают с ростом энергии нейтронов.

Быстрые нейтроны имеют огромное прикладное значение, так как в большинстве реакций, используемых для получения свободных нейтронов, кинетическая энергия нейтронов выше 100 кэВ. В ядерной энергетике значение быстрых нейтронов определяется тем, что при делении ядер рождаются быстрые нейтроны со средней энергией ~ 2 МэВ.

Ионизирующее излучение, состоящее из различного вида частиц или фотонов, что часто имеет место в практике, называют **смешанным ионизирующим излучением**.

В решениях задач защиты от излучений принято различать **первичное и вторичное ионизирующее излучение**. Под **первичным** обычно понимают излучение источника, которое при взаимодействии со средой рассматривают как **исходное**. **Вторичное ионизирующее излучение** возникает в процессе взаимодействия первичного излучения с атомами или ядрами среды, через которую оно проходит. Это вторичное излучение может создавать новое по отношению к нему вторичное излучение, что в итоге формирует ядерный каскад из нескольких поколений излучений по отношению к первичному.

Контрольные вопросы к главе 1

1. При каких энергиях и длинах волн электромагнитное излучение можно отнести к ионизирующему?
2. Чем β -частицы отличаются от электронов?
3. Какие виды излучений можно отнести к непосредственно ионизирующему излучению?
4. В чем специфика косвенно ионизирующего излучения по сравнению с непосредственно ионизирующим?
5. Какие виды излучений относятся к косвенно ионизирующему?
6. Какие виды фотонного излучения сопровождают работу рентгеновской трубки?
7. Чем различаются спектры тормозного и характеристического излучений?

8. Какова максимальная энергия фотонов тормозного излучения?
9. Назовите диапазон энергий γ -квантов, испускаемых радионуклидами.
10. Назовите нейтроны, принадлежащие к разным энергетическим группам.
11. Нейтроны, с какой энергией, можно отнести к тепловым?
12. Объясните названия отдельных групп нейтронов: тепловые, резонансные, промежуточные.
13. Приведите пример смешанного поля излучения.
14. Чем отличается первичное ионизирующее излучение от вторичного?

Глава 2 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 2.1. Дифференциальные и интегральные характеристики полей излучений

Поле излучений – пространственно-временное распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде, а точнее – это совокупность нейтронов, фотонов или заряженных частиц в среде, характеризуемых распределением по энергии, времени, пространству и направлению движения.

Характеристики полей излучений подразделяются на две категории: потоковые и токовые.

2.1.1. Потоковые характеристики полей излучений

Наиболее подробной характеристикой поля излучения является дифференциальная плотность потока частиц, описывающая пространственно-энергетическое, угловое и временное их распределение в среде.

Выделим элемент объема среды dV , положение которого в пространстве определяется вектором \vec{r} (рис.2.1).

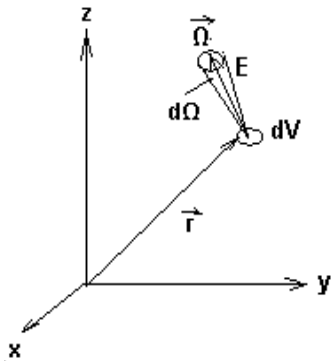


Рис.2.1. К определению характеристик поля излучения

Рассмотрим частицы или фотоны, находящиеся в этом элементе объема в момент времени t , выделив среди них те, которые имеют энергию в диапазоне от E до $E+dE$ и движутся в направлении $\vec{\Omega}$ в элемент телесного угла $d\Omega$. Если $dN = n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dV dE d\Omega$ – есть число частиц или фотонов в элементе объема dV в момент времени t с кинетической энергией в интервале от E до $E+dE$, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ в элемент телесного угла $d\Omega$, то тогда величина

$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ – есть дифференциальная плотность частиц или пространственно-угловое и энергетическое распределение плотности частиц:

$$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = dN / dV dE d\Omega. \quad (2.1)$$

Таким образом, **дифференциальная плотность частиц** $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ – число частиц или фотонов, находящихся в момент времени t в единичном объеме, характеризуемом в пространстве вектором \vec{r} , с кинетической энергией E на единичный интервал энергий, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ в единичный телесный угол. Единица измерения дифференциальной плотности частиц и системе СИ – $\text{м}^{-3} \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. В радиационной физике более часто используются единицы: $\text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ или $\text{см}^{-3} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$.

Дифференциальная плотность частиц используется в основном в реакторной физике; в дозиметрии и защите от излучений и во многих прикладных задачах в качестве дифференциальной характеристики поля используется дифференциальная плотность **потока** частиц или фотонов.

Дифференциальная плотность потока частиц $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ – число частиц или фотонов с энергией E на единичный интервал энергий, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ в единичный телесный угол и пересекающих в момент времени t за единицу времени помещенную в точке \vec{r} площадку единичной площади, нормаль к которой совпадает с направлением $\vec{\Omega}$.

Единица измерения дифференциальной плотности потока частиц в системе СИ – $\text{м}^{-2} \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В радиационной физике более часто используются единицы: $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ или $\text{см}^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Очевидна связь между введенными дифференциальными плотностью частиц и плотностью потока частиц, так как из частиц с энергией E в единицу времени пересекут единичную площадку, расположенную перпендикулярно к вектору $\vec{\Omega}$, лишь те, скорость которых равна $v = \sqrt{2E/m}$, где m – масса частицы:

$$\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t). \quad (2.2)$$

Для определения энергетических характеристик поля излучения вводится **дифференциальная плотность потока энергии** частиц или фотонов, связанная с плотностью потока частиц соотношением:

$$J(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = E \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t). \quad (2.3)$$

Дифференциальные характеристики полей излучений в общем случае являются функциями семи переменных: трех пространственных координат (x, y, z) или (r, θ, φ) , двух угловых переменных (θ, φ) , энергии частицы E и времени t . В случае стационарных по времени задач, наиболее часто решаемых в физике защиты, дозиметрии и радиационной безопасности, временная зависимость не рассматривается, и тогда введенные дифференциальные характеристики не зависят от времени t . В дальнейшем будем рассматривать характеристики стационарных полей излучений.

Наряду с дифференциальными характеристиками поля для решения многих практических задач достаточно знания интегральных характеристик, в частности:

пространственно-энергетического распределения плотности потока частиц:

$$\varphi(\vec{r}, E) = \int \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega, \quad (2.4)$$

либо пространственно-углового распределения плотности потока частиц:

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE. \quad (2.5)$$

Наиболее интегральной и часто используемой величиной является пространственное распределение плотности потока частиц, называемое просто **плотностью потока частиц**:

$$\varphi(\vec{r}) = \iint \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega dE. \quad (2.6)$$

Ее единицей в системе СИ является $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, предпочтительней – $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

При интегрировании по энергии и углам дифференциальной плотности потока энергии частиц или фотонов получаем пространственное распределение плотности потока энергии или **плотность**

потока энергии частиц, которую часто называют интенсивностью излучения:

$$J(\vec{r}) = \int \int J(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega dE = \int \int E \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega dE. \quad (2.7)$$

Определим физический смысл плотности потока частиц на примере ее определения в некоторой точке пространства, характеризуемой вектором \vec{r} , на основе понятия элементарной сферы. Пусть dN_1 – число частиц, пересекающих элементарную дисковую площадку dS_1 , центр которой расположен в точке \vec{r} , перпендикулярную к вектору $\vec{\Omega}_1$, и летящих в телесный угол $\Delta\Omega_1$ (рис.2.2). Тогда пространственно-угловое распределение плотности потока частиц

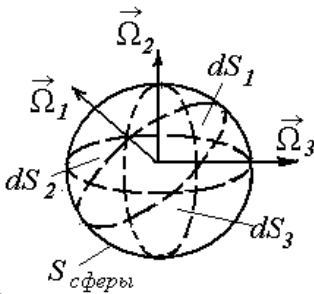


Рис.2.2. К определению плотности потока частиц

ка dS всегда должна быть направлена перпендикулярно к направлению $\vec{\Omega}$ движения частиц.

Плотность потока частиц в точке \vec{r} по определению равна:

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{r}) &= \int \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega = \sum_{i=1}^{\infty} \varphi_i(\vec{r}, \vec{\Omega}_i) \Delta\Omega_i = \\ &= \sum_{i=1}^{\infty} dN_1/dS_1 + dN_2/dS_2 + dN_3/dS_3 + \dots + dN_k/dS_k + \dots \end{aligned}$$

Учитывая, что $dS_1 = dS_2 = dS_3 = \dots = dS_k = dS$, получаем:

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} (dN_1 + dN_2 + dN_3 + \dots + dN_k + \dots) / dS = \sum_{i=1}^{\infty} dN_i / dS.$$

Таким образом, плотность потока частиц можно определить как число частиц, проникающих в объем расположенной в точке \vec{r} элементарной сферы, отнесенное к площади поперечного сечения этой сферы. Следовательно, если в поле излучения ввести сферический невозмущающий это поле детектор, имеющий независимую от энергии и направления полета частиц чувствительность, то он будет регистрировать плотность потока частиц.

В некоторых задачах радиационной безопасности, например, при изучении радиационной стойкости материалов в мощных полях ионизирующих излучений, особенно в случае изменения их характеристик со временем, используется понятие **флюенс частиц** как интеграл по некоторому временному промежутку от T_1 до T_2 от плотности потока частиц:

$$\Phi(\vec{r}) = \int_{T_1}^{T_2} \varphi(\vec{r}, t) dt. \quad (2.8)$$

Единица флюенса частиц в системе СИ – м^{-2} , более часто используется см^{-2} .

Введенные дифференциальные и интегральные характеристики полей излучений являются скалярными величинами и называются **потоковыми**.

Наряду с ними существует большой класс **токовых** характеристик полей излучений.

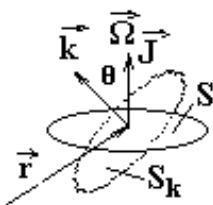
2.1.2. Токовые характеристики полей излучений

Дифференциальная плотность тока частиц $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – есть вектор, направленный вдоль направления $\vec{\Omega}$, модуль которого равен $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \vec{\Omega} \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (2.9)$$

По аналогии с потоковыми величинами определяются интегральные токовые величины, однако необходимо учитывать, что при интегрировании по углу дифференциальной плотности тока частиц эта операция должна выполняться по правилам векторной алгебры. В итоге направление вектора интегральной плотности тока частиц, обычно называемого **плотностью тока частиц** $\vec{J}(\vec{r}) = \int dE \int \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega$, заранее не известно и определяется результирующим вектором, указывающим преимущественное направление движения частиц в поле излучения. Наиболее ярко разница между потоковыми и токовыми величинами проявляется при их сравнении в однородном равномерном поле излучения, когда характеристики поля не зависят от пространственных и угловых переменных. Отсутствие преимущественного направления движения частиц приводит к тому, что результирующая плотность тока частиц равна 0, а плотность потока имеет вполне конкретное значение, определяемое мощностью источников излучения в среде.

Дифференциальная плотность тока частиц определяет прохождение частиц через конкретную единичную площадку S , нормаль к



которой совпадает с вектором $\vec{\Omega}$. На практике приходится решать задачи по определению числа частиц, пересекающих площадку S_k , произвольным образом ориентированную относительно направления движения частиц $\vec{\Omega}$ (рис.2.3.)

Пусть известна дифференциальная плотность

Рис.2.3. К определению проекции тока на произвольную площадку

тока частиц в точке $\vec{r} - \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Тогда число пересечений единичной площадки S_k , нормалью к которой является вектор

\vec{k} , можно рассматривать как проекцию дифференциальной плотности тока частиц на направление, задаваемое вектором \vec{k} :

$$J_k(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \vec{k} = \vec{\Omega} \cdot \vec{k} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \cos\theta \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (2.10)$$

Из соотношения (2.10) видно, что модуль дифференциальной плотности тока частиц или проекция тока частиц на направление вектора $\vec{\kappa}$ всегда меньше, за исключением мононаправленного пучка излучений, дифференциальной плотности потока частиц.

По аналогии с интегральными характеристиками плотности тока и плотности потока частиц можно ввести интегральные характеристики проекции тока излучения на выделенное направление, определяемое вектором $\vec{\kappa}$.

В частности, энергетическое распределение проекции тока частиц имеет вид:

$$\begin{aligned}
 J_k(\vec{r}, E) &= \int \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \vec{\kappa} d\Omega = \int \vec{\Omega} \cdot \vec{\kappa} \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega = \\
 &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot d\theta, \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

а проекция тока частиц на выделенное направление равна:

$$\begin{aligned}
 J_k(\vec{r}) &= \int dE \int \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \vec{\kappa} d\Omega = \\
 &= \int dE \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot d\theta. \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

Следует отметить, что проекция тока частиц является скалярной величиной в отличие от тока частиц.

Контрольные вопросы к главе 2

1. В чем разница между дифференциальной плотностью частиц и дифференциальной плотностью потока частиц? Запишите связь между ними.
2. Функцией скольких переменных являются дифференциальные характеристики поля излучения? Назовите эти переменные.
3. Каков физический смысл плотности потока частиц?
4. Что такое флюенс частиц?

5. Назовите разницу между током и потоком частиц в однородном равномерном поле излучений.

6. Что характеризует проекция тока частиц на выделенную площадку?

Глава 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

При распространении ионизирующих излучений в веществе происходит их взаимодействие с молекулами, атомами или ядрами вещества. Обычно под термином **взаимодействие излучения с веществом** понимают первичные элементарные акты взаимодействия, которые происходят под действием кулоновских, электромагнитных и ядерных сил на отдельном ядре или атоме. Процессы взаимодействия излучений зависят от многих параметров как излучений, так и вещества, с которым они взаимодействуют.

Взаимодействие заряженных частиц с веществом в основном обусловлено кулоновскими силами и выражается в потерях энергии частицы на ионизацию и возбуждение атомов вещества. С увеличением энергии частицы электромагнитные взаимодействия приводят к потерям ее энергии на тормозное излучение, причем, чем меньше ее масса, тем существеннее эти потери.

Нейтроны и фотоны непосредственно не ионизируют среду, но в результате столкновений с ядрами и атомами вещества образуют свободные заряженные частицы, которые начинают участвовать в кулоновских и электромагнитных взаимодействиях.

Это свидетельствует о многообразии различных типов взаимодействий в зависимости от вида излучения, его энергии и характеристик вещества.

§ 3.1. Типы взаимодействий излучений с веществом

Процессы взаимодействия излучений при прохождении через вещество можно разделить на два типа: поглощение и рассеяние. При поглощении первичная частица поглощается и исчезает, при рассеянии сохраняется тип частицы после взаимодействия.

3.1.1. Поглощение

Процесс поглощения или захвата сопровождается исчезновением налетающей частицы, изменением структуры ядра или атома, их переходом в возбужденное состояние, которое реализуется либо образованием новых частиц (ядерная реакция), либо образованием радиоактивных ядер. В частности, для нейтронов при их поглоще-

нии возможен радиационный захват с испусканием гамма-квантов, активация, приводящая к образованию радионуклида, ядерная реакция, приводящая к образованию протонов, дейтронов, альфа-частиц и т.д., деление.

3.1.2. Ионизация и возбуждение

Если атомный электрон при столкновении с частицей излучения получил энергию, достаточную для преодоления сил притяжения к ядру, и покинул атом и молекулу, то образуется свободный электрон и положительный ион атома. Процесс потери электрона атомом или молекулой называют **ионизацией**. Если же энергия, приобретенная электроном, недостаточна для ионизации, результатом столкновения явится изменение "орбиты" такого электрона, увеличение расстояния между электроном и ядром, т.е. увеличение потенциальной энергии электрона, приводящее к **возбуждению** атома или молекулы. Ионизация и возбуждение происходят при поглощении электромагнитного излучения (фотоионизация), при нагревании газа (термическая ионизация), при воздействии электрического поля (полевая ионизация), при столкновении частиц с электронами, ионами, атомами (столкновительная ионизация) и др. Время жизни этих первичных продуктов взаимодействия излучения с веществом крайне мало – 10^{-12} - 10^{-6} с и лишь в некоторых случаях несколько больше. Впоследствии возбужденные атомы переходят в основное состояние, а ионы рекомбинируют, образуя нейтральные атомы. Эти вторичные процессы сопровождаются испусканием низкоэнергетического фотонного излучения, энергия которого превращается в энергию теплового движения.

3.1.3. Рассеяние

Если после столкновения сохраняются исходные ядра и частицы, то процесс называется рассеянием. При рассеянии происходит только перераспределение энергии и импульса между взаимодействующими объектами. Рассеяние может быть **упругим и неупругим**.

При **упругом рассеянии** не изменяются структура ядра и его внутренняя энергия. Оно характеризуется тем, что сумма кинети-

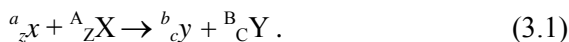
ческих энергий взаимодействующих частиц до и после рассеяния сохраняется.

В случае **неупругого рассеяния** изменяется структура ядра и происходит изменение его внутренней энергии. В этом случае не сохраняется сумма кинетических энергий сталкивающихся частиц до и после рассеяния, а их разница, приводящая ядро в возбужденное состояние, реализуется, как правило, в виде испускания электромагнитного излучения.

3.1.4. Ядерные реакции

Если после столкновения рождаются новые частицы, то процесс называется ядерной реакцией. Наиболее распространенным видом реакции является взаимодействие легкой частицы a_zx – бомбардирующая частица с ядром A_ZX – ядро-мишень, в результате чего образуется также легкая частица b_cy и ядро B_CY .

В общем виде это можно представить в форме:



Обычно частицы a_zx и b_cy представляют: нейтрон (1_0n), протон (1_1p), дейтрон (2_1p), α -частицу (α -), γ -квант (γ -). Сокращенная запись процесса: $X(x,y)Y$, либо (x,y) используется, когда речь идет только о типе ядерной реакции безотносительно к ядру-мишени и образуемому ядру. Например, (p,n) , (α,n) , (γ,n) и т.д. Первой в скобках указывают бомбардирующую частицу, а второй – частицу, возникшую в результате реакции. Очевидно выполнение соотношений: $a+A=b+B$ и $z+Z=c+C$. Реакция может иметь несколько конкурирующих между собой выходных каналов.

В настоящее время известно много различных ядерных реакций, которые условно можно разделить на три большие группы, и каждая из которых обладает своими характерными особенностями: реакции, идущие под действием **заряженных частиц**; реакции под действием γ -квантов (**фотоядерные реакции**); реакции под действием **нейтронов**.

Учитывая случайность процесса взаимодействия, для его количественного описания используется вероятностный подход.

Контрольные вопросы к § 3.1

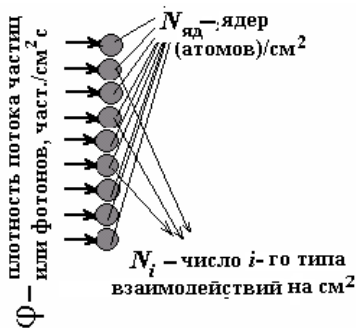
1. Назовите основные типы взаимодействия излучений с веществом.
2. В чем разница между упругим и неупругим рассеянием?
3. В чем разница между ионизацией и возбуждением?
4. К упругим или неупругим процессам взаимодействия относятся ионизация и возбуждение?
5. Чем ядерная реакция отличается от рассеяния?
6. Запишите законы сохранения заряда и массы при ядерной реакции.

§ 3.2. Эффективные поперечные сечения взаимодействия

Для количественной оценки вероятности того или иного типа взаимодействия излучения с веществом введено понятие эффективного поперечного сечения взаимодействия. Эффективные поперечные сечения могут быть микроскопическими и макроскопическими, интегральными и дифференциальными.

3.2.1. Микроскопические и макроскопические эффективные поперечные сечения взаимодействия

Микроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия рассматривает взаимодействие излучения на уровне



одного атома или ядра. Определим его физический смысл на примере взаимодействия частиц с ядрами среды. Пусть на тонкий плоский однородный слой неперекрывающихся ядер вещества толщиной в одно ядро с плотностью ядер $N_{\text{яд}}$ (ядер/см²) падает перпендикулярно однородный поток частиц, плотность потока которых равна ϕ (см⁻² · с⁻¹) (рис. 3.1).

Рис.3.1. Схема определения микроскопического эффективного поперечного сечения взаимодействия

Если при прохождении частицами слоя произошло N_i i -го типа взаимодействий на площади слоя в 1 см^2 (взаим./ см^2), то тогда вероятность i -го типа взаимодействий (доля частиц, испытавших такое взаимодействие из числа упавших на 1 см^2 поверхности) равна: $p = N_i / \Phi$. Отсюда эта вероятность i -го типа взаимодействия, отнесенная к одному ядру мишени $p / N_{\text{яд}}$, называют эффективным поперечным микроскопическим сечением i -го типа взаимодействия и обозначают σ_i :

$$\sigma_i = N_i / \Phi N_{\text{яд}} . \quad (3.2)$$

Фактически выражение (3.2) определяет число i -го типа взаимодействий, отнесенное к одному ядру мишени и одной падающей на слой частице. Если равенство (3.2) переписать в виде $\sigma_i N_{\text{яд}} / 1 \text{ см}^2 = p = N_i / \Phi$, то становится очевидным, что стоящее справа выражение характеризует долю частиц, испытавших i -й тип взаимодействия, а слева долю площади из 1 см^2 , участвующей во взаимодействии, т.е. вероятность того, что из площади мишени 1 см^2 площадь $\sigma_i N_{\text{яд}}$ участвует в i -м типе взаимодействия со стопроцентной вероятностью. Если эту площадь разделить на $N_{\text{яд}}$, то тогда σ_i будет соответствовать площади ядра, участвующей в i -м типе взаимодействия. Следовательно, микроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия имеет размерность площади (потому и называется поперечным сечением) и лишь характеризует вероятность взаимодействия, но не равно ей. В системе СИ микроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия измеряется в м^2 , в ядерной физике для измерения сечений используется см^2 или, учитывая малость абсолютного значения сечений, специальная единица, называемая барн (б), $1\text{б} = 10^{-28} \text{ м}^2$. Эффективное поперечное сечение i -го типа взаимодействия называют **парциальным**, в отличие от полного, представляющего сумму парциальных сечений всех возможных типов взаимодействия. Часто для краткости слово эффективное, как и поперечное опускают в названии сечения.

Считая, что отдельные типы взаимодействия независимы друг от друга, можно говорить об аддитивности парциальных микроскопических поперечных сечений взаимодействия по типу взаимодействий и тогда полное микроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия на k -м ядре или атоме равно:

$$\sigma_{\kappa} = \sum_{i=1}^I \sigma_{ik} , \quad (3.3)$$

где I – число возможных типов взаимодействия данного вида излучения с ядром или атомом вещества.

Учитывая, что расстояния между ядрами или атомами значительно превосходят размеры ядер или атомов, взаимодействия в большинстве случаев можно рассматривать как независимые процессы на разных ядрах или атомах среды, через которую проходит излучение, и, таким образом, можно ввести понятие **макроскопического эффективного поперечного сечения взаимодействия** излучения с единицей объема или массы вещества как сумму сечений отдельных ядер или атомов, находящихся в этом объеме или массе:

$$\Sigma_{\kappa} = \sigma_{\kappa} \cdot N_{\kappa} = \rho_{\kappa} \cdot \frac{N_a}{A_k} \cdot \sigma_{\kappa}; \quad \Sigma_{\kappa}^m = \sigma_{\kappa} \cdot N_{\kappa}^m = \frac{N_a}{A_k} \cdot \sigma_{\kappa} . \quad (3.4)$$

Здесь N_{κ} , N_{κ}^m – число ядер k -го материала в единице объема (см^3) или единице массы (г) соответственно, $N_a = 6,02 \times 10^{23} (\text{г} \cdot \text{моль})^{-1}$ – число Авогадро, A_k – атомная масса материала, ρ_{κ} – плотность материала ($\text{г}/\text{см}^3$).

Эти полные макроскопические поперечные сечения можно, соответственно, назвать **линейными** Σ_{κ} **или массовыми** Σ_{κ}^m , и они обычно при указанных выше размерностях входящих величин измеряются в см^{-1} или $\text{см}^2/\text{г}$. Аналогичные соотношения можно записать и для парциальных макроскопических поперечных сечений i -го типа взаимодействия на k -м материале, если в формулах (3.4) σ_{κ} заменить на σ_{ik} .

Используя то же свойство аддитивности сечений, можно определить макроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия излучения с веществом, представляющим гомогенную смесь различных материалов:

$$\Sigma_{\text{см}} = \sum_{\kappa} p_{\kappa} \rho_{\text{см}} \frac{N_a}{A_{\text{см}}} \sigma_{\kappa}; \quad \Sigma_{\text{см}}^m = \sum_{\kappa} p_{\kappa}^m \frac{N_a}{A_{\text{см}}} \sigma_{\kappa} . \quad (3.5)$$

где $\Sigma_{\text{см}}$, $\Sigma_{\text{см}}^m$ – полные линейные или массовые макроскопические эффективные поперечные сечения взаимодействия излучения с веществом смеси, p_k , p_k^m – объемная и весовая доля k -го материала в смеси, $\rho_{\text{см}}$, $A_{\text{см}}$ – плотность и атомная масса смеси материалов.

Рассмотрим физический смысл введенных полных макроскопических поперечных сечений взаимодействия излучений с веществом на примере прохождения излучения через слой материала, на который подобно рис 3.1 падает однородный поток частиц, плотность потока которых равна ϕ_0 ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Если полное линейное макроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия излучения с веществом равно Σ_k , то число взаимодействий этих частиц в элементе объема $dV=1\text{см}^2 dx$ вещества будет равно $\Sigma_k \cdot dV \cdot \phi(x)$, где $\phi(x)$ – плотность потока частиц на расстоянии x от передней поверхности вещества. Одновременно эта величина будет равна убыли частиц при прохождении слоя dx , т.е.

$$d\phi(x) = -\Sigma_k \cdot dx \cdot \phi(x). \quad (3.6)$$

Из уравнения (3.6) следует **закон ослабления нерассеянного излучения** в веществе:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot \exp(-\Sigma_k x), \quad (3.7)$$

в котором в качестве характеристики ослабления излучения выступает полное линейное макроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия. С другой стороны, из выражения (3.7) легко определяется вероятность частице пройти в веществе путь длиной x без взаимодействия, т.е.

$$p(x) = \phi(x) / \phi_0 = \exp(-\Sigma_k x), \quad (3.8)$$

которая позволяет определить среднюю длину пробега частицы до столкновения:

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} x dp(x) = \int_0^{\infty} x d(e^{-\Sigma_k x}) = 1/\Sigma_k . \quad (3.9)$$

Таким образом, величина, равная обратному значению полного макроскопического эффективного поперечного сечения взаимодействия, определяет среднюю длину пробега частицы в данном веществе. Такие же величины для макроскопических парциальных поперечных сечений будут определять среднюю длину пробега частицы до соответствующего i -го взаимодействия.

Эффективные поперечные сечения взаимодействия зависят не только от вида излучения, типа взаимодействия и материала, но и от энергии частиц или квантов, участвующих во взаимодействии. Знание этих зависимостей в совокупности со знанием пространственно-энергетических распределений плотности потока частиц в веществе позволяет рассчитывать любые функционалы, характеризующие процессы, проходящие в веществе под действием излучения. Например, число столкновений N частиц с энергией E , происходящих в элементе объема dV вещества, характеризуемого полным линейным эффективным поперечным макроскопическим сечением взаимодействия $\Sigma_k(E)$, при плотности потока частиц в этом элементе объема $\varphi(E)$ равно:

$$N = \Sigma_k(E) \cdot \varphi(E) \cdot dV . \quad (3.10)$$

3.2.2. Дифференциальные и интегральные эффективные поперечные сечения взаимодействия

Введенные выше эффективные поперечные сечения взаимодействия излучений с веществом характеризуют возможность того или иного типа взаимодействия, но не определяют параметры излучения после взаимодействия. Поэтому они называются интегральными сечениями.

В отличие от них дифференциальные эффективные поперечные сечения взаимодействия, например, при рассеянии частицы определяют энергию рассеянной частицы и ее направление движения относительно направления движения первичной частицы. В случае, если в процессе взаимодействия образуется вторичное излучение,

отличающееся от вида первичного, например, образуется фотон в реакции взаимодействия нейтрона с ядром, то дифференциальное эффективное поперечное сечение определяет не только вероятность такого события, но и дает сведения об угловом и энергетическом распределении образующегося вторичного фотонного излучения.

Таким образом, дифференциальное эффективное микроскопическое поперечное сечение рассеяния $d^2\sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) / dE d\Omega$ характеризует для данного вида излучения вероятность частице с энергией E' , летящей в направлении $\vec{\Omega}'$, испытать рассеяние, после которого она будет иметь энергию E на единичный интервал энергий и полетит в направлении $\vec{\Omega}$ в единичный телесный угол. Размерность дифференциального эффективного микроскопического поперечного сечения рассеяния – $\text{м}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$.

Обозначив через μ_s косинус угла рассеяния, т.е. косинус угла между векторами $\vec{\Omega}'$ и $\vec{\Omega}$, это сечение можно переписать в виде:

$$d^2\sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s) / dE d\Omega = \frac{1}{4\pi} \sigma_s(E') \cdot p(E' \rightarrow E) \cdot g(E', E, \mu_s), \quad (3.11)$$

который описывает связь между эффективным дифференциальным и интегральным $\sigma_s(E')$ поперечными сечениями рассеяния частицы через вероятность при рассеянии поменять энергию частицы с E' на E – $p(E' \rightarrow E)$ и вероятность изменить направление ее движения на угол θ_s , косинус которого равен μ_s – $g(E', E, \mu_s)$.

Проинтегрировав обе части выражения (3.11) по всем возможным энергиям рассеянных частиц и всем направлениям их полета, получим при условии азимутальной симметрии рассеяния:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d\mu_s \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE d^2\sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s) / dE d\Omega &= \sigma_s(E') = \\ &= \frac{1}{2} \sigma_s(E') \int_{-1}^1 d\mu_s \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \cdot p(E' \rightarrow E) \cdot g(E', E, \mu_s) \end{aligned} \quad (3.12)$$

условие нормировки для функций $p(E' \rightarrow E)$ и $g(E', E, \mu_s)$:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu_s \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE p(E' \rightarrow E) \cdot g(E', E, \mu_s) = 1. \quad (3.13)$$

При упругом рассеянии из законов сохранения энергии и импульса следует однозначная связь между энергией рассеянной частицы E и углом рассеяния θ_s . В этом случае эффективное дифференциальное микроскопическое поперечное сечение упругого рассеяния приобретает следующий вид:

$$d^2\sigma_{el}(E' \rightarrow E, \mu_s)/dE \cdot d\Omega = \frac{1}{4\pi} \sigma_{el}(E') \cdot g(E', \mu_s) \cdot \delta(E - k(E', \mu_s)), \quad (3.14)$$

где $\sigma_{el}(E')$ – интегральное сечение рассеяния, функция $k(E', \mu_s)$ определяет энергию частицы после рассеяния в зависимости от ее начальной энергии и угла рассеяния, а $\delta(E - k(E', \mu_s))$ – дельта-функция по энергии, которая при интегрировании по энергии рассеянных частиц дифференциального эффективного поперечного сечения обращается в единицу. Таким образом, при упругом рассеянии условие нормировки для вероятности частице с энергией E' рассеяться на угол θ_s приводится к виду:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu_s g(E', \mu_s) = 1. \quad (3.15)$$

Следует отметить, что при изотропном угловом распределении рассеянных упруго частиц функция $g(E', \mu_s)$ не зависит от угла рассеяния и, следовательно, из (3.15) $g(E', \mu_s) = 1$. Отличие функции $g(E', \mu_s)$ от 1 характеризует отличие углового распределения рассеянных частиц от изотропного.

В общем случае функция $g(E', E, \mu_s)$ получила название **индикатриса рассеяния**, и ее знание позволяет определить дифференциальное эффективное поперечное сечение рассеяния.

В случае образования в процессе взаимодействия вторичного излучения, отличающегося от рассматриваемого, например, обра-

зования фотонов при захвате или неупругом рассеянии нейтрона на ядре энергетические и угловые характеристики этого вторичного излучения будут определяться дифференциальным микроскопическим поперечным сечением реакции, в результате которой это вторичное излучение возникает. Для реакции (n, γ) оно будет иметь вид:

$$d^2 \sigma_{n,\gamma}(E_n', E_n, E_\gamma, \vec{\Omega}_n' \rightarrow \vec{\Omega}_\gamma) / dE_\gamma d\Omega_\gamma = \frac{n_\gamma}{4\pi} \sigma_{n,\gamma}(E') \cdot p(E_n', E_\gamma) \times g(E_n', E_n, E_\gamma, \vec{\Omega}_n' \rightarrow \vec{\Omega}_\gamma). \quad (3.16)$$

При этом функция $p(E_n', E_\gamma)$ характеризует вероятность того, что при захвате нейтрона с энергией E_n' образуется n_γ фотонов с энергией E_γ на единичный интервал энергии, а функция $g(E_n', E_n, E_\gamma, \vec{\Omega}_n' \rightarrow \vec{\Omega}_\gamma)$ – есть вероятность образовавшимся фотонам полететь в единичный телесный угол в направлении $\vec{\Omega}_\gamma$ относительно направления движения первичного нейтрона $\vec{\Omega}_n'$.

Знание дифференциальных сечений взаимодействия излучений с веществом необходимо для решения задач их переноса в веществе с учетом многократных столкновений с ядрами или атомами.

Многочисленные данные как по интегральным, так и дифференциальным микроскопическим эффективным сечениям взаимодействия разных видов излучения с веществом опубликованы в виде справочников и таблиц. Для удобства пользования этими данными формируются библиотеки оцененных ядерных данных (например, ENDF/B, ENDL, БРОНД, JENDL), постоянно обновляемые и пополняемые новой информацией по сечениям взаимодействия.

Контрольные вопросы к § 3.2

1. Какую площадь характеризует микроскопическое эффективное поперечное сечение взаимодействия?
2. Чем отличается полное эффективное поперечное сечение от парциального?

3. Укажите отличия в макроскопических эффективных поперечных сечениях, измеряемых в см^{-1} и $\text{см}^2/\text{г}$.

4. Чему равно число поглощений и частиц в объеме dV вещества, имеющего эффективное поперечное макроскопическое сечение поглощения этих частиц Σ_a , см^{-1} при плотности потока падающего излучения $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$?

5. Как связаны между собой средняя длина пробега частицы в веществе и полное эффективное поперечное макроскопическое сечение ее взаимодействия с веществом?

6. Запишите формулу для расчета числа рассеяний, происходящих в единице объема вещества, имеющего сечение рассеяния Σ_s при плотности потока частиц в этом объеме ϕ .

7. Какие параметры рассеянного излучения характеризует дифференциальное эффективное микроскопическое поперечное сечение рассеяния?

8. Чем обусловлено появление δ -функции в дифференциальном эффективном поперечном микроскопическом сечении при упругом рассеянии?

9. Что такое индикатриса рассеяния?

10. Чему равна индикатриса упругого рассеяния при изотропном угловом распределении рассеянных частиц?

§ 3.3. Взаимодействия фотонов с веществом

Диапазон энергий фотонов, испускаемых большинством источников фотонного излучения, находится в пределах от примерно 20 кэВ до 10 МэВ. В этом диапазоне энергий фотонов все процессы взаимодействия фотонов с веществом можно разделить на три группы: основные, второстепенные и практически пренебрежимые в задачах защиты и радиационной безопасности.

К основным процессам, происходящим на атомном уровне, пренебрежение любым из которых может привести к серьезным погрешностям, относят:

1) фотоэлектрическое поглощение – фотоэффект,

2) комптоновское рассеяние – рассеяние фотона на свободном электроном атома,

3) образование электрон-позитронной пары в поле ядра.

На рис.3.2 показаны схемы основных процессов взаимодействия фотонов с атомом.

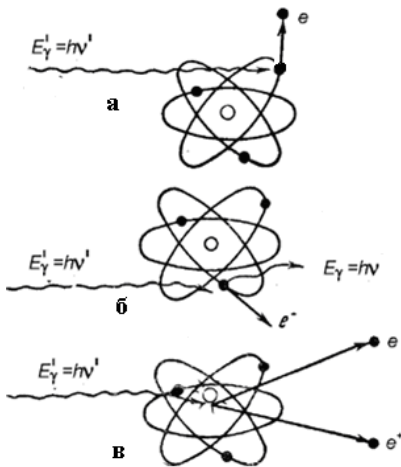


Рис.3.2. Схемы основных процессов взаимодействия фотонов с атомом:
 а — фотоэффект, б — комптон-эффект,
 в — эффект образования пары

нием свободных электронов в основных процессах взаимодействия;

– **образование фотонейтронов.**

К пренебрежимым в задачах расчета защиты можно отнести процессы взаимодействия фотонов с ядрами, когерентное рассеяние на молекулах, потенциальное дельбрукковское рассеяние.

3.3.1. Фотозлектрическое поглощение

Суть фотоэффекта заключается в передаче энергии фотона одному из атомных электронов с вылетом последнего из атома с кинетической энергией равной $E_e = E_\gamma' - E_K$, либо $E_e = E_\gamma' - E_L$, где E_K , E_L – энергия связи электронов, находящихся на K -, L - и т.д. оболочках атома. При этом предполагается, что энергия отдачи атома пренебрежимо мала. Энергия связи электронов, находящихся на K -оболочке, для разных элементов находится в диапазоне от 10 до 140 кэВ, на L -оболочке не превышает 30 кэВ, поэтому фотоэффект

К второстепенным эффектам, сопровождающим, как правило, основные процессы взаимодействия, можно отнести:

– **испускание характеристического (флуоресцентного) излучения**, сопровождающего фотоэффект;

– **когерентное рассеяние на связанных электронах**, конкурирующее с комптоновским рассеянием;

– **образование аннигиляционного излучения** как результат появления позитрона в эффекте образования электрон-позитронных пар;

– **испускание тормозного излучения**, связанного с появлением

характерен для фотонов с низкой энергией. Образующиеся свободные электроны с энергией ниже энергии покоя (0,511 МэВ) вылетают из атома преимущественно в направлении перпендикулярном к направлению движения первичного фотона, с ростом энергии их угловое распределение вытягивается в направлении первичного фотона, однако никогда с ним не совпадает.

Необходимо отметить, что фотоэффект не может проходить на свободном электроне; из законов сохранения энергии и импульса требуется наличие третьего тела, каким выступает атом, хотя на балансе энергии это практически не сказывается. Такое заключение можно подтвердить следующим образом.

Законы сохранения энергии и импульса при полном поглощении фотона электроном можно записать в виде:

$$E'_\gamma + mc^2 = mc^2 / \sqrt{1 - \beta^2} \quad \vec{p}' = m \vec{v} / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (3.17)$$

где E'_γ , $|\vec{p}'| = E'_\gamma / c$ – энергия и импульс фотона до поглощения; \vec{v} – скорость электрона после взаимодействия; mc^2 – масса покоя электрона; $\beta = v/c$.

Из указанных соотношений следует, что они могут выполняться только при условии, что скорость электрона после взаимодействия будет равна скорости света, чего для частицы с ненулевой массой невозможно, поэтому для уравнивания импульсов необходимо третье тело, которым выступает атом. Фотоэффект – типично резонансное явление. На рис. 3.3 для примера приведены сечения фотоэффекта для разных материалов.

С наибольшей вероятностью это явление происходит при равенстве энергии фотона энергии электрона, находящегося на соответствующей оболочке. С ростом энергии фотона сечение фотоэффекта резко снижается, примерно пропорционально $E'^{-7/2}_\gamma$ на начальном участке, при $E'_\gamma \gg E_K$ оно становится обратно пропорциональным E'_γ .

Учитывая резкий спад сечения фотоэффекта при энергии фотонов ниже энергии соответствующего уровня, для фотонов с энергиями $E'_\gamma > E_K$ вклад K -оболочки в полное сечение фотоэффекта составляет не менее 80 %.

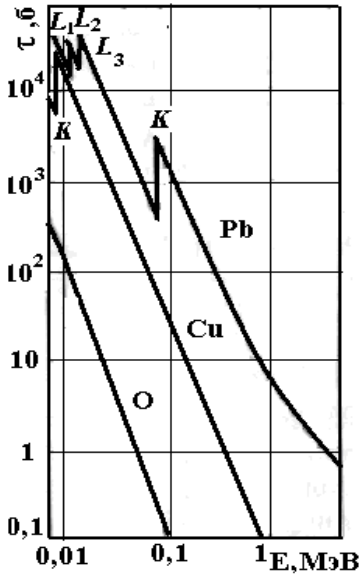


Рис.3.3. Сечения фотоэффекта для кислорода, меди и свинца

Качественно при энергиях фотонов $0,511 \text{ МэВ} > E'_\gamma > E_K$ зависимость сечения фотоэффекта на K -оболочке можно описать формулой Гайтлера:

$$\tau_K = 32 \sqrt{2} \pi r_e^2 (mc^2)^{7/2} Z^5 / (3 \cdot 137^4 \cdot E'_\gamma{}^{7/2}), \quad (3.18)$$

в которой $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ – классический радиус электрона, Z – атомный номер вещества, на котором происходит фотоэффект.

При энергиях фотонов $E'_\gamma \gg 0,511 \text{ МэВ}$ это сечение описывается приближенной формулой Заутера:

$$\tau_K = 4\pi r_e^2 (mc^2)^2 Z^5 / (137 \cdot E'_\gamma). \quad (3.19)$$

Из формул видно, что фотоэффект играет существенную роль при низких энергиях фотонов и для тяжелых материалов, возрастая с ростом атомного номера как Z^5 .

Энергия первоначального фотона при фотоэффекте разделяется на кинетическую энергию образующегося электрона и энергию ионизации, равную энергии электрона, находящегося на соответ-

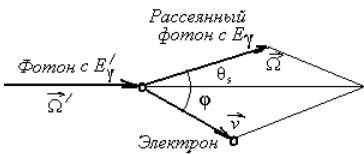
ствующей оболочке. Последняя затем реализуется в виде энергии фотона, испускаемого при переходе электрона с нижележащей электронной оболочки атома на освободившуюся. Это позволяет сечение фотоэффекта представить в виде двух составляющих:

$$\tau = \tau_e + \tau_\gamma, \quad (3.20)$$

где τ_e – характеризует часть сечения фотоэффекта, приводящую к преобразованию первичной энергии фотона в кинетическую энергию электрона; τ_γ – характеризует преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения.

3.3.2. Комптоновское рассеяние

Комптоновское рассеяние рассматривается как процесс упругого рассеяния фотона с энергией E_γ' на свободном электроне, при котором изменяется энергия $E_\gamma' \rightarrow E_\gamma$ и направление движения первичного фотона $\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}$, но он не исчезает (рис.3.4).



Из законов сохранения энергии и импульса при упругом столкновении фотона на покоящемся электроне, записанных в виде соотношений:

Рис.3.4. Схема комптоновского рассеяния

$$E_\gamma' + mc^2 = E_\gamma + mc^2 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \vec{p}' = \vec{p} + m \vec{v} / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (3.21)$$

в которых E_γ' , \vec{p}' и E_γ , \vec{p} – энергия и импульс фотона до и после рассеяния соответственно; $|\vec{p}'| = E_\gamma' / c$; \vec{v} – скорость электрона после рассеяния; $\beta = v/c$, можно получить связь между энергиями фотона до и после столкновения в зависимости от угла рассеяния θ_s при комптоновском рассеянии:

$$E_\gamma = E_\gamma' / [1 + (E_\gamma' / mc^2) \times (1 - \cos \theta_s)]. \quad (3.22)$$

Из формулы (3.22) следует, что при рассеянии фотона прямо вперед ($\theta_s=0$) энергия фотона не меняется ($E_\gamma=E_\gamma'$), а при рассеянии назад ($\theta_s=\pi$) энергия рассеянного фотона будет минимальна ($E_\gamma = E_\gamma'/(1+3,91E_\gamma')$), но не меньше 0,255 МэВ независимо от первоначальной энергии фотона. Если энергия фотона $E_\gamma' \ll mc^2$, то вторым членом в знаменателе формулы (3.22) можно пренебречь по сравнению с единицей, и тогда при любом угле рассеяния θ_s комптоновское рассеяние происходит без передачи энергии фотона электрону. Этот эффект приводит к накоплению рассеянных фотонов при прохождении в легких средах, когда комптоновское рассеяние является преобладающим эффектом взаимодействия.

Переходя к безразмерным энергетическим переменным $\varepsilon = E_\gamma / mc^2$ и обозначив $\mu_s = \cos \theta_s$, формулу (3.22) можно записать в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon' [1 + \varepsilon' (1 - \mu_s)], \quad (3.23)$$

который часто используется в практических расчетах.

Полное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния на свободном электроне, полученное Клейна–Нишины–Таммом из квантовой электродинамики, описывается формулой:

$$\sigma(\varepsilon') = 2\pi r_e^2 \times \left\{ \frac{(1 + \varepsilon')}{\varepsilon'^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon')}{1 + 2\varepsilon'} - \frac{\ln(1 + 2\varepsilon')}{\varepsilon'} \right] + \frac{\ln(1 + 2\varepsilon')}{2\varepsilon'} - \frac{1 + 3\varepsilon'}{(1 + 2\varepsilon')^2} \right\}, \quad (3.24)$$

результаты расчетов по которой приведены на рис.3.5.

Приведенная на рис.3.5 зависимость микроскопического поперечного сечения комптоновского рассеяния от энергии фотонов показывает, что при энергиях фотонов больших примерно 5 МэВ оно уменьшается обратно пропорционально энергии; при меньших энергиях примерно до 0,05 МэВ она имеет вид: $\sigma \sim 1/\sqrt{E_\gamma'}$.

В зависимости от атомного номера материала полное микроскопическое поперечное сечение комптон-эффекта в расчете на 1 атом пропорционально числу электронов в атоме Z и вычисляется для данного материала умножением $\sigma(\varepsilon')$ на Z .

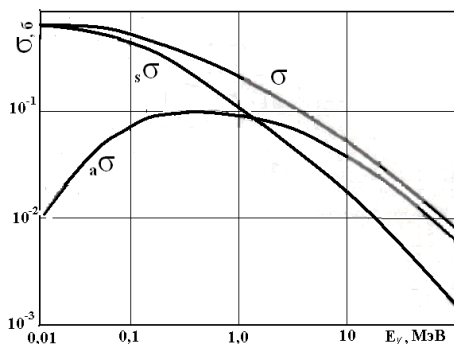


Рис.3.5. Зависимость полного и парциальных микроскопических поперечных сечений комптон-эффекта от энергии фотонов

Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния, определяющее вероятность фотону с энергией E_γ' после рассеяния на электро-не полететь под углом θ_s относительно направления движения первичного фотона, показано на рис.3.6 и описывается формулой:

$$d\sigma(\epsilon', \theta_s)/d\Omega = \frac{r_e^2}{2} [1 + \epsilon'(1 - \mu_s)]^{-2} \left[1 + \mu_s^2 + \frac{\epsilon'^2(1 - \mu_s)^2}{1 + \epsilon'(1 - \mu_s)} \right]. \quad (3.25)$$

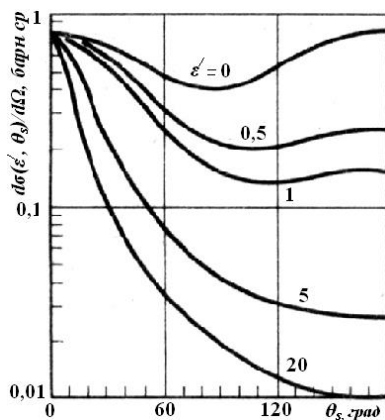


Рис.3.6. Дифференциальное эффективное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния

Из приведенных на рис.3.6 данных по угловому распределению рассеянных фотонов видно, что при низких энергиях фотонов их угловое распределение близко к изотропному; с ростом энергии анизотропия увеличивается и высокоэнергетичные фотоны при рассеянии летят преимущественно вперед. При начальной энергии фотона 10 МэВ доля обратно летящих рассеянных фотонов не превышает 1%.

Дважды дифференциальное эффективное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния может быть получено, используя

выражение (3.25) и формулу (3.23), указывающую однозначную зависимость энергии рассеянного фотона от угла рассеяния:

$$\begin{aligned}
 & d^2 \sigma(E_{\gamma}' \rightarrow E_{\gamma}, \mu_s) / d\Omega dE = \\
 & = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} + \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 1 + \mu_s^2 \right) \cdot \delta\left(\varepsilon - \frac{\varepsilon'}{1 + \varepsilon'(1 - \mu_s)} \right). \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

С точки зрения переноса энергии фотонами комптон-эффект представляет собой процесс частичного рассеяния и частичного поглощения энергии в той ее части, которая передается электрону.

Показателем передаваемой электрону энергии фотона служит средняя относительная потеря фотоном энергии при комптоновском рассеянии:

$$\frac{\overline{E_{\gamma}' - E_{\gamma}}}{E_{\gamma}'} = 2\pi \int \frac{(E_{\gamma}' - E_{\gamma}(\theta_s)) d\sigma(E_{\gamma}', \theta_s) / d\mu_s}{E_{\gamma}' \sigma(E_{\gamma}')} d\mu_s. \quad (3.27)$$

Используя эту величину, вводят понятия сечения комптоновского поглощения:

$${}_a\sigma(E_{\gamma}') = \frac{\overline{E_{\gamma}' - E_{\gamma}}}{E_{\gamma}'} \sigma(E_{\gamma}') \quad (3.28)$$

и сечение истинного комптоновского рассеяния

$${}_s\sigma(E_{\gamma}') = \sigma(E_{\gamma}') - {}_a\sigma(E_{\gamma}'). \quad (3.29)$$

На рис. 3.5 приведены зависимости этих парциальных сечений от энергии фотонов, из которых видно, что при низких энергиях фотонов передача энергии фотона электрону мала, а при энергиях выше 1,6 МэВ с ростом энергии фотонов все большая часть энергии фотона переходит в кинетическую энергию электрона.

Описанные выше закономерности взаимодействия фотонов с электроном при комптоновском рассеянии рассматривают рассеяние фотона на электроне, свободном от связи с другими частицами. Это справедливо только при условии, что импульс, передаваемый электрону, намного превышает импульс его первоначального дви-

жения в атоме, т.е. $\lambda_e \gg \lambda / \sin(\theta_s/2)$, где λ и λ_e – первоначальные длины волн фотона и электрона соответственно. Наличие связей и первоначального движения электронов приводит к уменьшению вероятности комптоновского рассеяния и исчезновению жёсткого соотношения между ε' , ε и θ_s (так называемый «*binding*» эффект).

В этом случае дифференциальное микроскопическое поперечное сечение комптоновского взаимодействия можно рассчитать, введя поправку к распределению Клейна–Нишины–Тамма (формула (3.26):

$$d^2 \sigma_c (\varepsilon' \rightarrow \varepsilon, \mu_s) / d\Omega dE = I(Z, \eta(\mu_s, \varepsilon')) d^2 \sigma(\varepsilon' \rightarrow \varepsilon, \mu_s) / d\Omega dE, \quad (3.30)$$

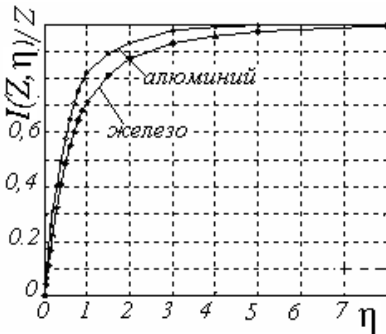


Рис.3.7. Нерелятивистская функция рассеяния Хартри–Фока

где $I(Z, \eta(\mu_s, \varepsilon'))$ – соответствующая нерелятивистская функция рассеяния Хартри–Фока, учитывающая эффект связи электронов (рис.3.7). Параметр η – обратная длина волны фотона определяется по формуле $\eta = \sin(\theta_s/2) / \lambda = \kappa \varepsilon' \sqrt{1 - \mu_s}$, в которой $\kappa = 10^{-8} mc^2 / (h \sqrt{2}) = 29,1 c^{-1}$, а h – постоянная Планка.

Максимальное значение η

равно $\kappa \varepsilon' \sqrt{2} = 41,2 c^{-1}$ при $\mu_s = -1$.

В отличие от распределения формулы (3.26) в формуле (3.30) появляется зависимость от материала рассеивателя. Эффект учета связи электронов приводит к уменьшению вероятности рассеяния вперёд (к полному запрету рассеяния по направлению первоначального движения фотона) и к некоторому увеличению вероятности рассеяния назад относительно первоначального движения γ -кванта для небольших энергий и более тяжелых элементов. Функция $I(Z, \eta(\mu_s, \varepsilon'))$ табулирована для разных элементов.

3.3.3. Процесс образования электрон-позитронных пар

Если энергия фотона превосходит примерно удвоенную энергию массы покоя электрона ($E_\gamma' > 2mc^2[1 + m/M]$), где m и M –

масса электрона и ядра), то фотон может быть полностью поглощен в кулоновском поле ядра с образованием пары электрон-позитрон. Так как масса атома много больше массы образующихся частиц, то в случае образования электрон-позитронной пары баланс энергии имеет следующий вид (закон сохранения энергии):

$$E_{\gamma}^{\prime} = 2mc^2 + E_{e^-} + E_{e^+}, \quad (3.31)$$

где E_{e^-} и E_{e^+} — кинетические энергии электрона и позитрона. Таким образом, энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции $2mc^2$.

Пара электрон-позитрон может образоваться и в поле электрона. Этот процесс значительно менее вероятен, наблюдается для фотонов с энергиями выше $4mc^2$ и при нем образуются в итоге три легких частицы: два электрона и позитрон.

Наличие ядра или электрона является обязательным в процессе образования электрон-позитронной пары, так как только при этих условиях выполняются законы сохранения энергии и импульса.

Эффективное микроскопическое поперечное сечение процесса образования электрон-позитронных пар в поле ядра при энергиях фотонов выше $2mc^2$ хорошо описывается формулой Бете–Гайтлера:

$$\kappa = r_e^2 \frac{Z^2}{137} \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_{\gamma}^{\prime}}{mc^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (3.32)$$

т.е. пропорционально квадрату атомного номера ядра и логарифму энергии фотона. При энергиях фотонов выше 40 МэВ рост сечения замедляется, приближаясь к постоянному, особенно для тяжелых ядер за счет экранировки поля ядра атомными электронами.

Образующиеся электрон и позитрон испускаются преимущественно в направлении налетающего фотона в пределах угла $0,511/E_{\gamma}^{\prime}$.

Для оценки энергии, которая в процессе образования пар переходит в кинетическую энергию образующихся электрона и позитрона, по аналогии с фотоэффектом и комптоновским рассеянием

можно ввести сечение образования пар, характеризующее передачу энергии фотона образующейся паре:

$${}_a\kappa = \kappa (E_\gamma' - 2mc^2) / E_\gamma'. \quad (3.33)$$

Образующийся при образовании пар позитрон нестабилен в присутствии свободных электронов среды и практически мгновенно, сталкиваясь с электроном, аннигилирует, образуя два фотона с энергией 0,511 МэВ. Таким образом, образуется вторичное фотонное излучение, которое необходимо учитывать при проектировании защиты и оценке радиационной безопасности от высокоэнергетичного фотонного излучения.

3.3.4. Характеристическое излучение

Как отмечалось выше, фотоэффект сопровождается образованием вакансий на ближних к ядру электронных оболочках, которые при переходе атома в основное невозбужденное состояние заполняются электронами с внешних по отношению к вакантной оболочек с образованием **характеристического** фотонного излучения, т.е. фотонов с энергиями, равными разнице энергий электронов на оболочках, между которыми происходит переход. При $E_\gamma' > E_K$ в основном происходит выбивание электрона с K -оболочки, вакансия занимает электрона с L -оболочки, и энергия фотонов характеристического излучения $E_\gamma = E_K - E_L$. Наиболее заметен выход характеристического излучения для тяжелых сред и при низких энергиях фотонов. Энергия фотонов характеристического излучения для тяжелых атомов может достигать 0,1 МэВ (0,075 МэВ для свинца), для легких атомов она мала и эти фотоны практически сразу же поглощаются в веществе. Таким образом, дискретные энергии фотонов характеристического излучения не превышают примерно 100 кэВ, поэтому в большинстве задач защиты и радиационной безопасности при работе с источниками фотонов с энергией выше 0,5 МэВ их вкладом в характеристики поля фотонного излучения можно пренебречь. Следует отметить, что анализ спектров характеристического излучения широко используется в акти-вационном анализе, учитывая однозначную связь между энергией этих фотонов и атомным номером химического элемента.

Каскадные переходы электронов между уровнями могут сопровождаться не только выходом характеристического излучения, но и испусканием электронов. Эти электроны **Оже** имеют кинетическую энергию равную так же, как и фотоны, разнице энергий уровней, между которыми происходит переход.

3.3.5. Когерентное рассеяние

При низких энергиях фотонов взаимодействие фотона с атомными электронами нельзя рассматривать как рассеяние фотона на свободном электроне. В рамках классической электродинамики фотонная волна вызывает вынужденные колебания атомного электрона, который при этом сам излучает электромагнитную волну с той же частотой, что и первичная, но в другом направлении. Из формулы (3.22) при $E_\gamma' \ll mc^2$ следует, что $E_\gamma = E_\gamma'$, т.е. рассеяние происходит без потери энергии и комптоновское рассеяние переходит в томсоновское рассеяние на электроне, дифференциальное микроскопическое поперечное сечение которого из (3.25) равно:

$$d\sigma_{\text{томс}}(\theta_s)/d\Omega = (r_e^2/2) (1 + \mu_s^2), \quad (3.34)$$

а полное микроскопическое поперечное сечение томсоновского рассеяния на электроне становится равным:

$$\sigma_{\text{томс}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (3.35)$$

Если бы все атомные электроны участвовали в когерентном рассеянии независимо друг от друга, то их суммарный эффект при малых значениях передаваемого импульса точно компенсировал бы описанное выше уменьшение комптоновского рассеяния за счет нерелятивистской функции рассеяния Хартри–Фока, однако вследствие эффекта связанности, электроны атома участвуют в рассеянии когерентно. Поэтому вероятность рассеяния возрастает вследствие явлений интерференции. Интерференция может охватывать электроны, принадлежащие разным атомам, и полная интенсивность когерентно рассеян-

ных фотонов возрастает ещё больше и концентрируется в узком пучке в направ

лении первичных фотонов. В этом случае, дифференциальное микроскопическое поперечное сечение когерентного рэлеевского рассеяния на атоме вычисляется путем введения дополнительного множителя к распределению Томсона по следующей формуле:

$$d\sigma_{\text{кор}}(Z, \eta, \mu_s)/d\Omega = (r_e^2/2) (1+\mu_s^2) [C(Z, \eta(\mu_s, \epsilon'))]^2, \quad (3.36)$$

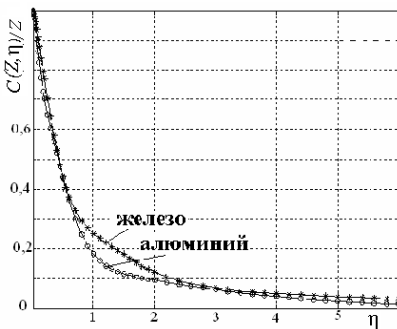


Рис.3.8 Атомный формфактор Хартли–Фока

где $C(Z, \eta(\mu_s, \epsilon'))$ — релятивистский атомный формфактор Хартли–Фока, учитывающий эффект связанности электронов (рис.3.8). Параметр η подробно описан выше. Основной эффект влияния атомного формфактора заключается в уменьшении вероятности рассеяния фотонов в обратном направлении для высоких энергий и лёгких элементов, что

противоположно действию функции рассеяния $I(Z, \eta(\mu_s, \epsilon'))$ (см. рис.3.7).

Приблизительно $C \sim Z^2$, что свидетельствует о возрастании роли когерентного рассеяния с ростом атомного номера. При энергии фотонов 0,5 МэВ соотношение между сечениями когерентного и комптоновского рассеяний для легких материалов составляет 10^{-4} , растет до 10^{-2} для материалов со средним атомным номером и для тяжелых эта величина достигает примерно 10^{-1} . Значительно больший вклад дает когерентное рассеяние на малые углы для тяжелых материалов.

3.3.6. Аннигиляционное излучение

Появляющийся в процессе образования электрон-позитронных пар позитрон практически мгновенно аннигилирует со свободным электроном, при этом масса покоя частиц переходит в два фотона с энергией 0,511 МэВ. Это аннигиляционное излучение при высоких энергиях первичных фотонов может давать заметный вклад в дозовые характеристики поля фотонного излучения, например, для

свинцовой защиты при толщинах в семь длин свободного пробега до 10 %, а в задачах на отражение может быть определяющим. Требуется обязательные оценки этого вторичного излучения.

3.3.7. Тормозное излучение

При всех основных процессах взаимодействия фотонов с веществом образуются свободные электроны, прохождение которых в электромагнитном поле с замедлением приводит к образованию фотонов тормозного излучения. Максимальная энергия фотонов тормозного излучения равна энергии электрона, его вызывающего, поэтому оценка вклада тормозного излучения важна для тяжелых материалов и высоких энергий первичных фотонов, которые при комптоновском рассеянии дают высокоэнергетичные рассеянные электроны. В диапазоне энергий первичных фотонов ниже 5 МэВ вкладом тормозного излучения при решении задач защиты и радиационной безопасности можно пренебречь даже для тяжелых материалов.

3.3.8. Образование фотонейтронов

Данный процесс взаимодействия фотонов с веществом в отличие от рассмотренных выше процессов взаимодействия фотонов с атомом относится к разряду ядерных реакций, связанных с передачей энергии фотона одному из нейтронов ядра. Энергетически такая реакция возможна только в случае, если энергия фотона превосходит энергию связи нейтрона в ядре, которая для большинства ядер составляет 6-9 МэВ. Следовательно, образование фотонейтронов – это пороговая реакция, возможная только для высокоэнергетичных фотонов. Эффективное микроскопическое поперечное сечение этой реакции составляет всего несколько барн, поэтому в большинстве задач радиационной безопасности вкладом его в полное сечение пренебрегают. Однако для бериллия и дейтерия порог фотонейтронной реакции составляет соответственно 1,67 и 2,23 МэВ, поэтому наличие этих материалов в конструкции установки требует оценки вклада образующихся фотонейтронов. Процесс об-

разования фотонейтронов характерен и на электронных ускорителях, когда энергия образующихся на мишени тормозных фотонов значительно превышает порог фотонейтронной реакции.

3.3.9. Макроскопические эффективные поперечные сечения взаимодействия фотонов с веществом

Прохождение фотонов в веществе характеризуется полным эффективным поперечным сечением взаимодействия, которое представляет собой сумму поперечных сечений процессов взаимодействия, перечисленных выше.

Роль разных процессов взаимодействия фотонов в формировании полного поперечного сечения взаимодействия сильно зависит от энергии фотона и атомного номера материала. На рис.3.9 показаны эффективные микроскопические поперечные сечения отдельных процессов взаимодействия фотонов с веществом в зависимости от их энергии для легкого и тяжелого материалов вместе с полным микроскопическим сечением взаимодействия.

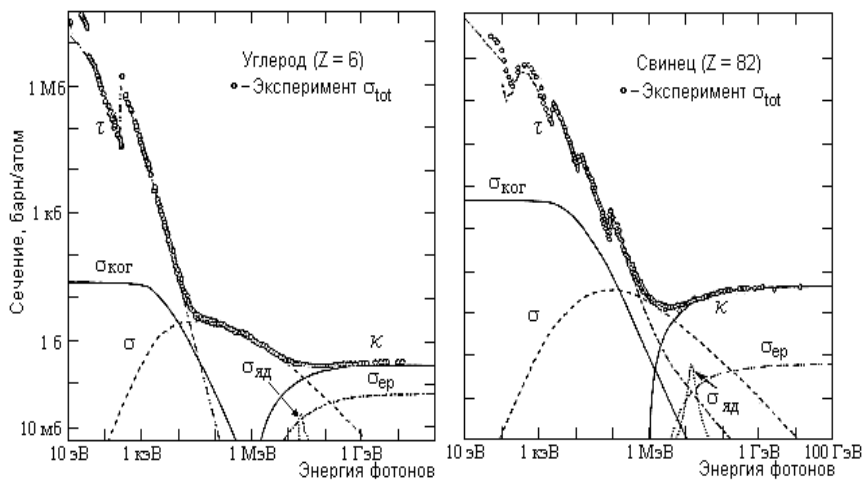


Рис. 3.9. Эффективные микроскопические поперечные сечения разных типов взаимодействия фотонов с углеродом и свинцом в зависимости от их энергии: фотоэффекта – τ , когерентного рассеяния – $\sigma_{ког}$, комптоновского рассеяния – σ , образования пар – κ , ядерного поглощения – $\sigma_{яд}$, образования пар в поле электрона – σ_{ep}

Из приведенных данных видно, что полное эффективное микроскопическое поперечное сечение взаимодействия фотонов с атомом σ_{tot} в области энергий фотонов от 20 кэВ до 20 МэВ целиком определяется основными процессами взаимодействия: фотоэффектом, комптоновским рассеянием и образованием пар. Отсюда:

$$\sigma_{tot} = \tau + Z\sigma + \kappa, \quad (3.37)$$

где Z перед сечением комптоновского рассеяния подчеркивает, что σ определено в расчете на 1 электрон.

Линейное и массовое полное эффективное макроскопическое поперечное сечения взаимодействия фотонов с веществом, исходя из (3.4), можно записать в виде:

$$\Sigma = \rho \frac{N_a}{A} \sigma_{tot}, \quad \Sigma^m = \frac{N_a}{A} \sigma_{tot}. \quad (3.38)$$

Эти полные эффективные линейный и массовый макроскопические поперечные сечения для фотонного излучения принято обозначать соответственно μ и μ^m и называть **линейным и массовым коэффициентами ослабления фотонов** в веществе. На рис. 3.10 приведены для примера массовые коэффициенты ослабления фотонов в алюминии и свинце в зависимости от энергии фотонов.

Здесь же представлены парциальные массовые коэффициенты ослабления, обусловленные фотоэффектом ${}^{\tau}\mu^m$, комптоновским рассеянием ${}^{\sigma}\mu^m$ и образованием пар ${}^{\kappa}\mu^m$.

Характерной особенностью приведенных зависимостей массового коэффициента ослабления от энергии фотонов, независимо от атомного номера материала, является наличие минимума в полном поперечном сечении, обусловленного, с одной стороны, уменьшением сечений фотоэффекта и комптоновского рассеяния с ростом энергии фотонов, с другой стороны, ростом сечения образования электрон-позитронных пар. Энергия, при которой наблюдается минимум $\mu^m(E)$ зависит от материала. Чем выше атомный номер материала, тем при меньших энергиях наблюдается минимум в сечении, что в значительной степени обусловлено зависимостями эффектов взаимодействия фотонов от атомного номера материала.

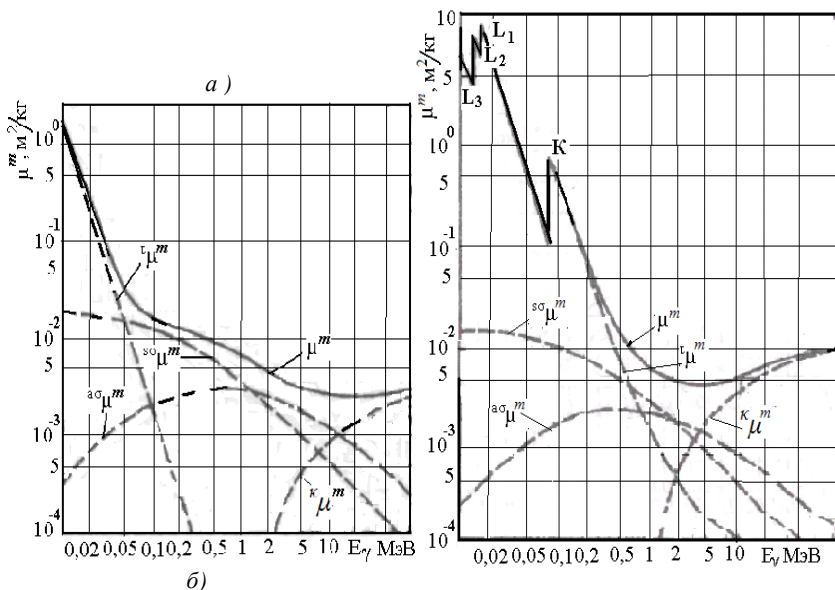


Рис. 3.10. Зависимость массового коэффициента ослабления фотонов в алюминии (а) и свинце (б) от энергии фотонов

Для тяжелых материалов он находится в диапазоне 3-4 МэВ и имеет ярко выраженный характер. Для легких материалов он сдвигается в сторону больших энергий и, например, для ткани наблюдается в районе энергии 25 МэВ, причем, как видно из рис. 3.10, носит довольно плавный характер.

Для всех материалов весь энергетический диапазон можно разделить на три участка, на каждом из которых массовый коэффициент ослабления определяется преимущественно одним из основных процессов взаимодействия. Если за границы диапазонов принять энергию фотонов, при которой парциальные поперечные сечения равны друг другу, то диапазон энергий фотонов, где преобладающим является комптоновское рассеяние, простирается от 0,02 до 23 МэВ для воды, от 0,05 до 15 МэВ для алюминия, от 0,12 до 9,5 МэВ для железа и от 0,5 до 5 МэВ для свинца. При энергиях фотонов ниже нижнего порога будет преобладать фотоэффект, при энергиях фотонов выше верхнего порога – образование электрон-позитронных пар.

Учитывая, что диапазон энергий фотонов, испускаемых радионуклидными источниками, простирается от 20 кэВ до примерно 3 МэВ, большинство легких элементов и элементов средней части таблицы Менделеева являются практически чистыми комптоновскими рассеивателями. При этом следует отметить, что для материалов с малыми и средними атомными номерами в области, где преобладает комптоновское рассеяние, массовый коэффициент ослабления практически не зависит от атомного номера материала, что автоматически следует из формул (3.37), (3.38): $\sigma \mu^m = \frac{N_a}{A} Z \sigma$, учи-

тывая тот факт, что в этом диапазоне атомных номеров отношение $Z/A \approx 1/2$, а микроскопическое поперечное сечение комптон-эффекта на свободном электроны от Z не зависит.

Коэффициенты ослабления фотонов представляют собой полные макроскопические поперечные сечения взаимодействия фотонов с веществом, т.е. включают в себя как процессы поглощения, так и рассеяния. В дозиметрии необходимо определять долю энергии фотонов, которая передается веществу или поглощается в нем. Для ее определения используются **линейные и массовые коэффициенты передачи и поглощения энергии фотонов**, которые в первом приближении можно определить следующим образом.

Линейный или массовый коэффициент передачи энергии μ_{tr} определяет энергию фотонов (исключая энергию покоя частиц), которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц в единице объема или массы вещества и они равны:

$$\mu_{tr} = \rho \frac{N_a}{A} (\tau_e + Z_a \sigma + a \kappa), \quad \mu_{tr}^m = \frac{N_a}{A} (\tau_e + Z_a \sigma + a \kappa). \quad (3.39)$$

При оценке энергии фотонного излучения, поглощенной в веществе, необходимо учитывать, что кинетическая энергия образующихся заряженных частиц расходуется на ионизацию (ионизационные потери) и тормозное излучение (радиационные потери). При этом можно принять, что первая компонента поглощается в выделенном объеме или массе вещества, а вторая покидает его без поглощения. Тогда линейный или массовый коэффициент поглощения энергии μ_{en} есть произведение линейного или массового коэффициента передачи энергии μ_{tr} , на разность между единицей и

долей g энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение в данном веществе: $\mu_{en} = \mu_{tr} (1 - g)$. Величина g за исключением тяжелых материалов и высоких энергий фотонов не превышает 1 %, поэтому долей энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение, для легких материалов часто пренебрегают и считают, что коэффициенты передачи энергии и ее поглощения равны.

Если среда, в которой распространяются фотоны, представляет собой гомогенную смесь разных элементов, то в соответствии с формулой (3.5) массовые коэффициенты ослабления, передачи энергии и ее поглощения можно рассчитать по формулам:

$$\mu_{cm}^m = \sum_k p_k \mu_k^m, \quad \mu_{tr\ cm}^m = \sum_k p_k \mu_{tr\ k}^m, \quad \mu_{en\ cm}^m = \sum_k p_k \mu_{en\ k}^m, \quad (3.40)$$

в которых p_k – массовая доля отдельного элемента в смеси.

Контрольные вопросы к § 3.3

1. Назовите основные процессы взаимодействия фотонов с веществом.
2. Какова должна быть энергия фотона, чтобы произошел вылет электрона с K -оболочки?
3. Как зависит эффективное микроскопическое поперечное сечение фотоэффекта от атомного номера материала?
4. Как изменяется эффективное микроскопическое поперечное сечение фотоэффекта с изменением энергии фотона?
5. Возможен ли фотоэффект на свободном электроде?
6. Запишите законы сохранения энергии и импульса при комптоновском рассеянии.
7. Запишите связь между энергиями фотона до и после комптоновского рассеяния.
8. Как зависит от энергии фотона и атомного номера материала эффективное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния?
9. Как проявляется анизотропия углового распределения при комптоновском рассеянии фотонов с ростом их энергии?

10. Что такое эффективное микроскопическое поперечное сечение комптоновского поглощения и истинного комптоновского рассеяния?

11. Как учитывается влияние связи электронов в атоме на микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния?

12. При каких энергиях фотонов возможен эффект образования электрон-позитронных пар?

13. Как зависит эффективное микроскопическое поперечное сечение образования электрон-позитронных пар от энергии фотонов и атомного номера материала?

14. В чем причины образования характеристического излучения и какова энергия квантов этого излучения?

15. Что такое когерентное рассеяние фотонов?

16. В чем причины появления тормозного излучения при прохождении фотонов через вещество?

17. Как называются линейный и массовый полные эффективные макроскопические поперечные сечения взаимодействия фотонов с веществом?

18. Что такое коэффициенты передачи и поглощения энергии фотонов?

19. Чем обусловлена разница между коэффициентами передачи и поглощения энергии?

§ 3.4. Взаимодействие нейтронов с веществом

Отметим особенности взаимодействия нейтронов с веществом по сравнению с заряженными частицами и фотонами. Отсутствие электрического заряда у нейтрона исключает возможности кулоновского взаимодействия как с атомными электронами, так и с ядрами атомов. Поэтому все процессы определяются **ядерными** силами, т.е. носят характер ядерных взаимодействий в отличие от **атомных** для фотонов. Поскольку радиусы ядер примерно на 4 порядка меньше радиусов атомов, нейтронные сечения взаимодействия ниже сечений взаимодействия заряженных частиц и фотонов, и, следовательно, проникающая способность нейтронов выше, чем фотонов и заряженных частиц. Поглощение нейтронов ядрами обычно происходит в течение времени, много меньшего секун-

ды, так что претерпеть β -распад нейтроны не успевают. Поглощение нейтронов ядрами сопровождается появлением вторичных частиц с высокой энергией: γ -квантов, протонов, α -частиц, а в случае деления — ядер-осколков и нейтронов. Хотя диапазон энергий нейтронов, испускаемых источниками излучений, находится в мегаэлектронвольтовой области, их замедление в среде расширяет его от 0,01эВ до 20 МэВ (см. рис.1.3), что на порядок превышает диапазон возможных энергий фотонов; это приводит к большому многообразию возможных процессов взаимодействия.

Все процессы взаимодействия нейтронов с ядром можно разделить на 2 типа: прямое взаимодействие (потенциальное рассеяние) и взаимодействие через механизм образования составного ядра.

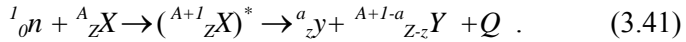
При энергиях нейтронов ниже 10 МэВ, как правило, процесс взаимодействия нейтронов с ядром проходит через механизм образования составного ядра. Если в результате этого взаимодействия вновь образуется нейтрон и исходное ядро, то этот процесс носит название **резонансного рассеяния**.

При кинетической энергии бомбардирующих частиц выше 10 МэВ, когда нуклоны ядра можно рассматривать, как свободные, возможно прямое взаимодействие без образования составного ядра. Подобный процесс без образования составного ядра возможен и при низких энергиях частиц – это процесс **потенциального рассеяния**.

С точки зрения переноса частиц в веществе принципиальная разница в механизмах взаимодействия заключается в том, что в реакциях с образованием составного ядра угловое распределение образующихся частиц близко к изотропному, при прямом взаимодействии преимущественным является направление полета образующихся частиц вперед относительно направления движения первичных частиц. Кроме того, для реакций с образованием составного ядра характерна резонансная структура вероятности взаимодействия в зависимости от энергии налетающей частицы, для прямого взаимодействия характерна плавная зависимость этой вероятности.

3.4.1. Качественная картина взаимодействия нейтронов

Рассмотрим процесс взаимодействия нейтронов с ядром A_ZX через механизм образования **составного ядра** (${}^{A+1}_ZX$)*:



В выражении (3.41) $({}^{A+I}_ZX)^*$ – возбужденное составное ядро (верхний индекс «*» означает возбуждение), Q – энергия реакции.

На первом этапе реакции ядро-мишень A_ZX поглощает нейтрон и образуется составное (**промежуточное**), **компаунд-ядро**. Образующееся составное ядро ничем не отличается от других ядер, за исключением того, что находится в сильно возбужденном состоянии; энергия возбуждения равна $E^* = E_{св} + E'$, где $E_{св}$ – энергия связи нейтрона в ядре ${}^{A+I}_ZX$, составляющая 7-10 МэВ для средних и 6-7 МэВ для тяжелых ядер, E' – кинетическая энергия нейтрона до столкновения.

Второй этап – распад составного ядра с испусканием той или иной частицы. Составное ядро может испытывать распад по различным конкурирующим каналам. Если испускаемой составным ядром частицей является нейтрон и вновь образуется первоначальное ядро, то такой процесс называют **резонансным рассеянием**. В противном случае происходит ядерная реакция по различным каналам с образованием различных возможных частиц ${}_c^b y$.

Энергетическая схема, поясняющая возможность образования составного ядра $({}^{A+I}_ZX)^*$ и его распада, приведена на рис. 3.11.

Здесь показаны схемы ядерных уровней ядра-мишени A_ZX , составного ядра $({}^{A+I}_ZX)^*$ и исходного ядра A_ZX , остающегося в случае рассеяния. Левая шкала – кинетические энергии нейтрона E' ; ее нулевая отметка совпадает со значением энергии основного состояния ядра-мишени, т.е. со значением энергии покоя системы ядро-мишень – нейтрон, ${}^A_ZX + n$. Энергия покоя ядра ${}^{A+I}_ZX$ меньше энергии покоя несвязанной системы ${}^A_ZX + n$ на энергию связи нейтрона $E_{св}$ в ядре ${}^{A+I}_ZX$. Следовательно, нуль отсчета энергии возбуждения составного ядра лежит ниже основного состояния ядра-мишени тоже на величину $E_{св}$. Поэтому при поглощении нейтрона с самой малой кинетической энергией возбуждаются очень высокие уровни составного ядра.

Вследствие квантового характера возбуждения составное ядро обладает присущим ему набором дискретных энергетических уровней i , следовательно, только при некоторой определенной ки-

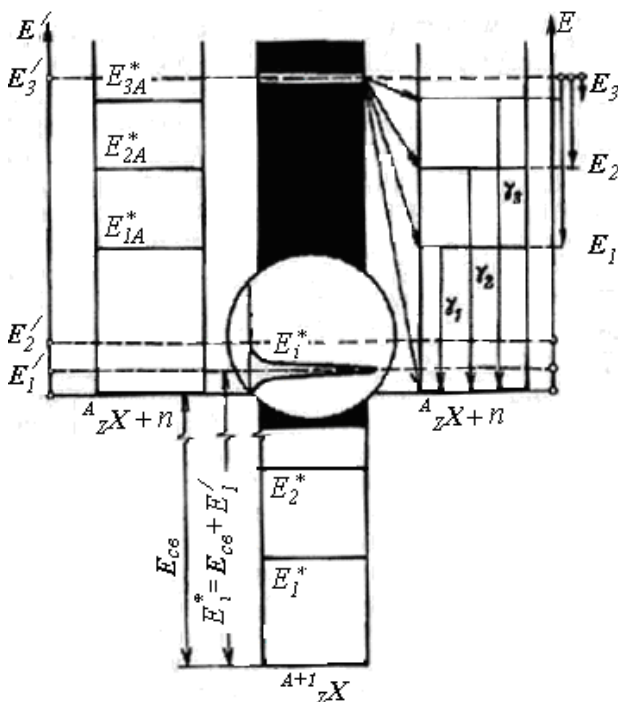


Рис. 3.11. Энергетическая схема, иллюстрирующая механизм составного ядра

нетической энергии нейтрона E' , при которой выполняется соотношение

$$E_i^* = E_{cb} + E', \quad (3.42)$$

возможно образование составного ядра, при иных энергиях нейтрона образование составного ядра невозможно. Это отражено на схеме: при $E_1^* = E_{cb} + E_1'$ образуется составное ядро, а при $E_2^* = E_{cb} + E_2'$ его образование невозможно. При малых кинетических энергиях нейтронов, когда поглощение наиболее существенно, сам факт образования составного ядра весьма маловероятен, так как расстояние между уровнями возбуждения ядра достаточно велики. Для тяжелых ядер оно составляет примерно 10 эВ, для легких возрастает до 100 кэВ. Это приводит к тому, что в среднем из 100 столкновений на тяжелом ядре лишь при одном

выполняется соотношение (3.42). В остальных случаях будут происходить потенциальные рассеяния. Кроме выполнения энергетических соотношений при образовании составного ядра должно выполняться спиновое соотношение. Доля столкновений, которые дают совпадение со спином J уровня составного ядра, выражается фактором $g = (2J+1)/2(2I+1)$, где I – спин ядра-мишени, в других случаях также будет наблюдаться потенциальное рассеяние. Низкая вероятность выполнения энергетического и спинового условий приводит к тому, что лишь малая доля столкновений нейтронов с ядром приводит к образованию составного ядра.

Среднее время жизни составного ядра составляет порядка 10^{-20} – 10^{-18} с, что значительно выше времени ядерного взаимодействия 10^{-23} с. Это свидетельствует о том, что внесенная нейтроном в ядро энергия быстро распределяется между нуклонами (в противном случае выбивание из ядра вторичной частицы проходило бы за время 10^{-23} с) и обратный процесс снятия возбуждения требует достаточного времени, чтобы энергия возбуждения могла быть реализована каким-либо способом: либо испусканием нейтрона, если его энергия в составном ядре превысит энергию связи (рассеяние), либо испусканием фотона (радиационный захват), либо испусканием какой-то другой частицы (ядерная реакция).

Поскольку энергия возбуждения обязательно превосходит энергию связи нейтрона, $E^* > E_{св}$, распад составного ядра в подавляющем числе случаев сопровождается испусканием нейтрона, а не γ -кванта. Следовательно, наблюдается рассеяние, в данном случае называемое **резонансным**, поскольку проходит через стадию составного ядра. Это рассеяние легко отличимо на опыте от потенциального, поскольку его сечение имеет максимум на шкале кинетических энергий. Во всем остальном оно такое же, как и потенциальное. При вылете нейтрона из ядра $E_{св}$ затрачивается на работу против сил ядерного притяжения, а исходная кинетическая энергия E' , как и при потенциальном рассеянии, распределяется между нейтроном и ядром в пропорции, зависящей от углов, под которыми разлетаются эти частицы относительно направления первоначального движения нейтрона. Рассеяние с сохранением кинетической энергии, потенциальное или резонансное, является упругим.

Неупругое рассеяние нейтронов ядрами также возможно, но только при очень большой кинетической энергии бомбарди-

рующих нейтронов. При неупругом рассеянии, как и в классической механике, кинетическая энергия уменьшается из-за передачи ее части в виде энергии возбуждения телу-мишени. Минимальная энергия, которая может быть передана ядру, равна его первому возбужденному уровню E_1^* (см. рис. 3.11). Энергия первого уровня даже у тяжелых ядер, у которых она наименьшая, составляет примерно 0,1 МэВ. Следовательно, неупругое рассеяние возможно только под действием быстрых нейтронов, у которых $E' > E_1^*$.

После неупругого рассеяния ядро, по своему составу — исходное ядро, в свою очередь, оказывается в возбужденном состоянии и, поскольку его энергия возбуждения меньше энергии связи нейтрона, это возбуждение реализуется испусканием γ -кванта. На рис.3.11 — это распад составного ядра по второму каналу, который обозначается как (n, n', γ) -процесс, или сокращенно (n, n') , где индекс «штрих» указывает на то, что нейтрон после рассеяния имеет много меньшую энергию в сравнении с начальной. Эта энергия, строго говоря, суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра ${}^A_ZX^*$, может быть действительно очень мала, как, например, E_3 на рис. 3.11, где показано неупругое рассеяние при энергии нейтрона, превосходящей три первых уровня ядра-мишени A_ZX . В зависимости от того, какой уровень будет возбужден у ядра A_ZX , нейтрон после неупругого рассеяния будет иметь энергию E_3 , E_2 или E_1 . Следовательно, после неупругого рассеяния нейтронов с фиксированной кинетической энергией наблюдается целый спектр кинетических энергий рассеянных нейтронов. В случае неупругого рассеяния нейтронов с энергией, превосходящей энергию связи нейтрона в ядре-мишени ${}^A_ZX^*$, после рассеяния может оказаться в столь высоком возбужденном состоянии, что будет выполняться соотношение $E^* > E_{св}$ и ядром будет испущен уже не γ -квант, а еще один нейтрон. Если ядро-мишень — делимое, то E^* ядра A_ZX может оказаться даже выше порога деления. Тогда вместо испускания второго нейтрона происходит деление ядра ${}^A_ZX^*$. И, соответственно, наблюдаются $(n, 2n)$ или (n, f) -процессы. Такие случаи редки, тем не менее они возможны, если в спектре падающего излучения присутствуют нейтроны с энергией выше 10 МэВ.

Поглощение нейтронов происходит при энергиях < 100 эВ при условии образования составного ядра. Следовательно, это возможно лишь при столкновении нейтронов с тяжелыми ядрами, у которых

среднее расстояние между уровнями при $E^* > E_{\text{св}}$ составляет примерно 10 эВ, и они в диапазоне от 0 до 100 эВ имеют около десятка возбужденных уровней E^* , распад с которых идет преимущественно по каналу радиационного захвата (n, γ). Среди примерно полусотни легких ядер ни одно из них не имеет ни одного уровня в указанном диапазоне, потому что вероятность уровню оказаться в диапазоне 100 эВ при среднем расстоянии между уровнями 100 кэВ крайне мала. В среднем только одно ядро из тысячи могло бы иметь один уровень в этом опасном с точки зрения возможности поглощения нейтрона диапазоне. Это и является главной причиной слабого поглощения нейтронов легкими ядрами.

Испускание нейтрона из возбужденного ядра становится возможным лишь при условии, что вся энергия возбуждения $E^* = E_{\text{св}} + E'$ при случайном обмене энергией между многими нуклонами будет в некоторый момент времени передана одному нейтрону, который до очередного столкновения с каким-то другим нуклоном успеет пересечь границу ядра. Поскольку $E_{\text{св}}$ находится в диапазоне энергий 6-10 МэВ, то при $E' < 100$ эВ вероятность передачи всей энергии возбуждения одному нейтрону с точностью $10^2/10^7 = 10^{-5}$ оказывается достаточно малой. Для реализации такой передачи нужно осуществить очень много попыток, поэтому ядро в возбужденном состоянии задерживается на столь большое время как 10^{-14} с. А за такое время в ядре успевает произойти электромагнитный переход с испусканием из ядра фотона под действием более слабых и, следовательно, медленно работающих электромагнитных сил, хотя и для такого перехода требуется очень большое время в сравнении с характерным временем кулоновских взаимодействий 10^{-21} с.

Таким образом, лишь при избытке энергии возбуждения над $E_{\text{св}}$ не более 100 эВ электромагнитные силы успешно конкурируют с ядерными. Но уже при избытке в 1 кэВ из ядер испускаются нейтроны с подавляющей вероятностью. Значит, только низко расположенные резонансы являются резонансами радиационного захвата. Резонансы при энергиях более 1 кэВ есть резонансы рассеяния. В резонансах от 100 эВ до 1 кэВ представлены и радиационный захват и рассеяние.

Каждый из способов реализации возбужденного состояния характеризуется своим парциальным сечением. Таким образом, при взаимодействии нейтронов с веществом в зависимости от их энер-

гии могут происходить упругое и неупругое рассеяние, радиационный захват и ядерные реакции.

3.4.2. Формула Брейта–Вигнера

Резонансная структура эффективных поперечных сечений процессов, протекающих через образование составного ядра, по-разному проявляется в зависимости от энергии нейтронов и атомного номера материала. При низких энергиях нейтронов ($E' < 1$ кэВ) возбужденные уровни составного ядра четко дискретны, и при этих энергиях нейтронов может происходить возбуждение лишь нижних уровней, далеко отстоящих друг от друга. Для описания поперечного сечения образования составного ядра для изолированного уровня используется формула Брейта–Вигнера:

$$\sigma_c = \sigma_0 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3.43)$$

в которой E_0 , σ_0 – энергия резонанса и максимальное поперечное сечение образования составного ядра при $E' = E_0$; Γ – полная ширина резонанса, определяемая на половине высоты резонанса и связанная с шириной возбужденного уровня и средним временем жизни составного ядра при возбуждении данного уровня (см. рис. 3.12); Γ_n – нейтронная ширина резонанса; $\sigma_0 = 4\pi\lambda_0^2 g$, где λ – дли-

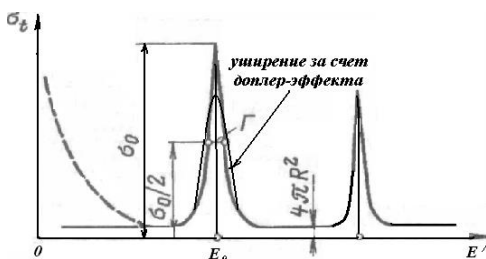


Рис.3.12. Резонансная структура уровней ядра

на волны нейтрона, g – фактор, учитывающий долю столкновений, приводящих к образованию составного ядра при выполнении спинового соотношения. Величины σ_0 , E_0 , Γ являются параметрами резонанса.

Так как составное ядро может распадаться по различным каналам i : с испусканием нейтрона (n); γ -кванта (γ); может испытать деление (f); распадаться с испусканием протона или α -частицы и т.д., то каждый из них имеет свою

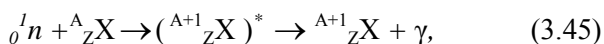
парциальную ширину Γ_i , а полная ширина резонанса равна $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$, т.е. полная ширина уровня складывается из парциальных ширин, которые пропорциональны относительным вероятностям распада по соответствующим каналам. Величины Γ , Γ_i являются параметрами конкретного резонанса и определяются экспериментально. Вероятность же распада по данному каналу i будет равна $f_i = \Gamma_i / \Gamma$. Отсюда следует, что парциальное микроскопическое эффективное поперечное сечение i -го типа взаимодействия нейтрона равно:

$$\sigma_i = \sigma_c \cdot \Gamma_i / \Gamma. \quad (3.44)$$

В формуле (3.43) энергия нейтрона E' фактически представляет собой энергию нейтрона относительно ядра. При покоящемся ядре различие энергий в системе центра инерции и лабораторной системе координат несущественно. Реально ядра участвуют в тепловом движении, и хотя скорости теплового движения много меньше скоростей нейтронов, возбуждающих резонансы, скорость теплового движения ядра оказывает заметное влияние на резонансы, уширяя их. В итоге резонансный пик, сохраняя свою площадь, становится ниже и шире (рис.3.12). По аналогии с оптикой изменение формы резонансного пика вследствие теплового движения ядер называется **эффектом Доплера**. Особенно заметно влияние эффекта Доплера на форму резонансных пиков для значений Γ , имеющих близкие величины с тепловой энергией ядер среды. В справочной литературе измеренные параметры резонансов приводятся при нулевой температуре среды уже с поправкой на доплер-эффект.

3.4.3. Радиационный захват

Реакция радиационного захвата нейтрона (n, γ) протекает по следующей схеме:



т.е. через образование составного ядра. Являясь экзоэнергетической реакцией, радиационный захват возможен на всех ядрах (за исключением ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$).

Микроскопическое эффективное поперечное сечение радиационного захвата определяется формулой Брейта–Вигнера:

$$\sigma_{n,\gamma}(E') = \sigma_c \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \sigma_{n,\gamma_0}(E_0) \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}. \quad (3.46)$$

Выражая в формуле (3.46) λ и Γ_n в явном виде через энергию нейтрона, можно записать:

$$\sigma_{n,\gamma}(E') = \sigma_{n,\gamma_0}(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E'}} \frac{\Gamma_\gamma \Gamma / 4}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}, \quad (3.47)$$

в которой

$$\sigma_{n,\gamma_0}(E_0) = 4\pi \cdot \lambda_0^2 \cdot g \cdot \Gamma_{n0} \cdot \Gamma_\gamma / \Gamma^2 = 4\pi \cdot g \cdot \Gamma_\gamma / \Gamma^2 \cdot \frac{C}{\sqrt{E_0}}. \quad (3.48)$$

Величины с индексом 0 представляют собой значения при $E' = E_0$, и справедливы соотношения: $\lambda/\lambda_0 = \sqrt{E_0/E'}$, $\Gamma_n/\Gamma_{n0} = \sqrt{E_0/E'}$, а константа C объединяет константы связи между λ_0^2 и Γ_{n0} и E_0 .

Сечение радиационного захвата нейтронов резко снижается при отклонении энергии нейтрона от энергии E_0 , поэтому за пределами резонанса полное микроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами переходит к независящему от энергии сечению потенциального рассеяния. Значение сечения радиационного захвата в максимуме резонанса обратно пропорционально скорости нейтрона, откуда следует, что при увеличении энергии нейтрона амплитуда резонансов уменьшается. В области низких энергий нейтронов, приближающихся к тепловым энергиям ($E' \ll E_0$), из формулы (3.47) получаем, что зависимость сечения радиационного захвата нейтронов приобретает вид $\sim 1/\sqrt{E'}$, т.е. оно обратно пропорционально скорости нейтрона $1/v$. Физически это оправдывается тем, что при уменьшении скорости нейтрона увели-

чивается время его нахождения вблизи ядра и, следовательно, увеличивается вероятность захвата нейтрона ядром. Сечение радиационного захвата для тепловых нейтронов в зависимости от нуклида варьируется в широких пределах от 0,1 до 10^3 - 10^6 барн. Примечательна реакция захвата на кадмии, имеющая очень большое сечение в тепловой области, достигающее в резонанс величины 20 000 б. Характерная «ступенька» в сечении вблизи $E' \approx 0,4$ эВ используется для разделения энергетического распределения плотности потока нейтронов на две энергетические группы – с энергией большей 0,4 эВ, которая носит название **надкадмиевых** нейтронов, и с энергией меньше 0,4 эВ, называемой **подкадмиевой**, что широко используется в экспериментальных исследованиях прохождения нейтронов в веществе.

Образующиеся в реакции (n, γ) ядра, как правило, оказываются радиоактивными, так как они смещаются с области стабильности в область β^- -радиоактивных ядер (см. рис. 5.1). Поэтому реакции (n, γ) часто служат причиной активации реакторных материалов, в частности, натриевого теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах (${}^{23}_{11}\text{Na}(n, \gamma){}^{24}_{11}\text{Na}$) или примесей (продуктов коррозии) в водном теплоносителе реакторов на тепловых нейтронах. Активация нейтронами серебра и, особенно родия, широко используется в детекторах прямого заряда (ДПЗ), предназначенных для контроля плотности потока нейтронов в активной зоне ядерных реакторов. Для быстрых нейтронов сечение радиационного захвата меняется в диапазоне от 0,1 до нескольких барн, поэтому в этой области энергий его вклад пренебрежимо мал.

3.4.4. Упругое рассеяние

В процессе упругого рассеяния сохраняется кинетическая энергия нейтрона в системе центра инерции, а в лабораторной системе сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра.

Упругое рассеяние может осуществляться посредством двух различных механизмов. В первом случае процесс происходит по описанному выше механизму с образованием составного ядра, которое распадается с испусканием нейтрона. Поскольку энергия возбуждения обязательно превосходит энергию связи нейтрона, $E^* > E_{св}$, (рис.3.11) распад составного ядра в подавляющем числе

случаев сопровождается испусканием нейтрона, а не фотона. Следовательно, наблюдается рассеяние, в данном случае называемое **резонансным**. Сечение резонансного рассеяния на изолированном уровне, как следует из формулы Брейта-Вигнера, равно:

$$\sigma_{n,n}(E') = \sigma_c \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n^2}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (3.49)$$

Рассеяние без образования составного ядра происходит на ядерном потенциале и называется **потенциальным** упругим рассеянием. Его сечение не зависит от энергии нейтрона и равно $4\pi R^2$, где R – радиус ядра ($R \approx 1,23A^{1/3}$ м).

В тепловой области энергий $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$. Таким образом, в тепловой области $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$ и процесс упругого резонансного рассеяния обычно маловероятен для тепловых нейтронов по сравнению с радиационным захватом, но с ростом энергии нейтронов его роль повышается, так как из теории преодоления нейтроном ядерного барьера следует, что $\Gamma_n \sim v$. Если же кинетическая энергия нейтрона меньше той, которая необходима для образования составного ядра в первом возбужденном состоянии, то образование составного ядра вообще невозможно, и будет наблюдаться только потенциальное рассеяние. Упругое рассеяние является основным процессом замедления нейтронов при распространении их в веществе и имеет место при любых энергиях нейтронов от тепловых до быстрых. Полное микроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов, как сумма поперечных сечений резонансного и потенциального рассеяния определяется формулой:

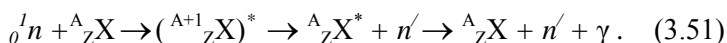
$$\begin{aligned} \sigma_{n,n}(E') = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n^2}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2/4} + 4\pi R^2 + \\ + 4\pi R \lambda \frac{\Gamma_n(E' - E_0)}{(E' - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Первый член в формуле (3.50) описывает резонансное упругое рассеяние нейтронов с образованием составного ядра, второй член

– сечение потенциального рассеяния, третий – интерференцию между резонансным и потенциальным рассеянием.

3.4.5. Неупругое рассеяние

Процесс неупругого рассеяния (n, n') нейтронов происходит в том случае, когда кинетическая энергия в системе центра инерции вылетающего из составного ядра нейтрона меньше энергии первичного, а конечное ядро остается в возбужденном состоянии. Процесс неупругого рассеяния нейтрона может быть схематически представлен в следующем виде:



Для реализации этого процесса нейтрон должен иметь кинетическую энергию, достаточную для образования составного ядра во втором, третьем и т.д. возбужденных состояниях. Это означает, что процесс неупругого рассеяния имеет порог по энергии нейтронов. С увеличением энергии нейтрона сечение неупругого рассеяния возрастает, имея максимумы, соответствующие возбужденным уровням ядра, затем переходит в постоянное значение или немного уменьшается. Неупругое рассеяние при сравнительно небольших энергиях нейтронов (порядка нескольких сотен килоэлектронвольт) может наблюдаться у тяжелых ядер и зависит от расположения уровней возбужденных состояний конкретного ядра.

3.4.6. Кинематика рассеяния нейтронов

Важным моментом при расчете переноса нейтронов в веществе является изменение его энергии и направления движения при рассеянии на ядре, что позволяет определить дифференциальные эффективные поперечные сечения рассеяния нейтрона. Ответ на этот вопрос можно получить, рассматривая кинематику рассеяния нейтронов, причем представляется удобным решать эту задачу в лабораторной системе координат и в системе центра инерции. На

рис.3.13 приведены схемы рассеяния нейтрона на ядре массой A в лабораторной системе координат и в системе центра инерции.

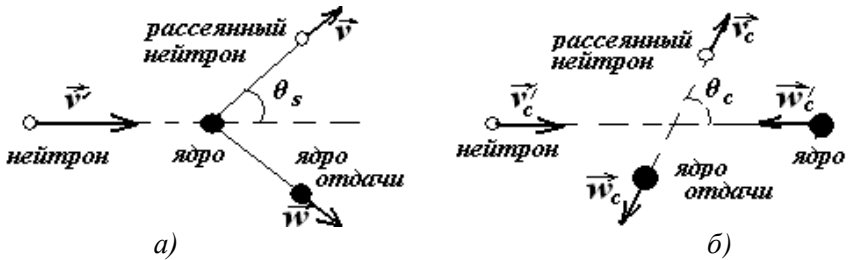


Рис.3.13. Схемы рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат (а) и в системе центра инерции (б)

В соответствии с приведенными на рис. 3.13 обозначениями скоростей нейтрона и ядра запишем законы сохранения энергии и импульса в рассматриваемых системах, принимая массу нейтрона за единицу и обозначая энергию возбуждения ядра в результате рассеяния E^* :

в лабораторной системе координат в системе центра инерции

$$\begin{aligned} \vec{v}'^2/2 &= A\vec{w}^2/2 + v^2/2 + E^* ; & \vec{v}'_c{}^2/2 + A\vec{w}'_c{}^2/2 &= \vec{v}_c{}^2/2 + A\vec{w}'_c{}^2/2 + E^* ; \\ \vec{v}' &= A\vec{w} + \vec{v} ; & \vec{v}'_c + A\vec{w}'_c &= 0 = A\vec{w}_c + \vec{v}_c . \end{aligned} \quad (3.52)$$

При этом скорость центра инерции в лабораторной системе координат:

$$\vec{V}_c = \vec{w}_c = \vec{v}_c / A . \quad (3.53)$$

Учитывая очевидное соотношение между скоростью налетающего нейтрона в системе центра инерции и в лабораторной системе координат

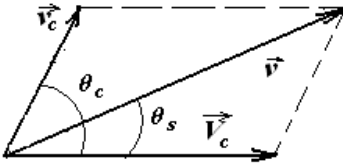
$$\vec{v} = \vec{v}'_c + \vec{V}_c , \quad (3.54)$$

из закона сохранения энергии в системе центра инерции получим:

$$v_c^2 = v_c'^2 - 2A \cdot E^*/(A+1). \quad (3.55)$$

Отсюда следует, что при упругом рассеянии ($E^*=0$) скорость нейтрона в системе центра инерции, а, следовательно, и его кинетическая энергия не изменяются. Используя выражение (3.54), из (3.55) можно записать связь между скоростью рассеянного нейтрона в системе центра инерции и скоростью налетающего нейтрона в лабораторной системе координат:

$$v_c^2 = A^2 v'^2/(A+1)^2 - 2AE^*/(A+1). \quad (3.56)$$



Из диаграммы скоростей нейтрона в лабораторной системе координат и в системе центра инерции (рис.3.14) можно записать:

Рис. 3.14. Диаграмма скоростей нейтрона в разных системах координат

$$v^2 = v_c'^2 + V_c^2 + 2v_c V_c \cos \theta_c, \quad (3.57)$$

а, переходя от скоростей нейтрона к его энергии, получим соотношение между энергией нейтрона до и после рассеяния:

$$E = E' \left[1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \left(1 + \frac{(A+1) E^*}{2A E'} - \mu_c \sqrt{1 - \frac{(A+1) E^*}{A E'}} \right) \right]. \quad (3.58)$$

Беря проекции скоростей нейтрона на направление вектора \vec{V}_c на диаграмме скоростей нейтрона, получим соотношение между углами рассеяния нейтронов в рассматриваемых системах координат:

$$\mu_s = (1+A \mu_c) / (1+2A \mu_c + A^2)^{1/2}, \quad (3.59)$$

где μ_s , μ_c – косинусы углов рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат и системе центра инерции соответственно.

Полученные соотношения (3.58) и (3.59) позволяют сделать важные для задач переноса нейтронов и защиты от них выводы о характере рассеяния нейтронов в разных материалах.

Соотношение (3.58) подтверждает сформулированное выше заключение о наличии энергетического порога сечения неупругого рассеяния. Этот процесс возможен, если энергия нейтронов удовлетворяет условию:

$$E' > [(A+1)/A] \cdot E^* . \quad (3.60)$$

В противном случае происходит упругое рассеяние, для которого связь между энергиями нейтрона до и после рассеяния записывается в виде:

$$E = E' \cdot \frac{1 + 2A\mu_c + A^2}{(A+1)^2} . \quad (3.61)$$

Из формулы (3.61) следует, что при угле рассеяния $\theta_c = 0^\circ$ (рассеяние прямо вперед) энергия нейтрона после рассеяния равна его первоначальной энергии, а при рассеянии на угол $\theta_c = 180^\circ$ (рассеяние прямо назад) энергия рассеянного нейтрона минимальна и равна:

$$E_{\min} = E' \cdot \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} . \quad (3.62)$$

Величина $\alpha = (A-1)^2/(A+1)^2$, характеризующая максимальный сброс энергии нейтрона при однократном упругом рассеянии, широко используется в теории замедления нейтронов и показывает, что с ростом атомного номера материала A уменьшается максимальный сброс энергии нейтрона при однократном рассеянии; этим объясняется использование легких материалов (вода, углерод и т.д.) в качестве замедлителей нейтронов. Максимальный сброс энергии нейтрона наблюдается на ядре водорода ($A=1$); для него величина $\alpha=0$.

Из формулы (3.59) видно, что при $A \gg 1$ $\mu_s = \mu_c$, таким образом, для средних и тяжелых материалов при изотропном угловом рас-

пределении рассеянных нейтронов в системе центра инерции их угловое распределение будет изотропным и в лабораторной системе координат. Напротив, для легких материалов будет наблюдаться анизотропия углового распределения в лабораторной системе координат, ярко выраженная для водорода, когда $\theta_s = \theta_c / 2$, т.е. при рассеянии на водороде все нейтроны летят в полупространство с $\mu_s > 0$.

Для перехода от характеристик нейтронов, полученных в одной системе координат, к аналогичным характеристикам в другой системе координат из кинематики можно записать следующие широко используемые формулы перехода:

$$E = E_c + [(E + 2\mu_c(A+1)\sqrt{E'/E_c})]/(A+1)^2;$$

$$\mu_s = \mu_c \sqrt{E_c/E} + \frac{1}{A+1} \sqrt{E'/E}, \quad (3.63)$$

в которых энергии без нижнего индекса «с» соответствуют их значениям в лабораторной системе координат.

3.4.7. Специфика рассеяния тепловых нейтронов

При низких энергиях нейтронов ($E < 5$ эВ) взаимодействие нейтронов с некоторыми материалами носит специфический характер, обусловленный переходом от ядерного взаимодействия к взаимодействию с молекулами или кристаллической решеткой вещества.

Когда дебройлевская длина волны нейтрона сравнима с расстоянием между плоскостями кристаллов, в кристаллических телах наблюдается дифракционное рассеяние нейтронов, которое можно отнести к когерентному рассеянию без изменения энергии. Нейтроны рассеиваются по направлениям, соответствующим росту амплитуд рассеянных когерентных волн. Характеристикой этого рассеяния является сечение когерентного рассеяния, которое с ростом энергии нейтрона переходит в сечение потенциального рассеяния на отдельном ядре при энергиях порядка 1 эВ. При энергии нейтронов ниже средней энергии теплового движения появляется возможность передачи энергии от кристаллической решетки

нейтрону, что приводит к росту сечения когерентного рассеяния при увеличении температуры среды.

Если энергия сталкивающегося нейтрона меньше энергии связи атома в молекуле (единицы электронвольт), то атом не может быть выбит из молекулы, в итоге импульс при рассеянии передается всей молекуле. Происходит рассеяние на связанном ядре, что дает поперечное сечение рассеяния $\sigma_{in,n} = \sigma_{in} (A+1)^2 / A^2$, где σ_{in} – сечение рассеяния на свободном ядре. Видно, что этот эффект наиболее заметен для легких ядер и, например, для водорода приводит к росту сечения рассеяния в четыре раза. Следует отметить, что при этом происходит возбуждение молекул, поэтому этот процесс можно отнести к неупругому рассеянию.

3.4.8. Дифференциальные микроскопические поперечные сечения рассеяния

Исходя из кинематики рассеяния нейтронов, формирование углового и энергетического распределения рассеянных нейтронов будет различаться для упругого и неупругого рассеяния. Следовательно, будет различаться и характер дифференциальных поперечных сечений этих процессов.

Упругое рассеяние. При упругом рассеянии существует однозначная связь между энергией и направлением движения рассеянного нейтрона.

Тогда, исходя из формулы (3.15), дифференциальное микроскопическое поперечное сечение упругого рассеяния на ядре массой A в системе центра инерции можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma_{el}(E' \rightarrow E, \mu_c)}{d\Omega dE} = \\ & = \frac{\sigma_{el}(E')g(E', \mu_c)}{4\pi} \cdot \delta(E - E' \frac{1 + 2A\mu_c + A^2}{(A+1)^2}). \end{aligned} \quad (3.64)$$

Входящие в выражение (3.64) величины объяснены при описании формулы (3.15). При больших значениях A угловое распределение рассеянных нейтронов в системе центра инерции близко к изотропному и тогда формула (3.64) упрощается, так как индикатор

триса рассеяния $g(E', \mu_c) = 1$. При этом становится равновероятным распределение рассеянных нейтронов по энергии в интервале от $\alpha E'$ до E' .

Таким образом, при изотропном угловом распределении рассеянных упруго нейтронов характеристики рассеянного нейтрона можно определить по формулам:

$$E = \alpha E' + \rho_1(1 - \alpha)E', \quad \mu_c = -1 + 2\rho_2, \quad \varphi = 2\pi\rho_3, \quad (3.65)$$

где ρ_1, ρ_2, ρ_3 – случайные числа, равномерно распределенные на отрезке $[0, 1]$, а переход от μ_c к μ_s провести по формуле (3.59) или (3.63).

Учитывая тот факт, что угловое распределение рассеянных нейтронов в системе центра инерции более изотропно, чем в лабораторной системе координат, дифференциальные микроскопические сечения рассеяния нейтронов (в частности, индикатриса рассеяния) обычно в библиотеках констант представляются в системе центра инерции и для перехода к лабораторной системе координат используются матрицы перехода. Особенно это важно, когда индикатриса рассеяния представляется в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра:

$$g(E', \mu_c) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) g_l(E') P_l(\mu_c), \quad (3.66)$$

где

$$g_l(E') = 2\pi \int_{-1}^1 g(E', \mu_c) P_l(\mu_c) d\mu_c.$$

Тогда для получения той же точности представления индикатрисы можно ограничиться меньшим числом членов ее разложения в ряд.

Неупругое рассеяние. Рассматривая дифференциальное микроскопическое поперечное сечение неупругого рассеяния, исходя из модели составного ядра, можно выделить две области по энергии нейтронов, специфичные для его поведения. При энергиях нейтронов, соответствующих энергиям изолированных низкоэнергетических уровней возбуждения ядра, спектр рассеянных нейтронов

представляет собой набор дискретных энергий, а угловое распределение в первом приближении можно принять за изотропное как в системе центра инерции, так и в лабораторной системе координат. Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение неупругого рассеяния для этого диапазона энергий первичных нейтронов можно записать в виде:

$$d^2 \sigma_{in}(E' \rightarrow E, \mu_s) / d\Omega dE = \frac{1}{4\pi} \sum_L \sigma_{in}^L(E') \delta(E - E' / (A+1)^2 / A^2 + E_L^* (A+1) / A), \quad (3.67)$$

где $\sigma_{in}^L(E')$ – сечение неупругого рассеяния при энергии L -го возбужденного уровня ядра, E_L^* – энергия L -го возбужденного уровня ядра.

С ростом энергии первичного нейтрона возбуждается все большее число уровней возбуждения ядра, перекрывающихся друг с другом, и энергетическое распределение рассеянных нейтронов переходит в непрерывное распределение. В итоге для этого энергетического диапазона дифференциальное микроскопическое поперечное сечение неупругого рассеяния запишется в виде:

$$d^2 \sigma_{in}(E' \rightarrow E, \mu_c) / d\Omega dE = \frac{1}{4\pi} \sigma_{in}(E') \frac{E}{T(E')^2} \exp(-E/T(E')), \quad (3.68)$$

где T – ядерная температура, зависящая от первоначальной энергии нейтрона и определяемая соотношением:

$$T^2 \approx E'/a \quad (3.69)$$

с постоянной a , зависящей от атомного номера ядра и изменяющейся от 0,45 до 12 при изменении A от 27 до 231.

Следует отметить, что процесс неупругого рассеяния сопровождается фотонным излучением, обусловленным переходом возбужденного ядра в основное состояние. Спектр испускаемых фотонов зависит от энергетических уровней возбужденного ядра: при возбуждении низколежащих изолированных уровней испускаются один – два высокоэнергетических фотона, при плотно расположен-

ных высоких уровнях возбуждения число фотонов увеличивается и их спектр приближается к непрерывному. Максимальная энергия фотонов неупругого рассеяния не превышает, как правило, 4-5 МэВ.

Рассеяние на молекулах и кристаллической решетке. При прохождении теплового нейтрона с энергией ниже примерно 5 эВ в среде нельзя пренебрегать его взаимодействием на атомном уровне и не учитывать влияния других атомов, и движения атома, на котором происходит взаимодействие; нельзя пренебрегать эффектом химических связей в молекулах и кристаллической структурой вещества. Эти процессы взаимодействия нейтронов при их термализации учитываются изменениями микроскопических поперечных сечений рассеяния нейтрона для некоторых материалов в диапазоне энергий нейтронов ниже 5 эВ, где эти процессы существенно влияют на распространение нейтронов. Полное микроскопическое поперечное сечение взаимодействия нейтрона складывается тогда из суммы двух частей: микроскопического поперечного сечения захвата нейтрона, представляемое в обычных библиотеках констант, и дополнительно рассчитываемыми микроскопическими поперечными сечениями когерентного и некогерентного упругого рассеяния и некогерентного неупругого рассеяния.

Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение когерентного упругого рассеяния на порошкообразных кристаллических материалах может быть представлено формулой:

$$d^2\sigma_{elcoh}(E \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega, T) / dE d\Omega =$$

$$= \frac{1}{2\pi E'} \sum_i^{E_i < E'} s_i(T) \delta(\mu_s - \mu_{si}) \delta(E' - E), \quad (3.70)$$

в которой: T – температура замедлителя (К), E_i – энергия брегговских границ (эВ); s_i – коэффициенты, пропорциональные структурным факторам (эВ-барн), $\mu_{si} = 1 - 2E_i / E$ – характеристический угол рассеяния для соответствующей совокупности плоскостей кристаллической решетки. Энергия брегговских границ и структурные факторы рассчитываются из свойств кристаллической решетки и амплитуд рассеяния для различных атомов в ячейках кристаллической решетки.

Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение некогерентного упругого рассеяния для материалов типа полиэтилена или гидрида циркония может описываться в виде:

$$d^2\sigma_{elincoh}(E \rightarrow E', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, T) / dE d\Omega = \frac{\sigma_{elincoh}}{4\pi} e^{-E'/W\delta(1-\mu_s)} \delta(E' - E), \quad (3.71)$$

где $\sigma_{elincoh}$ – характеристическое предельное микроскопическое поперечное сечение (барн), W – интеграл Дебая–Уоллера, поделенный на атомную массу ($1/\Delta V$), а все другие переменные как в (3.70). При этом интегральное микроскопическое поперечное сечение равно:

$$\sigma_{elincoh} = \sigma_{elincoh}(1 - \exp(-4E'/W)) / 4E'/W, \quad (3.72)$$

что при низких энергиях нейтрона дает совпадение характеристического предельного поперечного сечения с полным сечением.

Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение некогерентного неупругого рассеяния тепловых нейтронов для замедляющей молекулы может быть представлено в виде:

$$d^2\sigma_{elincoh}(E \rightarrow E', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, T) / dE d\Omega = \sum_n^N \frac{\sigma_{in,n} M_n}{4\pi kT} \sqrt{\frac{E}{E'}} e^{-\beta^2/2} S(\alpha, \beta, T), \quad (3.73)$$

где n – типы атомов, а M_n – их количество в молекуле или ячейке кристаллической решетки (так, для H_2O , $N = 1$); $\beta = (E' - E)/kT$ – изменение энергии; $\alpha = (E' + E - 2\mu_s \sqrt{EE'}) / A_0 kT$ – изменение импульса нейтрона; $\sigma_{in,n} = \sigma_{in} (A_n + 1)^2 / A_n^2$ – микроскопическое поперечное сечение связанного атома типа n ; σ_{in} – аналогичное сечение неупругого рассеяния на свободном атоме типа n ; A_n – масса атома типа n ; A_0 – масса основного рассеивающего атома в молекуле; $S(\alpha, \beta, T)$ – функция рассеяния, которая может быть представле-

на либо в виде таблицы с различными законами интерполяции для основного атома, либо аналитически в виде модели идеального газа или приближения наикратчайшего времени столкновения.

При использовании модели идеального газа предполагается, что среда может быть аппроксимирована свободным газом, в котором в области масс ядер и энергий нейтронов, где существенны термализационные эффекты, микроскопическое поперечное сечение рассеяния при нулевой температуре слабо зависит от скорости нейтрона и температуры среды. В кинематике рассеяния нейтрона учитывается движение ядра мишени и $S(\alpha, \beta, T)$ для модели идеального газа имеет вид:

$$S(\alpha, \beta, T) = \frac{1}{4\pi\alpha} e^{-(\alpha^2 + \beta^2)/4\alpha} . \quad (3.74)$$

Расчет функции рассеяния проведен для ограниченного набора материалов (вода, графит, бериллий, полиэтилены и др.) и диапазонов энергий нейтронов, где тепловые процессы значительны.

Для приближения наикратчайшего времени столкновения:

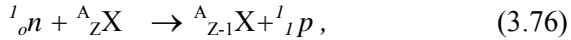
$$S(\alpha, \beta, T) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha T_{\text{эфф}}(T)}/T} e^{-(\alpha-\beta)^2 T / 4\alpha T_{\text{эфф}}(T) + |\beta|/2} , \quad (3.75)$$

где $T_{\text{эфф}}(T)$ – эффективная температура, а другие символы описаны выше.

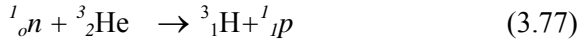
3.4.9. Ядерные реакции

Если энергетически возможно, то при прохождении нейтронов через вещество происходят реакции с образованием заряженных частиц. В основном они используются для регистрации нейтронов и практически не играют роли с точки зрения радиационной безопасности или защиты от нейтронов. Однако некоторые из них необходимо учитывать и при проектировании защиты. Рассмотрим некоторые из них.

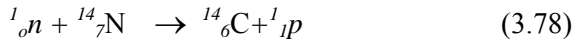
Реакции с **образованием протонов**, (n, p) - реакции:



одна из которых

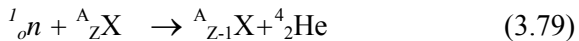


широко применяется для регистрации нейтронов в счетчиках, наполненных ${}^3\text{He}$ (поперечное сечение реакции для тепловых нейтронов равно 5400 барн), а вторая

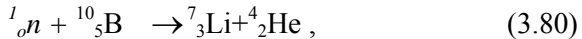


имеет сечение для тепловых нейтронов 1,75 барн и приводит к образованию естественного ${}^{14}\text{C}$ ($T_{1/2}=5730$ лет) в атмосфере Земли нейтронами космического происхождения.

Реакции с **образованием α -частиц**, (n, α) - реакции:



используются не только для регистрации тепловых нейтронов, например,



имеющая микроскопическое поперечное сечение для тепловых нейтронов 3840 барн и широко применяемая для регистрации тепловых нейтронов в различных борных счетчиках и ионизационных камерах, но и как выступающие в качестве конкурирующих радиационному захвату в защитных материалах.

При проектировании защиты важны **реакции (n, γ)**, ведущие к образованию радиоактивных нуклидов – продуктов активации в оборудовании. Примером такой реакции может служить реакция захвата нейтрона ${}^{59}\text{Co}(n, \gamma) {}^{60}\text{Co}$ с образованием долгоживущего радионуклида, испускающего фотоны с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ.

3.4.10. Полные эффективные микроскопические поперечные сечения взаимодействия нейтронов с веществом

Рассматривая поведение полного микроскопического поперечного сечения взаимодействия нейтронов разных энергий с веществом, можно отметить, что в отличие от сечений взаимодействия фотонов с веществом не представляется возможным простыми формулами описать эти сечения как в зависимости от атомного номера материала, так и от энергии нейтрона. Однако на основе изложенного выше можно проследить некоторые закономерности, позволяющие понять специфику взаимодействия нейтронов с разными материалами для разных энергетических групп нейтронов.

В области тепловых и медленных нейтронов для материалов слабо поглощающих нейтроны полное микроскопическое поперечное сечение практически постоянно и определяется сечением потенциального рассеяния, которое не зависит от энергии (равно $\approx 7\pi A^{2/3}$) и растет с атомным номером материала рассеивателя (рис.3.15).

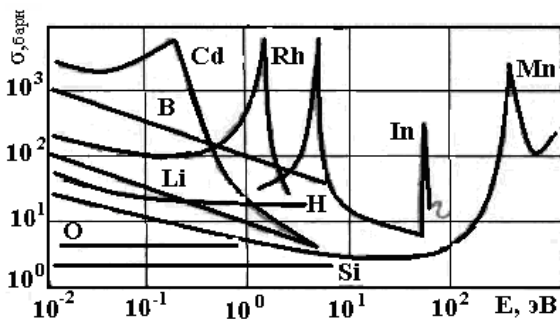


Рис.3.15. Зависимость полных микроскопических поперечных сечений взаимодействия нейтронов для разных ядер от энергии в области тепловых и медленных нейтронов

Для элементов, заметно поглощающих нейтроны, основной вклад в полное микроскопическое сечение дает сечение поглощения, которое с ростом энергии уменьшается обратно пропорционально скорости нейтрона, т.е. $\sim 1/\sqrt{E}$.

Следует отметить, что для некоторых материалов сложного состава (вода, полиэтилен, окись бериллия, гидрид циркония и др.) существенную роль при энергиях нейтронов ниже 5 эВ играет когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов на молекулах и кристаллической решетке, что оказывает существенное влияние на характер распространения низкоэнергетичных нейтронов в этих средах.

При увеличении энергии нейтронов практически для всех ядер наблюдается резонансная структура полного микроскопического поперечного сечения (рис.3.16).

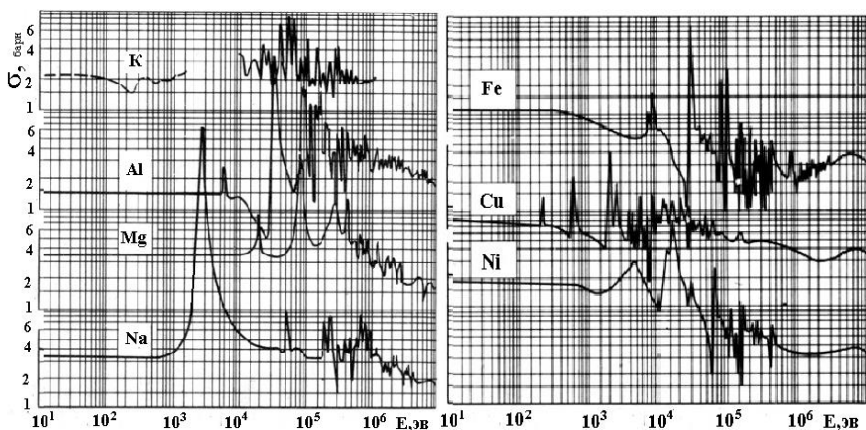


Рис.3.16. Зависимость полных микроскопических поперечных сечений взаимодействия промежуточных и быстрых нейтронов с различными ядрами от энергии нейтронов

Она обусловлена при небольших энергиях редко расположенными уровнями возбуждения ядра, все более часто повторяющимися с ростом энергии. В этой области энергий на постоянное сечение потенциального рассеяния накладываются резонансы упругого резонансного рассеяния и радиационного захвата, описываемые формулой Брейта–Вигнера. Для тепловых нейтронов преобладающим является радиационный захват, но затем с ростом энергии, так как нейтронная ширина резонанса Γ_n растет пропорционально скорости нейтрона, а радиационная Γ_γ уменьшается как $1/v$, то на постоянное сечение потенциального рассеяния накладываются резо-

нансы упругого резонансного рассеяния. Это характерно для промежуточной области энергий нейтронов, часто называемой резонансной.

В зависимости от атомного номера для легких ядер резонансная структура сечения рассеяния проявляется только при энергиях выше 100 кэВ, для средних – несколько кэВ, для нескольких тяжелых ядер она наблюдается уже при энергиях ниже 0,1 кэВ.

С ростом энергии нейтронов уровни энергии составного ядра начинают перекрываться (у тяжелых ядер начиная с ~ 10 кэВ и выше). В результате составное ядро образуется с одинаковой вероятностью при любой энергии нейтронов, резонансная картина пропадает, и сечение упругого рассеяния монотонно убывает с ростом энергии нейтронов.

При энергии нейтронов выше примерно 0,5 МэВ становится возможным процесс неупругого рассеяния нейтронов, особенно заметный для тяжелых ядер, микроскопическое поперечное сечение которого растет с ростом энергии нейтрона, переходя к $\sigma_t = 2\pi(R+\lambda)^2$, где R – радиус ядра, а λ – дебройлевская длина волны нейтрона. Главная особенность быстрой области энергий нейтронов состоит в практическом отсутствии радиационного захвата, и полное микроскопическое сечение взаимодействия полностью определяется сечениями упругого и неупругого рассеяния. При энергии нейтронов $E > 8$ МэВ сечение рассеяния на тяжелых ядрах снижается из-за конкуренции реакций $(n, 2n)$ и (n, f) .

Контрольные вопросы к § 3.4

1. В чем заключается разница между прямым взаимодействием нейтронов и через механизм составного ядра?
2. Чем объясняется резонансная структура поперечного сечения образования составного ядра?
3. Как меняется частота резонансов и их амплитуда с ростом энергии нейтронов?
4. Что описывается формулой Брейта–Вигнера?

5. Чем отличаются поперечные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов?

6. Чем отличаются скорости нейтрона до и после упругого рассеяния в системе центра инерции?

7. Чему равна минимальная энергия нейтрона после упругого рассеяния на ядре массой A ?

8. Показать, что микроскопическое поперечное сечение неупругого рассеяния имеет энергетический порог.

9. В чем состоит специфика рассеяния тепловых нейтронов?

10. В чем заключается разница в описании дифференциального микроскопического поперечного сечения неупругого рассеяния для энергий нейтронов вблизи порога реакции и при высоких энергиях нейтронов?

11. Объясните зависимость полного микроскопического поперечного сечения взаимодействия нейтронов с веществом от их энергии.

12. Чему равна вероятность нейтрона с энергией E' , изотропно упруго рассеявшегося на ядре массой A , иметь энергию E после рассеяния?

§ 3.5. Взаимодействия заряженных частиц с веществом

Прохождение заряженных частиц в веществе существенно отличается от рассмотренного выше прохождения нейтральных частиц. Для нейтральных частиц характерны редкие столкновения и большие пробеги без столкновений; для электронов, например, наоборот, из-за длиннодействующих кулоновских сил характерны частые взаимодействия. Так, нейтрон с энергией 0,5 МэВ в процессе замедления до энергии 0,0625 МэВ в алюминии должен испытать около 30 столкновений, фотону для этого потребуется немногим более 10, а электрону необходимо испытать 10^5 столкновений.

Взаимодействие заряженных частиц с веществом зависит как от характеристик вещества (плотность, атомный номер, ионизационный потенциал), так и от их типа, заряда, массы и энергии частицы. Быстрые заряженные частицы взаимодействуют с электронами и ядрами атомов. Столкновения частиц с ядрами очень редки, так как ядро занимает относительно малый объем в атоме, поэтому они

мало влияют на торможение частиц веществом. В результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей электрон атома получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или совсем покидает атом. В первом случае происходит возбуждение, во втором – ионизация атома. При прохождении вблизи атомного ядра быстрая частица испытывает торможение в его электрическом поле, что сопровождается испусканием квантов тормозного излучения.

3.5.1. Взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом

Упругое рассеяние. Взаимодействие заряженной частицы с кулоновским полем ядра приводит к рассеянию частицы, которое можно рассматривать как столкновение частицы с целым атомом. Если при этом атом не возбуждается и не ионизируется, то столкновение будет упругим.

Если масса налетающей частицы мала по сравнению с массой ядра, то, пренебрегая передачей энергии атому отдачи и рассматривая ядро как точечный заряд, дифференциальное микроскопическое поперечное сечение упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$d\sigma_{el}(E', \mu_s)/d\mu_s = \pi Z_a^2 Z^2 e^4 / 2E'^2 \sin^4(\theta_s/2), \quad (3.81)$$

в которой: Ze , E' – заряд и кинетическая энергия налетающей частицы, $Z_a e$ – заряд ядра, θ_s – угол рассеяния, отсчитываемый от первоначального направления движения частицы, $\mu_s = \cos \theta_s$.

Из приведенной формулы видно, что угловое распределение рассеянных частиц имеет сильную анизотропию. Например, для электронов отклонение на угол $\theta_s = 1^\circ$ в 10^9 раз более вероятно, чем на $\theta_s = 120^\circ$.

Формула (3.81) – приближенная и не учитывает волновые свойства частиц. Квантовомеханическое рассмотрение в приближении Борна с учетом спинов и в предположении малости возмущения падающей плоской волны рассеивающим атомом привело к введению поправки Мотта, а учет экранирования ядерного потенциала атомными электронами проводится поправкой на экранирование Мольера. Указанные поправки, особенно заметные для легких ча-

стиц, описываются ниже при рассмотрении взаимодействия электронов с веществом.

Вычислив, исходя из законов сохранения энергии и импульса при упругом рассеянии, потерю энергии частицы $\Delta E(\mu_s)$ при рассеянии на угол θ_s , умножив ее на число упругих столкновений с ядрами среды, находящимися в единице массы, и проинтегрировав по всем углам рассеяния θ_s , можно определить средние потери энергии частицы в массовых единицах в результате упругих рассеяний:

$$\begin{aligned} (-dE/dx)_{el} &= (\pi \cdot N_a \cdot Z_a^2 \cdot Z^2 \cdot e^4 / 2AE^2) \int_{\theta_{\min}}^{\pi/2} \frac{\Delta E(\mu_s) d\mu_s}{\sin^4(\theta_s/2)} = \\ &= (2\pi N_a Z_a^2 Z^2 M e^4 / A^2 \cdot E^2) [|\ln \sin(\theta_{\min}/2)| + (A^2 - MA - M^2) / 2(M+A)^2]. \end{aligned} \quad (3.82)$$

В формуле (3.82): A – атомная масса ядер среды; N_a – число Авагадро; θ_{\min} – минимальный угол рассеяния, определяемый эффектом экранирования заряда ядра электронной оболочкой; M – масса частицы.

Неупругое рассеяние. В предположении, что масса тяжелой частицы много больше массы электрона ($M \gg m$), взаимодействие ее с электроном приводит к тому, что последний получает импульс в направлении, перпендикулярном к направлению полета частицы, а потеря энергии частицы равна кинетической энергии электрона. В результате произойдет возбуждение атомов мишени и их ионизация (см. § 1.3). Энергетические потери заряженной частицы в неупругих (возбуждение и ионизация) и упругих столкновениях с атомами принято относить к **ионизационным потерям**. На создание одной пары ионов в веществе все заряженные частицы тратят в среднем одинаковую энергию, из которой одна половина идет на ионизацию, а другая – на возбуждение и на упругие столкновения с молекулами. Например, заряженные частицы расходуют на образование одной ионной пары в воздухе энергию, равную примерно 34 эВ. Из этой энергии на ионизацию идет около 15 эВ, а остальные 19 эВ – на возбуждение и упругие столкновения.

Следует отметить, что в потерях энергии заряженной частицы доминирующую роль играют потери на ионизацию и возбуждение, вклад потерь при упругом рассеянии для тяжелых частиц пренебрежимо мал, он более заметен для электронов.

Если частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, массовые ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются формулой Бете–Блоха:

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} = (2\pi \cdot n \cdot Z^2 \cdot e^4 / E') [\ln(2mc^2 \cdot \beta^2 / I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2], \quad (3.83)$$

где mc^2 – масса покоя электрона; c – скорость света; $\beta = v/c$; I – средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица ($I = 13,5 \cdot Z_a$, эВ); n – число электронов в единице массы; Z – заряд ионизирующей частицы.

Чаще эта формула записывается в виде:

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} = (4\pi \cdot N_a \cdot Z_a Z^2 e^4 / A mc^2 \beta^2) [\ln(2mc^2 \beta^2 / (I(1 - \beta^2))) - \beta^2], \quad (3.84)$$

где Z_a и A – атомный номер и атомная масса среды, в которой распространяется частица.

Из приведенных зависимостей ионизационных потерь от параметров частицы и свойств среды следует, что массовые потери энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональны квадрату заряда частицы Z , концентрации электронов в среде и не зависят от массы частицы M . Эти потери для всех частиц в области малых скоростей $\beta \ll 1$ (но больших по сравнению с «внутриатомными скоростями» электронов) изменяется как $1 / \beta^2$, т.е. по мере замедления нерелятивистской частицы её потери на ионизацию резко увеличиваются. С ростом β они достигают минимума, поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют «минимально ионизирующей». При дальнейшем росте β потери медленно ($\sim \ln \beta$) растут.

Зависимость $(-dE/dx)$ от свойств среды определяется отношением Z_a/A , близким к $1/2$ для большинства веществ, что приводит к слабой их зависимости от материала. В этом состоит практическая выразительность потерь энергии в массовых единицах. Влияние среднего потенциала ионизации I , стоящего «под логарифмом», мало.

Для однозарядной минимально ионизирующей частицы потери составляют от 1 до 2 МэВ см²/г.

Экспериментально было замечено, что необходимы поправки к формуле Бете–Блоха. Для вычисления средних удельных потерь энергии релятивистских тяжелых ионов следует использовать формулу Бете–Блоха с поправками: поправка на эффект плотности

Мотта и Блоха, обусловленный поляризацией среды заряженной частицей – при умеренно релятивистских энергиях, и поправка Линдхарда–Соренсена на конечный размер ядра-снаряда – при высоких энергиях.

Если частица движется в веществе, состоящем из нескольких сортов атомов, то ионизационные потери энергии принято характеризовать эффективным порядковым номером $Z_{эфф}$. Он равен порядковому номеру однородного вещества, в котором удельные потери такие же, как и в неоднородном веществе. Он может быть не равным целому числу, как у элементов. Так, воздуху приписывается $Z_{эфф} = 7,64$.

Важной характеристикой прохождения тяжелых заряженных частиц в веществе является полный пробег частицы, т.е. путь R , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \frac{dE}{dE/dx} . \quad (3.85)$$

Процесс ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая первичная ионизация. Достаточно энергичные из них (килоэлектронвольтовые и даже мегаэлектронвольтовые), называемые δ -электронами, в свою очередь производят вторичную ионизацию. Полный пробег δ -электрона в веществе, измеренный вдоль его траектории, может быть вычислен интегрированием формулы Бете–Блоха на длине пробега и приравниванием полученного интеграла и начальной энергии.

Взаимодействуя в основном с атомными электронами, тяжелые заряженные частицы мало отклоняются от направления своего первоначального движения, поэтому пробег тяжелой частицы R измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Средний пробег R_α моноэнергетических α -частиц обычно рассчитывают по эмпирическим формулам. В воздухе при нормальных условиях:

$$R_\alpha = a E_\alpha^\kappa , \quad (3.86)$$

где R_α – пробег в см; E_α – кинетическая энергия α -частиц в МэВ. Константы $a=0,318$, $\kappa = 1,5$ для естественных α -излучателей ($4\text{МэВ} < E_\alpha < 9\text{МэВ}$) и $a = 0,148$, $\kappa = 1,8$ для α -частиц с более высокими энергиями $E_\alpha \leq 200$ МэВ.

Отношение линейных пробегов в воздухе двух типов частиц с одинаковой начальной энергией, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$R_1 / R_2 = \frac{M_1}{M_2} \frac{Z_2^2}{Z_1^2}, \quad (3.87)$$

где M и Z – соответствующие массы и заряды частиц.

Это соотношение позволяет, зная пробег одной из них, например, рассчитанный для α -частиц по формуле (3.86), определять пробеги других типов частиц. А если вместо линейного пробега использовать массовый, выражаемый в ($\text{г}/\text{см}^2$), то тогда этот пробег мало зависит от состава вещества, так как отношение A/Z для многих веществ изменяется мало, то и массовый пробег для этих веществ почти одинаков.

3.5.2. Взаимодействия электронов с веществом

Прохождение электронов и позитронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина – малая масса покоя электрона и позитрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат – электромагнитное радиационное излучение электронов. Второе отличие состоит в том, что движущиеся электроны тождественны атомным электронам, которым передается наибольшая часть энергии частиц, тормозящихся под действием кулоновских сил. При рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов надо учитывать отклонение обеих частиц, а также квантовомеханический эффект обмена, обусловленный их тождественностью. Учитывая тождественность взаимодей-

ствующих частиц, за рассеянный электрон принимается тот, который имеет меньшую энергию после столкновения.

Упругое рассеяние электронов. Дифференциальное микроскопическое поперечное сечение рассеяния электронов на ядре описывается вышеприведенной формулой Резерфорда (3.81), которая в этом случае, принимая заряд электрона равный 1, обычно записывается в виде:

$$d\sigma_{el}(E', \mu_s)/d\mu_s = \pi \cdot Z_a^2 \cdot e^4 / 2E^2(1 - \mu_s)^2. \quad (3.88)$$

Для учета экранирования поля ядра атомными электронами используется параметр экранирования Мольера η :

$$\eta = (\alpha \cdot mc / 1,77 p)^2 \cdot Z_a^{2/3} [1,13 + 3,76 (\alpha \cdot Z_a / \beta)^2], \quad (3.89)$$

где $\alpha = 2\pi e^2 / \hbar c$ – постоянная тонкой структуры, равная 1/137; m, p – масса покоя и импульс электрона; \hbar – постоянная Планка; $\beta = v/c$. При подстановке соответствующих значений величин параметр экранирования принимает вид:

$$\eta = 1,70 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \cdot Z_a^{2/3} \cdot (1,13 + 2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Z^2}{\beta^2}). \quad (3.90)$$

Для учета рассеяния на атомных электронах используется замена Z_a^2 на $Z_a(Z_a + 1)$ в формуле (3.88).

Квантово-механическое рассмотрение рассеяния электронов с учетом волновых свойств и их спинов в приближении, что возмущение плоской волны рассеивающим атомом мало, позволило Мотту получить поправку $R(E', \theta_s)$ к формуле Резерфорда:

$$R(E', \theta_s) = 1 - \beta^2(1 - \mu_s)/2 + \frac{1}{137\sqrt{2}} \pi \cdot \beta \cdot Z_a \cdot (1 - \mu_s)^{1/2} [1 - (1 - \mu_s)^{1/2} / \sqrt{2}]. \quad (3.91)$$

В итоге можно записать модифицированную формулу Резерфорда для дифференциального микроскопического поперечного сечения рассеяния:

$$d\sigma_{el}(E', \mu_s)/d\mu_s = Z_a \cdot (Z_a + 1) \cdot R(E', \theta_s) e^4 / [4E^2(1 + 2\eta - \mu_s)^2]. \quad (3.92)$$

Интегрирование по углу рассеяния дифференциального поперечного сечения позволяет получить формулу для полного микроскопического поперечного сечения упругого рассеяния электронов:

$$\sigma_{el}(E') = Z_a \cdot (Z_a + 1) \cdot e^4 [\pi / \eta (1 + \eta)] / 4E'^2. \quad (3.93)$$

Для расчета массовых потерь энергии при упругом рассеянии электрона можно воспользоваться формулой (3.82), заменив в ней параметры частицы на параметры электрона.

Неупругое рассеяние электронов. При энергиях электронов значительно превышающих энергию связи атомных электронов процесс неупругого рассеяния электрона можно рассматривать как рассеяние на свободном электроном атома. В этом случае дифференциальное микроскопическое поперечное сечение рассеяния можно записать в виде:

$$d^2\sigma_{in}(E' \rightarrow E, \mu_s) / dE d\mu_s = \sigma_{in}(E' \rightarrow E) \cdot \delta(\mu_s - p(E', E)), \quad (3.94)$$

где E' и E – кинетические энергии электрона до и после рассеяния, соответственно, а

$$p(E', E) = \cos[E(E' + 2mc^2) / E'(E + 2mc^2)]^{1/2} \quad \text{при } E \geq E'/2,$$

$$p(E', E) = \cos[(E' - E)(E + 2mc^2) / (E'(E' - E) + 2mc^2E)]^{1/2} \quad \text{при } E < E'/2.$$

Дифференциальное поперечное сечение, характеризующее изменение энергии электрона с E' на E , получено Меллером:

$$d\sigma_{in}(E' \rightarrow E) / dE = (e^4 / c^2 E') \times \left[\frac{1}{E^2} + \frac{1}{E'^2 - E^2} + \frac{(2E' + mc^2)mc^2}{E(E' - E)(E' + mc^2)^2} + \frac{1}{(E' + mc^2)^2} \right]. \quad (3.95)$$

Приведенное поперечное сечение учитывает релятивистские, спиновые и обменные эффекты, обусловленные тождественностью налетающего и атомного электронов.

Сечения рассеяния электронов и потери энергии при столкновении позволяют определить средние линейные или массовые потери

энергии электронов при прохождении через вещество. Полные удельные потери энергии электронов складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

$$(-dE/dx)_{\text{полн}} = (-dE/dx)_{\text{ион}} + (-dE/dx)_{\text{рад}} \quad (3.96)$$

Ионизационные потери энергии

Ионизационные потери релятивистских электронов с энергией ($E' > 0,01$ МэВ) описываются формулой:

$$\begin{aligned} (-dE/dx)_{\text{ион}} = & (2\pi \cdot N_a \cdot Z_a \cdot e^4 / A \cdot m v^2) \left[\ln [(mv^2 \cdot E' / (2I^2 (1-\beta^2))] - \right. \\ & \left. - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right], \end{aligned} \quad (3.97)$$

в которой обозначения аналогичны приведенным выше для формул (3.83), (3.84) за исключением того, что v – скорость электрона.

Энергетическая зависимость ионизационных потерь сводится к их уменьшению с увеличением энергии электрона до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленному подъему примерно по логарифмическому закону.

Образование тормозного излучения и радиационные потери энергии

При больших энергиях электроны начинают эффективно терять энергию за счет все больших потерь на тормозное излучение. Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления под действием кулоновской силы, пропорциональной ее массе и ускорению. Свободный заряд, движущийся с ускорением, излучает электромагнитные волны, энергия которых пропорциональна Z^2/M^2 . Отсюда следует, что радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь электронов и позитронов.

Точный расчет дифференциальных микроскопических поперечных сечений образования тормозного излучения при прохождении электронов встречает большие трудности, поэтому используются

различные приближения; при этом зависимость дифференциальных поперечных сечений от начальной энергии электрона E' и энергии образующегося кванта E_γ определяется степенью экранирования поля ядра атомными электронами. Степень экранирования определяется величиной:

$$\gamma = 100E_\gamma \cdot mc^2 / [(E' + mc^2) \cdot (E + mc^2) Z^{1/3}], \quad (3.98)$$

где $E = E' - E_\gamma$.

Установлено три степени экранирования: $\gamma < 2$ – неполное, $2 < \gamma < 15$ – промежуточное и $\gamma > 15$ – полное.

При $\gamma \gg 1$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{рад}}(E', E, E_\gamma) = \\ = \frac{4Z^2\alpha}{E_\gamma} \left(\frac{e^2}{E + mc^2} \right)^2 \left(1 + \frac{E^2}{E'^2} - \frac{2E}{3E'} \right) \left(\ln \frac{2EE'}{mc^2 E_\gamma} - \frac{1}{2} \right); \end{aligned} \quad (3.99)$$

при $\gamma < 2$

$$\sigma_{\text{рад}}(E', E, E_\gamma) = \frac{4Z^2 e^4 \alpha}{E_\gamma m^2 c^4} \left[\left(1 + \frac{E^2}{E'^2} - \frac{2E}{3E'} \right) \ln 183 \cdot Z^{-1/3} + \frac{E}{9E'} \right], \quad (3.100)$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

Радиационные потери энергии электрона на единице пути можно рассчитать, интегрируя произведения энергии фотона на макроскопическое поперечное сечение образования тормозного излучения по энергиям фотонов. Они растут пропорционально кинетической энергии электронов E' и могут быть оценены по следующим формулам:

при $E' \ll mc^2$

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = (16E' \cdot Z_a \cdot r_0^2 \cdot N_a) / A \cdot 137 \cdot 3; \quad (3.101)$$

при $mc^2 \ll E' \ll 137 mc^2 Z^{-1/3}$

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = (E' \cdot Z_a \cdot r_0^2 \cdot N_a / 137A) (4 \ln(2E'/mc^2) - 4/3); \quad (3.102)$$

при $E' \gg 137 mc^2 Z^{-1/3}$

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = (E' \cdot Z_a \cdot r_0^2 \cdot N_a / 137A) (4 \cdot \ln(183/Z^{1/3}) + 2/9). \quad (3.103)$$

Здесь обозначения такие же, как и в вышеприведенных формулах, а r_0 – классический радиус электрона.

Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E'/L_r, \text{ или } E(x) = E'(0) \exp(-x/L_r). \quad (3.104)$$

Величина L_r называется радиационной длиной. Радиационная длина – средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в e раз:

$$1/L_r = 4(\hbar/mc)^2 \cdot n \cdot Z_a \cdot (Z_a + 1) \cdot \alpha^3 \cdot \ln(183/Z_a^{1/3}). \quad (3.105)$$

Зависимость ионизационных и радиационных потерь от энергии электронов и атомного номера материала показана на рис.3.17.

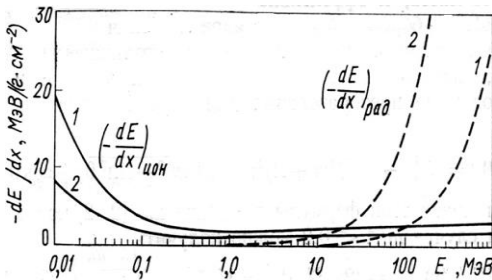


Рис.3.17. Массовые ионизационные и радиационные потери энергии электронов в воздухе (1) и свинце (2)

Учитывая слабую зависимость ионизационных потерь от энергии электронов и практически линейную зависимость потерь на радиацию от энергии электронов, была получена взаимосвязь удельных радиационных и ионизационных потерь энергии электронов, описываемая формулой Бете–Гайтлера:

$$(dE/dx)_{\text{рад}} / (dE/dx)_{\text{ион}} = Z_a \cdot E/800, \quad (3.106)$$

где E выражается в МэВ, Z_a – средний заряд ядер атомов среды.

Критическая энергия, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь,

равна, например, для железа ($Z_a=26$) – 31 МэВ, а для свинца ($Z_a = 82$) – 9,8 МэВ.

Масса электронов значительно меньше массы тяжелых заряженных частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и движутся по извилистой траектории в отличие от прямолинейной для тяжелых заряженных частиц.



Рис.3.18. Кривая поглощения электронов в среде

Характер ослабления плотности потока моноэнергетических электронов от плоского мононаправленного источника в среде демонстрирует рис. 3.18. Можно выделить два участка на представленной зависимости: практически линейный участок кривой ослабления и нелинейный

в конце пробега. Основываясь на приведенной зависимости, для электронов вводится понятие максимального R_{max} и экстраполированного $R_{экс}$ пробега в веществе. Максимальный пробег электрона определяется толщиной слоя вещества, при которой ни один электрон не выйдет за его пределы. Экстраполированный или практический пробег находится экстраполяцией линейной части кривой ослабления потока электронов в веществе к нулю. Экстраполированные пробеги электронов с энергией E (МэВ) в веществе, выраженные в ($г/см^2$), можно оценить по формулам:

$$R_{экс} = 0,526 \cdot E - 0,094 \quad \text{для } 0,5 < E \leq 3 \text{ МэВ};$$

$$R_{экс} = 0,15 \cdot E - 0,0028 \quad \text{для } 0,03 < E \leq 0,15 \text{ МэВ. (3.107)}$$

Выраженный таким образом пробег не зависит от материала поглотителя. Максимальный пробег можно принять примерно на 30 % больше экстраполированного пробега.

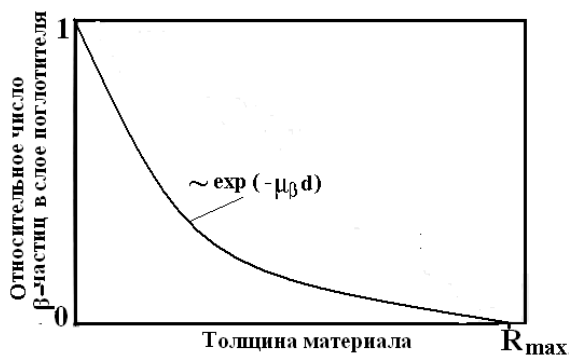


Рис.3.19. Кривая поглощения β -частиц в среде

Специфика ослабления в веществе плотности потока β -частиц (рис.3.19) в отличие от электронов обусловлена присутствием в спектре, падающего на поглотитель излучения, электронов с разными энергиями, определяемыми β -спектром излучения радио – дио нуклида. Это приводит к практически экспоненциальному ослаблению плотности потока с ростом толщины поглотителя, приближаясь к нулю при некоторой толщине среды, равной максимальному пробегу R_{\max} . Исходя из этого при толщине поглотителя меньшей максимального пробега плотность потока β -частиц на глубине d , г/см², можно рассчитать по формуле:

$$\varphi(d) = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu_{\beta} d), \quad (3.108)$$

в которой φ_0 – плотность потока частиц при нулевой толщине, а μ_{β} – массовый коэффициент поглощения β -частиц, см²/г, который приближенно можно определить, зная максимальную энергию β -спектра $E_{\beta\max}$, по формуле $\mu_{\beta} \approx 22E_{\beta\max}$.

Максимальные пробеги β -частиц можно оценить, пользуясь приближенными формулами:

$$\text{для алюминия, мм} \quad R_{\max} \approx 2,5 E_{\beta\max}; \quad (3.109)$$

$$\text{для воздуха, м} \quad R_{\max} \approx 450 E_{\beta\max}. \quad (3.110)$$

Максимальная энергия в вышеприведенных формулах подставляется в МэВ.

Контрольные вопросы к § 3.5

1. В чем специфика взаимодействия заряженных частиц с веществом?
2. Назовите основные процессы взаимодействия заряженных частиц с веществом.
3. Насколько велика анизотропия углового распределения упруго рассеиваемой заряженной частицы?
4. Как зависят ионизационные потери заряженной частицы от ее заряда и массы?
5. Как зависят ионизационные потери тяжелой заряженной частицы от свойств среды?
6. Что такое средний пробег тяжелой заряженной частицы?
7. В чем заключается разница в прохождении электронов и тяжелых частиц в веществе?
8. Как зависят радиационные потери от массы и заряда частицы?
9. Запишите соотношение между ионизационными и радиационными потерями для электронов.
10. Что такое максимальный и экстраполированный пробег электронов?
11. В чем специфика ослабления в материале плотности потока β -частиц по сравнению с электронами?
12. Как оценить максимальные пробеги β -частиц в алюминии и воздухе, если известна максимальная энергия β -спектра?

Глава 4

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЙ

Дифференциальные и интегральные характеристики полей излучений определяют поведение рассматриваемого излучения, не учитывая процессы взаимодействия его с веществом, через которое оно распространяется. Для оценки взаимодействия ионизирующей радиации с веществом, в частности, для оценки его воздействия на организм человека, вводятся дозовые характеристики полей излучений. Таким образом, дозовые характеристики учитывают процессы взаимодействия излучения с веществом и позволяют оценивать последствия этого взаимодействия.

В настоящее время используются единицы и терминология, принятые в 1980 г. Международной комиссией по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ), одобренные в 1990 г. и 2007 г. Международной комиссией по радиационной защите (МКРЗ) и закрепленные в Российской Федерации Нормами радиационной безопасности НРБ-99/2009. В дальнейшем изложении будет использоваться терминология, рекомендуемая этими документами.

Условно вводятся два класса дозовых величин:

Базисные, определяемые при отсутствии каких-либо возмущающих поле излучений эффектов. В частности, в качестве возмущающих эффектов может выступать тело человека или имитирующий его фантом. Таким образом, базисные дозовые характеристики поля полностью определяются только описанными выше (гл.2) характеристиками невозмущенного исходного поля излучений.

Фантомные величины используются для оценки дозовых характеристик, отражающих воздействие излучений на человеческий организм. По сравнению с базисными они учитывают изменения характеристик поля при введении в это поле тела человека или имитирующего его фантома. Эти изменения связаны с поглощением излучения вносимым объектом, отражением излучения от него, характером формирования дозы, оказывающей реальное воздействие на организм человека.

§ 4.1. Основные базисные дозовые характеристики полей излучений

4.1.1 Поглощенная доза

Наиболее ярким проявлением взаимодействия излучения с веществом независимо от его вида является переданная или поглощенная в веществе энергия излучения. Основной физической мерой взаимодействия излучения с веществом является средняя энергия, переданная излучением единице массы облучаемого вещества. Величиной, используемой для измерения этой энергии, является поглощенная доза D , определяемая как

$$D = \overline{dW} / dm, \quad (4.1)$$

где \overline{dW} — средняя энергия ионизирующего излучения, переданная элементарному объему dV вещества, отнесенная к массе вещества dm в этом объеме. Энергия может быть усреднена по любому определенному объему, и в этом случае средняя доза будет равна полной энергии, переданной объему, деленной на массу этого объема.

Строго говоря, записанное выше определение поглощенной дозы, данное в НРБ-99/2009, соответствует не поглощенной энергии в веществе, а именно переданной. Эти две энергии во многих случаях близки друг другу по абсолютному значению, однако принципиально различаются в силу того, что не вся переданная энергия излучения поглощается в выделенном элементарном объеме вещества. В частности, для фотонов, например, передача энергии веществу характеризуется массовым коэффициентом передачи энергии μ_{tr}^m , а поглощенная массовым коэффициентом поглощения энергии μ_{en}^m (см. разд.3.3.9.); именно последний используется при вычислении поглощенной дозы.

Единицей измерения поглощенной дозы является *грей* (Гр): Поглощенная доза в 1 Гр равна средней поглощенной энергии 1 Дж в 1 кг вещества (1 Гр = 1 Дж/кг).

Внесистемной единицей, изымаемой из обращения, но используемой в настоящее время, является рад (*radiation absorption dose*),

равная переданной энергии излучения, при которой в 1 г вещества средняя переданная энергия равна 100 эрг. Таким образом, связь между системными и внесистемными единицами: $1\text{Гр}=100\text{ рад}$.

Поскольку передача энергии происходит в результате взаимодействия любого вида излучения (фотоны, электроны, нейтроны и т. д.) с любым веществом, эта дозовая характеристика является универсальной и может использоваться для любого вида излучения, любого вещества, с которым оно взаимодействует, при любых энергиях излучения и любых абсолютных величинах переданной веществу энергии.

Во многих задачах, особенно при экспериментальных исследованиях ионизирующих излучений, в качестве вещества, в котором определяется переданная энергия, используется воздух, и тогда регистрируется **поглощенная доза в воздухе**.

Под переданной энергией понимается разность между суммарной кинетической энергией излучения, внесенной в рассматриваемый объем, и суммарной кинетической энергией излучения выходящего из него. При этом, если в объеме вещества происходили какие-либо ядерные превращения, то к указанной разности добавляется разница между всей выделенной и затраченной при этих превращениях энергии. В этой связи следует различать переданную энергию и поглощенную в веществе энергию. Последняя представляет собой полную энергию излучения, потерянную при взаимодействии без учета изменения энергий при ядерных превращениях. Как правило, в большинстве задач изменениями энергии при ядерных превращениях можно пренебречь и тогда понятия поглощенной и переданной энергии совпадают. Следует также отметить, что переданной веществу энергии присущи статистические флуктуации, т.е. она является стохастической (вероятностной) величиной, поэтому в определении поглощенной дозы используется средняя переданная энергия как среднее значение этой стохастической величины.

4.1.2. Керма

Для оценки воздействия косвенно ионизирующего излучения на облучаемый объект используется понятие «керма» (**kinetik energy releashed in material**).

Керма K – есть сумма первоначальных кинетических энергий dW_k всех заряженных ионизирующих частиц, образованных косвенно ионизирующим излучением в элементарном объеме dV вещества, отнесенная к массе вещества dm в этом объеме.

$$K = dW_k / dm . \quad (4.2)$$

Единицей измерения кермы является, как и для поглощенной дозы, *грей* (Гр). Керма в 1 Гр равна сумме начальных кинетических энергий заряженных частиц в 1 Дж, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в 1 кг вещества. Аналогично в качестве внесистемной единицы используется рад.

С одной стороны, керма, применяемая только для косвенно ионизирующего излучения, не обладает универсальностью поглощенной дозы, с другой стороны, возможность более точного определения кинетической энергии образовавшихся заряженных частиц под действием косвенно ионизирующего излучения, чем их поглощенной энергии, создает удобство использования этой дозовой характеристики для фотонов и нейтронов.

Рассмотрим связь между кермой и поглощенной дозой фотонов и нейтронов.

Для фотонного излучения кинетическая энергия образующихся в веществе электронов, определяющая керму, частично поглощается и входит, таким образом, в поглощенную дозу, а частично в виде тормозного излучения покидает элемент объема dV . В итоге для фотонов $K > D$.

При известном флюенсе фотонов с энергией E , МэВ $-\Phi(E), \text{м}^{-2}$ в некоторой точке пространства разница между кермой и поглощенной дозой в Гр равна

$$K - D = (\mu_{tr} - \mu_{en}) \cdot \Phi(E) \cdot E \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} ,$$

где μ_{tr} , μ_{en} – массовые коэффициенты передачи и поглощения энергии фотонов, $\text{м}^2/\text{кг}$.

Для фотонов с энергиями ниже 3 МэВ доля энергии электронов, переходящая в тормозное излучение $(\mu_{tr} - \mu_{en}) / \mu_{tr}$, в легких материалах (ткань, воздух) не превышает 1 %, следовательно, поглощенную дозу и керму фотонов в этих материалах можно считать рав-

ными. Для тяжелых сред и высокоэнергетического излучения разница между кермой и поглощенной дозой возрастает и может достигать 5-10%.

Для нейтронов поглощенную дозу можно представить в виде двух компонентов: доза, создаваемая кинетической энергией вторичных заряженных частиц, которую можно в условиях лучевого равновесия принять равной керме, и доза вторичного фотонного излучения, образующегося в результате захвата нейтронов материалом, которая в керму не входит. Таким образом, для нейтронов всегда $D > K$. Так, например, для ткани в области энергий быстрых нейтронов, где процесс радиационного захвата нейтронов пренебрежимо мал, поглощенная доза и керма практически совпадают, однако в области промежуточных и тепловых энергий нейтронов вклад в поглощенную дозу вторичного фотонного излучения столь существенен, что эти величины различаются в разы. Это наглядно демонстрируют данные, приведенные на рис.4.1.

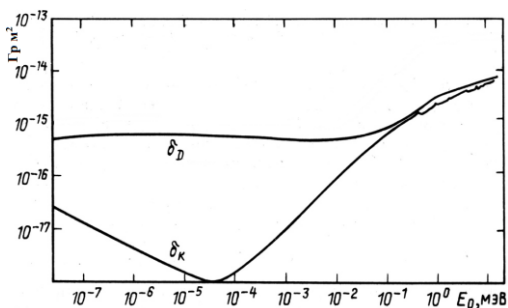


Рис.4.1. Зависимость от энергии нейтронов максимальной поглощенной дозы в ткани δ_D и тканевой кермы δ_K , рассчитанных на единственный флюенс

4.1.3. Эквивалентная доза

Для оценки воздействия излучений на биологическую ткань или орган, а именно это важно для оценки радиационных эффектов в биологических объектах и человеке, используется эквивалентная доза. Она равна для излучения типа R :

$$H_{T,R} = D_{T,R} \cdot w_R, \quad (4.3)$$

где $D_{T,R}$ – поглощенная доза в ткани или органе, создаваемая излучением типа R , которая в соответствии с НРБ-99/2009 определяется

как усредненная по ткани или органу поглощенная в них доза, а w_R – радиационный взвешивающий коэффициент.

Таким образом, при определении эквивалентной дозы в качестве вещества, с которым взаимодействует излучение, принята биологическая ткань или материал органа, и в отличие от «физической поглощенной дозы в ткани» проводится усреднение поглощенной энергии по всему объему органа или ткани, т.е. предполагается равномерное распределение поглощенной энергии по всему объему органа или ткани. Следовательно, поглощенная доза в ткани или органе определяется по формуле:

$$D_T = W_T / m_T , \quad (4.4)$$

где W_T – поглощенная энергия в органе или ткани T , m_T – масса органа или ткани T .

Установлено, что при одной и той же поглощенной дозе в ткани или органе, создаваемой различными видами излучений и частицами разных энергий одного и того же вида излучения, наблюдаемые биологические последствия будут различаться. Для однозначной интерпретации относительной эффективности различных видов излучения в индуцировании биологических эффектов используют **взвешивающие радиационные коэффициенты w_R** , величины которых рекомендуются МКРЗ (Публикация 60 МКРЗ, 1990) и НРБ-99/2009 для различных типов и энергий радиации R , падающей на тело или испускаемой при ядерных превращениях нуклидов внутри тела. Эти коэффициенты приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1
Радиационные взвешивающие коэффициенты w_R

Вид излучения R	Диапазон энергий	w_R
Фотоны, электроны, мюоны	Все энергии	1
Нейтроны	< 10 кэВ, > 20 МэВ	5
	10...100 кэВ, 2...20 МэВ	10
	0,1...2 МэВ	20
Протоны	> 2 МэВ, кроме протонов отдачи	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	Все энергии	20

Эквивалентная доза в смешанных полях ионизирующего излучения различных видов и энергий, характеризуемых параметром R , может быть представлена в виде суперпозиции эквивалентных доз, создаваемых отдельными видами излучений:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} . \quad (4.5)$$

Рассмотрим биофизическое оправдание введенного радиационного коэффициента w_R . Обнаруженная на начальном этапе работ с ионизирующими излучениями зависимость биологических последствий действия разных видов и энергий радиации на биологические объекты при одинаковой поглощенной дозе стала учитываться введением **относительной биологической эффективности (ОБЭ) излучения**, т.е. все виды излучений по биологическому проявлению сравнивались с действием фотонного излучения. Под ОБЭ из радиобиологических экспериментов понималось отношение поглощенной дозы образцового рентгеновского излучения с граничной энергией 180 кэВ, вызывающей определенный биологический эффект, к поглощенной дозе рассматриваемого вида излучения, приводящей к тому же биологическому эффекту.

Попытка физически объяснить зависимость радиационных последствий воздействия разных видов радиации на биологические объекты при хроническом облучении в малых дозах привела к обнаружению зависимости ОБЭ от полной линейной передачи энергии (ЛПЭ) излучения ткани. Это позволило, определяя ЛПЭ для любого вида излучения, ввести коэффициент, учитывающий радиационные биологические последствия воздействия этого вида излучения, в том числе и при работе в полях смешанного излучения. Этот коэффициент получил название **коэффициента качества излучения (КК)** и представлял собой регламентированное значение ОБЭ при хроническом облучении в малых дозах (на уровне предельно допустимых).

В табл.4.2. представлена зависимость коэффициента качества излучения КК от ЛПЭ мягкой биологической ткани стандартного состава.

Видно, что для длиннопробежных частиц (фотоны, электроны, позитроны и β -частицы) коэффициент качества равен единице, для короткопробежных он возрастает до 20.

Таблица 4.2

Зависимость коэффициента качества КК от ЛПЭ, Зв/Гр

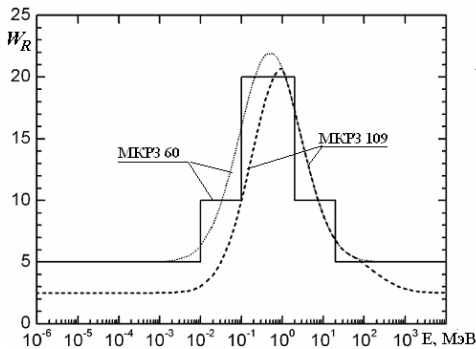
ЛПЭ, эВ/мкм	0,4	3	10	20	47	155	430	870	>4300
КК	1	1,5	3	5	10	20	10	5	1

В табл.4.1 приведены в виде взвешивающих радиационных коэффициентов w_R регламентированные значения ОБЭ и КК.

Единицей измерения эквивалентной дозы является *зиверт* (Зв): $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр} \cdot w_R$. Внесистемная единица эквивалентной дозы *бэр* (биологический эквивалент рада) $1 \text{ бэр} = 1 \text{ рад} \cdot w_R$. Очевидно соотношение $13\text{в} = 100 \text{ бэр}$.

Постоянное пополнение информации по биологическим аспектам воздействия разных видов и энергий излучений приводит к пересмотру регламентированных значений взвешивающих радиационных коэффициентов w_R . В частности, анализ имеющихся данных по относительной биологической эффективности различных видов излучения, а также ряд биофизических аспектов привели к изменениям значений взвешивающих коэффициентов для протонного и нейтронного излучения, причем эти величины согласно Публикации 109 МКРЗ, 2007 г. для нейтронов теперь должны задаваться в виде непрерывной функции энергии нейтронов.

На рис. 4.2 сравниваются радиационные взвешивающие коэф-



фициенты w_R для нейтронов, принятые в 1990 г. с рекомендуемыми в настоящее время.

Рис.4.2. Зависимость w_R от энергии нейтронов по данным 1990 г. (Публикация 60 МКРЗ) и рекомендуемая с 2007 г. (Публикация 109 МКРЗ)

4.1.4. Эффективная доза

В случае неравномерного облучения различных органов и тканей организма человека, что реально имеет место всегда при внут-

реннем облучении организма, для оценки риска неблагоприятных последствий воздействия радиации на организм человека в целом вводится понятие эффективной дозы. Эта доза используется как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учетом их радиочувствительности и важности с точки зрения функционирования организма в целом.

Эффективная доза E — сумма взвешенных эквивалентных доз во всех органах и тканях организма:

$$E = \sum_T H_T w_T = \sum_T w_T \sum_R w_R \cdot D_{T,R}, \quad (4.6)$$

где w_T — **тканевый взвешивающий коэффициент**. Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов при расчете эффективной дозы (w_T) — множители эквивалентной дозы в органах и тканях, используемые в радиационной защите для учета различной чувствительности разных органов и тканей в возникновении стохастических эффектов радиации. В табл. 4.3 приведены рекомендуемые величины тканевых взвешивающих коэффициентов для различных органов организма человека.

Понятие эффективной дозы связано с понятием риска, под которым понимается вероятность проявления неблагоприятных последствий (смерть, сокращение продолжительности жизни, потеря трудоспособности и т.д.), как результат воздействия радиации на отдельный орган или организм человека в целом. Тогда тканевый взвешивающий коэффициент w_T может быть определен как отношение риска неблагоприятных последствий в результате облучения органа T к риску этих последствий при равномерном облучении всего тела той же дозой.

Эффективная доза является мерой вероятности возникновения вредных последствий для здоровья человека при любом облучении: и однородном, и неоднородном как за счет внешних, так и внутренних источников.

Тканевый взвешивающий коэффициент в какой-то мере учитывает разную биологическую чувствительность данного органа к излучению и разную степень важности каждого органа в функционировании организма как целого.

Таблица 4.3

Тканевые взвешивающие коэффициенты w_T , рекомендованные
НРБ-99/2009

Орган	w_T	Орган	w_T
Гонады	0,2	Печень	0,05
Толстый кишечник	0,12	Пищевод	0,05
Красный костный мозг	0,12	Щитовидная железа	0,05
Легкие	0,12	Костная поверхность	0,01
Желудок	0,12	Кожа	0,01
Мочевой пузырь	0,05	Клетки кожных поверхностей	0,01
Грудная железа	0,05	Остальное*	0,05

*Остальное" включает надпочечники, головной мозг, экстраторакальный отдел органов дыхания, тонкий кишечник, почки, мышечную ткань, поджелудочную железу, селезенку, вилочковую железу и матку. В тех исключительных случаях, когда один из перечисленных органов или тканей получает эквивалентную дозу, превышающую самую большую дозу, полученную любым из двенадцати органов или тканей, для которых определены взвешивающие коэффициенты, следует приписать этому органу или ткани взвешивающий коэффициент, равный 0,025, а оставшимся органам или тканям из рубрики "Остальное" приписать суммарный коэффициент, равный 0,025.

Наибольшие значения w_T устанавливаются для жизненно важных органов человека, ответственных за соматические и генетические поражения.

В настоящее время признано, что коэффициенты w_T зависят от пола и возраста человека, поэтому должны быть получены отдельно для разных возрастных групп мужчин и женщин на основе дополнительных данных по рискам с возможным в последующем усреднении.

Если эквивалентная доза в органе или ткани H_T одинакова для всех органов и тканей человека, что часто можно принять, например, при внешнем облучении фотонами, то в выражении (4.6) H_T не зависит от T и может быть вынесена из-под суммы по T , тогда $H_T = E$, и очевидно, что $\sum_T w_T = 1$.

Единицы измерения эффективной дозы совпадают с единицами измерения эквивалентной дозы: *зиверт* (Зв) и *бэр*.

Наряду с понятиями дозы вводится понятие «мощность дозы». **Мощность любой дозы** есть отношение приращения дозы dD за интервал времени dt к этому интервалу

$$\dot{D} = dD / dt . \quad (4.7)$$

4.1.5. Ожидаемая эффективная (эквивалентная) доза

При выбросе радионуклида в окружающую среду и его попадании внутрь организма радиационное воздействие продолжается длительное время, определяемое периодом полураспада радионуклида и биологическими процессами выведения радионуклида из организма. Для оценки радиационных последствий, связанных с однократным поступлением отдельного радионуклида в организм человека, используется понятие ожидаемой дозы.

Ожидаемая эффективная доза $E(\tau)$ за время τ определяется в виде:

$$E(\tau) = \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \dot{E}(t) dt , \quad (4.8)$$

где $\dot{E}(t)$ – мощность эффективной дозы в момент времени t , зависящая от радионуклида, его формы, способа поступления в организм, биокинетики в организме; t_0 — момент поступления радионуклида в организм. Когда время τ не определено, оно принимается исходя из стажа профессиональной деятельности в 50 лет для персонала и средней продолжительности жизни 70 лет для населения.

Ожидаемая эквивалентная доза для органа или ткани определяется такой же формулой, но под знаком интеграла ставится мощность эквивалентной дозы.

4.1.6. Доза эффективная (эквивалентная) годовая

При нормировании дозовых пределов НРБ-99/2009 устанавливает предельно допустимые годовые дозы облучения. Поэтому в случае воздействия на организм человека или его отдельный орган внешнего и внутреннего облучения вводится годовая эффективная

(эквивалентная) доза в виде суммы эффективной (эквивалентной) дозы внешнего облучения, полученной за календарный год, и ожидаемой эффективной (эквивалентной) дозы внутреннего облучения за этот же год, обусловленной поступлением в организм радионуклидов. Единица годовой эффективной дозы – *зиверт /год*.

4.1.7. Коллективная эффективная доза

Для оценки ожидаемых стохастических эффектов радиационного воздействия какого-либо источника излучения на человеческую популяцию (население) или определенную группу людей (например, персонал радиационного объекта, население отдельного региона или страны, дети в определенном регионе) вводится понятие коллективной эффективной дозы. При таком подходе радиационные последствия усредняются по выбранной группе лиц при существенной разнице индивидуальных дозовых нагрузок.

Коллективная эффективная доза S – сумма средних эффективных доз в облученных группах индивидуумов, умноженных на число лиц в каждой группе:

$$S = \int_0^{E_{\max}} N(E)E dE = \sum_i E_i N_i, \quad (4.9)$$

где N_i — число лиц в популяционной подгруппе i , получивших среднюю эффективную дозу E_i ; $N(E)$ – число лиц, получивших эффективную дозу в диапазоне от E до $E+dE$.

Популяция и период времени, в который определяется доза, должны быть определены, так как при больших временах меняются условия окружающей среды, т. е. меняется средняя эффективная доза, одновременно происходят изменения и в популяции, т. е. меняется величина N_i .

Единицей измерения коллективной эффективной дозы является *человеко-зиверт* (чел.-Зв) или *человеко-бэр* (чел.-бэр).

Делением коллективной дозы на размер популяции N можно определить среднее значение индивидуальной эффективной дозы. Следует отметить, что это не доза, получаемая реальным индивидуумом, а усредненный показатель воздействия источника излучения на популяцию.

При расчетах коллективных доз учитывается разница в метаболизме радионуклидов в организме для разных возрастных групп населения. В связи с этим выделяются различные возрастные группы популяции с соответствующими вкладами в популяцию. Так, например, в НРБ-99/2009 определены следующие возрастные группы: 1 — <1 года; 2 — 1-2 года; 3 — 2-7 лет; 4 — 7-12 лет; 5 — 12-17 лет; 6 — >17 лет.

В соответствии с этим распределением для каждой возрастной группы используются и разные значения поступлений радионуклидов в организм человека и разные коэффициенты перехода от поступившей в организм активности радионуклида к формируемой им эффективной дозе излучений.

При установлении предельно допустимых характеристик содержания радионуклидов в элементах окружающей среды (воздух, вода, пища) и их поступления внутрь организма, учитывая возрастные параметры разных групп населения, выделяется **критическая группа** населения – это группа лиц из населения (не менее 10 чел.), однородная по одному или нескольким признакам – полу, возрасту, социальным или профессиональным условиям, месту проживания, рациону питания, которая подвергается наибольшему радиационному воздействию по данному пути облучения от данного источника излучения. Нормирование по этой группе населения обеспечивает радиационную безопасность для всей популяции.

Чтобы оценить пространственное влияние излучения источника, в качестве территориальных групп населения при определении коллективной дозы выбирают население, проживающее на территории в пределах расстояния x от данного источника. Интегрирование величин доз, получаемых жителями, с учетом плотности проживающего населения по площади, ограниченной радиусом 10-50 км от источника выброса, дает значение **локальной коллективной дозы**, интегрирование по площади, ограниченной радиусом 1000...2000 км дает **региональную коллективную дозу**, а при $x = \infty$ — **глобальную коллективную дозу**.

Рис.4.3 демонстрирует выше описанную взаимосвязь дозовых характеристик полей излучений, используемых в радиационной физике и радиационной безопасности.

Использование концепции ожидаемой коллективной дозы для оценки облучения населения позволяет определить эту величину, нормированную на единицу действующего фактора источника

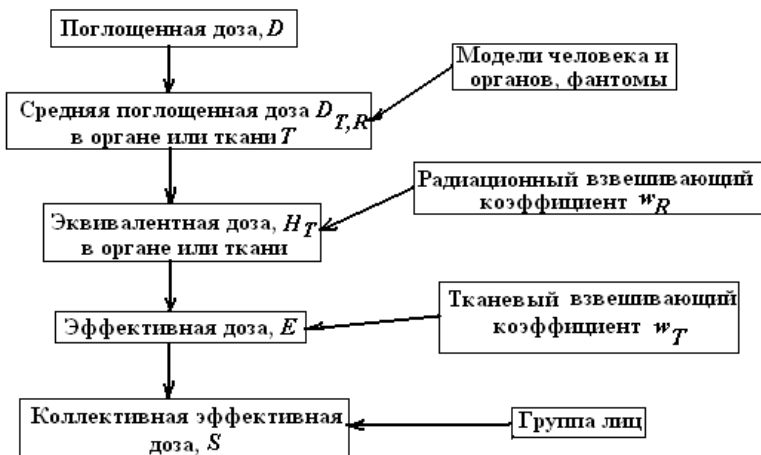


Рис.4.3. Система дозовых величин, используемых в радиационной защите

(например, на 1 Бк выброса во внешнюю среду, на 1 ГВт в год вырабатываемой АЭС электроэнергии и т. д.) — т. е. **нормированную ожидаемую коллективную дозу**.

Она позволяет оценить степень облучения населения в перспективе при дальнейшем увеличении мощности выбросов или мощности энергетики с использованием АЭС. Аналогичные нормированные величины можно ввести и для других дозовых характеристик.

4.1.8. Предотвращаемая эффективная доза

При ликвидации последствий радиационных аварий при разработке решений о необходимых мерах по снижению дозовых нагрузок оценивается прогнозируемая эффективная доза вследствие радиационной аварии, которая может быть предотвращена защитными мероприятиями.

Контрольные вопросы к § 4.1

1. Что учитывают дозовые характеристики полей излучений?
2. В чем разница между базисными и фантомными дозовыми характеристиками?

3. Что такое поглощенная доза излучения?
4. Для каких видов излучений, материалов, энергий частиц или квантов справедливо понятие поглощенной дозы?
5. В каких единицах измеряется поглощенная доза?
6. Что такое керма излучений и чем она отличается от поглощенной дозы?
7. Что больше при одинаковых условиях облучения нейтронами керма или поглощенная доза?
8. Чем отличается эквивалентная доза от поглощенной дозы?
9. Что такое относительная биологическая эффективность и коэффициент качества излучения? В чем разница между ними?
10. В каких единицах измеряется эквивалентная доза?
11. Какой вид излучения при одинаковой поглощенной дозе в ткани оказывает большее биологическое воздействие – нейтронное или фотонное?
12. Что характеризует эффективная доза?
13. Что положено в основу определения эффективной дозы?
14. Чем отличается эффективная годовая доза от просто эффективной дозы?
15. Показателем каких последствий является коллективная эффективная доза?

§ 4.2. Фантомные дозовые характеристики полей излучений

Введение фантомных дозовых характеристик полей излучений продиктовано попытками более точно отразить реальную картину формирования дозы при внешнем облучении организма человека. Рассмотрим формирование поглощенной дозы в плоском слое биологической ткани при нормальном падении на нее косвенно ионизирующего излучения (рис.4.4).

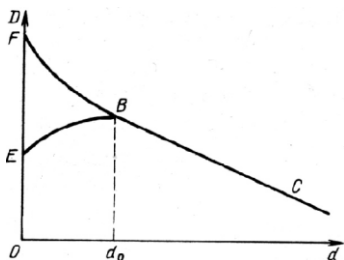


Рис.4.4. К формированию поглощенной дозы в ткани

На границе ткани с вакуумом (точка E) поглощенная доза формируется только вторичными заряженными частицами, образующимися в

ткани и проходящими на границу из заднего полупространства. С

удалением от поверхности к ним добавляются частицы, приходящие из слоя между точкой детектирования и поверхностью ткани, что ведет к росту поглощенной дозы, но одновременно происходит процесс ослабления плотности потока косвенно ионизирующего излучения с ростом толщины слоя ткани. В итоге, конкуренция этих двух процессов приводит к появлению максимума поглощенной дозы на некоторой глубине ткани (*точка В*), который, например, для нейтронов с энергиями 5-20 кэВ находится на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности, а для фотонного излучения в пределах примерно 2 см от нее. Для непосредственно ионизирующего излучения максимальное значение поглощенной дозы в ткани находится на ее поверхности (*точка F*).

Отмеченные эффекты никак не отражаются в базисных дозовых характеристиках. С другой стороны, их необходимо учитывать, поскольку степень воздействия излучений на биологическую ткань или организм человека характеризуется максимальной поглощенной дозой, именно по ней устанавливаются предельно допустимые дозы облучения. Такой учет пытаются провести введением фантомных дозовых характеристик. К таким фантомным дозовым характеристикам можно отнести показатель эквивалентной дозы и AMBIENTную эквивалентную дозу.

4.2.1. Показатель эквивалентной дозы

Показатель эквивалентной дозы – есть максимальное значение эквивалентной дозы в сфере из тканеэквивалентного материала плотностью 1 г/см^3 диаметром 30 см с центром в данной точке.

4.2.2. Ambientная эквивалентная доза

Ambientная эквивалентная доза – есть эквивалентная доза на глубине $d=10$ мм от поверхности шара из тканеэквивалентного материала плотностью 1 г/см^3 диаметром 30 см. При этом при отклонении радиуса точки детектирования от направления распространения на некоторый угол α предложена поправка на угловую зависимость.

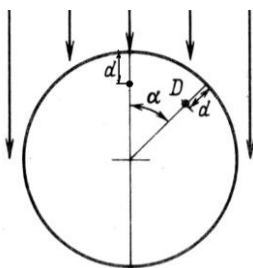


Рис.4.5. К определению амбиентной эквивалентной дозы

Контрольные вопросы к § 4.2

1. Как формируется глубинное распределение дозы в организме человека?
2. Чем отличается амбиентная эквивалентная доза от эквивалентной дозы?
3. В чем разница между показателем эквивалентной дозы и амбиентной дозой?

§ 4.3. Связь между дифференциальными и дозовыми характеристиками полей излучений при внешнем облучении

Дозовые характеристики полей излучений определяются дифференциальными характеристиками поля излучений и характером взаимодействия данного вида излучения с веществом, в котором определяется дозовая характеристика. Многие современные вычислительные программные комплексы, созданные для расчетов переноса излучений в различных средах, рассчитывают характеристики полей излучений, поэтому возникают задачи по этим расчетным результатам определить дозовые характеристики поля, с другой стороны, при нормировании устанавливаются значения пределов доз и тогда возникает задача расчетов предельно допустимых потоков внешнего облучения. Таким образом, учитывая зависимость выделения энергии в веществе от вида и энергии излучения, рассмотрим связь между энергетическим распределением плотности потока излучения данного вида и дозовыми характеристиками создаваемого им поля излучения.

4.3.1. Фотонное излучение

В условиях электронного равновесия мощность поглощенной дозы в i -м материале \dot{D}_i , Гр/с, создаваемую моноэнергетическими фотонами с энергией E_γ , МэВ в точке \vec{r} , где их плотность потока равна $\phi(\vec{r})$, $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$, можно рассчитать по формуле:

$$\dot{D}_i = \phi(\vec{r}) \cdot E_\gamma \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot \mu_{en,i}^m(E_\gamma), \quad (4.10)$$

в которой $\mu_{en,i}^m(E_\gamma)$ – массовый коэффициент поглощения энергии для рассматриваемого вещества, $\text{м}^2/\text{кг}$, а $1,6 \cdot 10^{-13}$ Дж/МэВ – коэффициент перехода от Дж к МэВ.

В практике радиационной безопасности и защиты от излучений, как правило, исходными величинами, характеризующими поле излучения, являются измеренные или вычисленные мощности поглощенной дозы в воздухе в отсутствии облучаемого лица. В этом

случае мощность поглощенной дозы в воздухе $\dot{D}_в$ определяется по формуле (4.10) с введением в качестве $\mu_{en,i}^m(E_\gamma)$ массового коэффициента поглощения энергии в воздухе $\mu_{en,в}^m(E_\gamma)$.

Для определения мощности эквивалентной дозы в органе или ткани необходимо оценить мощность поглощенной дозы в органе или биологической ткани. Для получения мощности поглощенной дозы в ткани мощность поглощенной дозы в воздухе умножается на отношение массовых коэффициентов поглощения энергии для ткани и воздуха $\mu_{en,тк}^m(E_\gamma) / \mu_{en,в}^m(E_\gamma)$, равное для фотонов в диапазоне энергий от 0,1 до примерно 4 МэВ независимо от энергии фотонов E_γ с погрешностью $\pm 1\%$ – 1,1. Таким образом, поглощенная доза в органе или ткани $D_T = 1,1 \cdot D_в$. Следует отметить особенность определения эквивалентной дозы, обусловленную тем, что она определяется средней поглощенной энергией во всем органе или ткани. Это требует знания глубинного распределения плотности потока фотонов в ткани и нахождения его среднего значения для данного органа или ткани. Часто этим эффектом для отдельного органа или ткани пренебрегают и тогда, принимая взвешивающий радиационный фактор для фотонов $w_R = 1$, получаем

$H_T=1,1D_b$. Такое пренебрежение неправомерно, когда оценивается поглощенная доза в органе или ткани организма человека. Наличие объекта может увеличить дозу за счет обратного рассеяния, но одновременно и уменьшить за счет поглощения в объекте. При оценке доз в органах человека поглощенную дозу в ткани следует умножить на коэффициент глубины залегания (d) органа T , коэффициент обратного рассеяния (b) и коэффициент экранировки, обратно пропорциональный коэффициенту изотропности k (отношение доз мононаправленного и изотропного излучений, создающих на определенной глубине одну и ту же поглощенную дозу в воздухе).

Таким образом,

$$D_T=b \cdot d \cdot k^{-1} D_b, \quad (4.11)$$

где произведение b , d и k можно рассматривать как геометрический фактор g .

При расчете доз в органах человека НКДАР (Научный комитет по действию атомной радиации при ООН) считает, что для внешнего облучения фотонным излучением естественных радионуклидов на поверхности Земли вне помещений $g = 0,745$; для внешнего облучения внутри помещений $g = 0,627$. Используя эти коэффициенты, эквивалентную дозу можно записать в виде:

$$H_T = 1,1 \cdot g \cdot D_b = k_{DH} \cdot D_b, \quad (4.12)$$

где коэффициент k_{DH} равен 0,82 и 0,69 при облучении на поверхности Земли и в помещении соответственно.

Еще большие трудности возникают при определении эффективной дозы, так как, строго говоря, коэффициенты b , d и k должны зависеть от органа, так как каждый орган имеет различное расположение относительно поверхности, на которую падает внешнее излучение.

Для естественных радионуклидных источников фотонов на основе анализа методом Монте-Карло формирования дозовых нагрузок в теле человека с учетом разной чувствительности органов к облучению была показана возможность прямого перехода от поглощенной дозы в воздухе к эффективной дозе, используя коэффициент пе-

рехода k_{DE} . Этот переходной коэффициент оказался независимым от местоположения облучаемого человека (вне или внутри помещений) и равным в зависимости от возраста облучаемого 0,7; 0,8; и 0,9 для взрослых, детей и новорожденных соответственно.

Таким образом:

$$E = k_{DE} \cdot D_b = k_{DE} \cdot \varphi(\vec{r}) \cdot E_\gamma \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \mu_{en,i}^m(E_\gamma). \quad (4.13)$$

Из приведенных рассуждений следует, что погрешности перехода от поглощенной дозы в воздухе к эффективной дозе при внешнем фотонном облучении лежат в пределах от 0,7 до 1,1 в зависимости от используемой формулы.

4.3.2. Заряженные частицы

Передача энергии веществу для заряженных частиц определяется полными энергетическими потерями, включающими ионизационные, радиационные и другие, суммируемыми в виде $|(-dE/dx)|_{\text{полн}}$ МэВ м²/кг. Связь между мощностью поглощенной дозы в i -м веществе и плотностью потока $\varphi(E)$, м⁻² · с⁻¹ моноэнергетических с энергией E , МэВ заряженных частиц (электронов, позитронов, протонов, α -частиц, мезонов, тяжелых и средних ионов) описывается формулой:

$$\dot{D}_i = \varphi(E) \cdot |(-dE/dx)|_{\text{полн}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}, \text{ Гр/с}, \quad (4.14)$$

В случае β -излучения, имеющего непрерывный по энергии спектр электронов, можно использовать формулу (4.14) с усредненными по спектру значениями $|(-dE/dx)|_{\text{полн}}$.

При расчете эквивалентной дозы в органе или ткани для заряженных частиц не применяются переходные коэффициенты от поглощенной дозы в воздухе к поглощенной дозе в ткани, а непосредственно по формуле (4.14) рассчитывается поглощенная доза в ткани, используя значения $|(-dE/dx)|_{\text{тк}}$ для ткани. Учитывая небольшие пробеги тяжелых заряженных частиц, их поглощение при внешнем облучении ограничивается поверхностным слоем кожи, поэтому создаваемой ими дозой с точки зрения радиационных по-

следствий для человека можно пренебречь при наличии индивидуальных средств защиты. Для электронов и β -излучения, принимая взвешивающий радиационный коэффициент w_R равным 1, мощность эквивалентной дозы в органе или ткани рассчитывается по формуле:

$$\dot{H}_i = \varphi(E) \cdot (-dE/dx)_{\text{TK}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot w_R, \text{ Зв/с} . \quad (4.15)$$

В формуле не учитывается ослабление плотности потока частиц с глубиной ткани. Для учета этого эффекта определены эквивалентные дозы, создаваемые радиоактивными β -излучающими нуклидами при поверхностном загрязнении кожи человека, при разных максимальных энергиях спектра β -частиц на разной толщине кожи.

При переходе к эффективной дозе электронов и β -излучения при внешнем облучении необходимо отметить, что наибольшие значения эквивалентной дозы создаются в базальном слое эпидермиса кожи, залегающем на глубине около 70 мкм. Это требует введения поправки на поглощение в этом слое и учета тканевого взвешивающего коэффициента, равного для кожи $w_T=0,01$.

4.3.3. Нейтроны

Специфика нейтронного излучения состоит в зависимости процессов передачи энергии веществу от их энергии, поэтому переход от плотности потока нейтронов к формируемой ими мощности дозы будет различаться для нейтронов разных энергий. Рассмотрим эту специфику на качественном уровне на примере двух групп нейтронов: быстрые и тепловые.

Дозы быстрых нейтронов. Как следует из гл.3 в области энергий нейтронов от 0,3 до 20 МэВ основными процессами взаимодействия нейтронов с ядрами вещества являются упругие и неупругие столкновения, в результате которых образуются ядра отдачи, кинетическая энергия которых и передается веществу, формируя поглощенную дозу, и вторичное фотонное излучение неупругого рассеяния. Кинетическую энергию ядер отдачи относительно легко рассчитать и измерить. Это явилось основанием определять не поглощенную дозу нейтронов, а керму, и в последующем переходить непосредственно от кермы к эффективной дозе.

В первом приближении мощность кермы быстрых нейтронов в i -м веществе \dot{K}_i можно записать следующим образом:

$$\dot{K}_i = \sum_m \varphi_{\text{бн}}(E) \cdot \sigma_m \cdot n_m \cdot E \cdot f_m \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}, \text{ Гр/с}, \quad (4.16)$$

где $\varphi_{\text{бн}}(E)$ – плотность потока быстрых нейтронов, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, с энергией E , МэВ, σ_m – микроскопическое поперечное сечение упругого и неупругого рассеяния нейтрона на ядре m ; n_m – число ядер m -го сорта в 1 кг i -го вещества, ядер/кг, f_m – доля энергии нейтрона, переданная m -у ядру отдачи при столкновении.

Неоднозначным представляется переход от кермы к поглощенной дозе, так как возникают трудности в определении доли энергии фотонов, испускаемых при неупругом рассеянии, которая поглощается в веществе и доли энергии фотонов, которые могут возникнуть в реакциях на ядрах вещества и т.д.

Задача определения мощности кермы в ткани облегчается тем, что в состав ткани входят только легкие элементы (табл.4.4)

Таблица 4.4

Массовая доля элементов, входящих в состав мягкой ткани плотностью 1 г/см³, принятый МКРЗ.

Элемент	H	C	N	O
Доля	10,1	11,1	2,6	76,2

В этом случае единственными процессами взаимодействия быстрых нейтронов с тканью будут упругие столкновения с указанными в табл. 4.4. ядрами (вклад упругих процессов в полное сечение взаимодействия превышает 90 %), и тогда формула (4.16) для ткани приобретает вид:

$$\dot{K}_{\text{тк}} = \sum_{m=1}^4 \varphi_{\text{бн}}(E) \cdot \sigma_{el,m} \cdot n_m \cdot E \cdot f_m \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}, \text{ Гр/с}, \quad (4.17)$$

где $\sigma_{el,m}$ – микроскопическое поперечное сечение упругого рассеяния нейтрона на ядре m ткани, а средние доли f_m принимаются рав-

ными: 0,5; 0,11; 0,142; 0,124 для Н, О, С и N соответственно.

Мощность эквивалентной дозы быстрых нейтронов, обусловленная ядрами отдачи при упругих столкновениях моноэнергетических нейтронов с энергией E на ядрах, входящих в состав ткани или органа, может быть вычислена по формуле:

$$\dot{H}_{\text{тк}} = \sum_{m=1}^4 \varphi_{\text{бн}}(E) \cdot \sigma_{elm} \cdot n_m \cdot E \cdot f_m \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} w_{Rm}, \text{ Зв/с.} \quad (4.18)$$

При этом следует отметить, что радиационный взвешивающий коэффициент w_{Rm} для ядер отдачи значительно выше, чем для других видов излучений, поэтому эквивалентная доза будет в еще большей степени определяться ими. Приведенные на рис.4.1. сравнения поглощенной дозы и кермы в ткани подтверждают это обстоятельство.

Расчет мощности эффективной дозы быстрых нейтронов наталкивается на те же трудности, что и для других видов излучений. Они связаны с правильным учетом эффекта поглощения нейтронов на пути от поверхности тела к заданному органу, эффектами отражения от организма, замедлением нейтронов и т.д. Указанные эффекты в какой-то мере учитываются при измерениях амбиентной дозы.

В первом приближении при равномерном облучении считается, что эффективная доза равна эквивалентной.

Дозы тепловых нейтронов. В области энергий тепловых нейтронов важное значение приобретает процесс захвата нейтронов ядрами вещества, заканчивающийся ядерной реакцией или испусканием захватного фотонного излучения. Эти вторичные процессы и формируют поглощенную дозу. Учитывая материальный состав ткани или органа человека, можно выделить два основных процесса формирования эквивалентной дозы, создаваемой тепловыми нейтронами: ионизационные потери энергии протонов, образующихся при захвате тепловых нейтронов ядрами азота ткани по реакции $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$, и ионизационные и радиационные потери электронов, образуемых фотонами, возникающими при захвате тепловых нейтронов водородом ткани по реакции $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$.

В результате первой реакции образуются протоны с энергией $E_p = 0,6$ МэВ, которые практически в точке своего образования те-

ряют свою энергию. В итоге мощность эквивалентной дозы, связанная с этой реакцией равна:

$$\dot{H}_p = \varphi_{\text{тн}} \cdot \sigma_{\text{N}}(n,p) \cdot n_{\text{N}} \cdot E_p \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot w_p, \text{Зв/с.} \quad (4.19)$$

В этой формуле: $\varphi_{\text{тн}}$ – плотность потока тепловых нейтронов, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $\sigma_{\text{N}}(n,p)$ – микроскопическое поперечное сечение (n,p) реакции на азоте ткани, равное $1,75 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$; n_{N} – число ядер азота в 1 кг ткани, которое при содержании азота 2,6 % составляет $1,1 \cdot 10^{24}$ ядер/кг; w_p – взвешивающий радиационный коэффициент для протонов, принимаемый 5 Зв/Гр. В итоге:

$$\dot{H}_p = 9,2 \cdot 10^{-13} \varphi_{\text{тн}}. \quad (4.20)$$

Оценку второй составляющей эквивалентной дозы тепловых нейтронов, обусловленную захватным фотонным излучением, возникающим на водороде ткани, проведем в плоской геометрии в предположении нормального падения тепловых нейтронов на поверхность ткани в плоскости (x,y) с плотностью потока $\varphi_{\text{тн}}$. (рис.4.6).

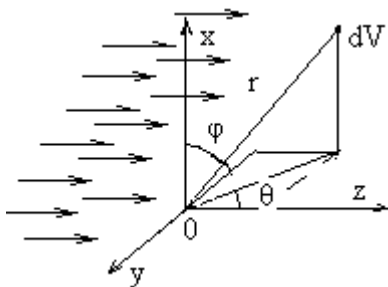


Рис.4.6. К расчету дозы вторичных фотонов, создаваемых тепловыми нейтронами в ткани

Плотность потока тепловых нейтронов на глубине ткани z в диффузионном приближении равна $\varphi_{\text{тн}} \exp(-z/L)$, где L – длина диффузии тепловых нейтронов для ткани ($L=2,8 \text{ см}$), а число фотонов захватного излучения с энергией $E_\gamma=2,23 \text{ МэВ}$, образованных в элементе объема dV , расположенном в произвольной точке (x,y,z) определяется формулой:

$$\varphi_{\text{тн}} \cdot \exp(-z/L) \cdot n_{\text{H}} \cdot \sigma_{\text{H}}(n, \gamma) dV,$$

в которой n_{H} – число ядер водорода в 1 см^3 ткани ($n_{\text{H}}=6,15 \cdot 10^{24}$ ядер/ см^3), $\sigma_{\text{H}}(n, \gamma)$ – микроскопическое поперечное сечение радиа-

ционного захвата тепловых нейтронов на водороде ($\sigma_H(n, \gamma) = 0,33 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$).

Определим мощность эквивалентной дозы нерассеянного фотонного излучения в точке в начале координат, находящейся на поверхности ткани, обозначив через μ и $\mu_{en, \text{тк}}$ – линейные коэффициенты ослабления и поглощения энергии фотонов с энергией E_γ для ткани:

$$\begin{aligned} \dot{H}_\gamma &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \frac{\varphi_{\text{тн}} \cdot \exp(-r \cos \theta / L) \cdot n_H \cdot \sigma_H(n, \gamma)}{4\pi r^2 \rho_{\text{тк}}} \times \\ &\times E_\gamma \cdot \mu_{en, \text{тк}} \cdot r^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} \exp(-\mu r) dr = \\ &= 0,8 \cdot 10^{-10} \cdot \varphi_{\text{тн}} \cdot n_H \cdot \sigma_H(n, \gamma) \cdot E_\gamma \cdot L \cdot \ln[(1 + \mu L) / \mu L]. \quad (4.21) \end{aligned}$$

Подставив в (4.21) числовые значения, получим

$$\dot{H}_\gamma = 5,4 \cdot 10^{-13} \varphi_{\text{тн}}. \quad (4.22)$$

Учет рассеянного в ткани фотонного излучения увеличивает величину мощности дозы примерно в 2,3 раза, что в итоге на поверхности тела дает от двух рассматриваемых реакций на тепловых нейтронах мощность эквивалентной дозы:

$$\dot{H} = \dot{H}_p + \dot{H}_\gamma = 2,2 \cdot 10^{-12} \varphi_{\text{тн}}. \quad (4.23)$$

Следует отметить, что при переходе к эффективной дозе отраженное от тела нейтронное излучение увеличивает плотность потока тепловых нейтронов примерно в 1,7 раза, а смещение максимума ионизации на глубину около 2,5 мм от поверхности тела, увеличивает дозу примерно в 1,5 раза. Таким образом, связь между плотностью потока тепловых нейтронов и мощностью эффективной дозы можно представить в виде:

$$\dot{H} = 5,6 \cdot 10^{-12} \varphi_{\text{тн}}. \quad (4.24)$$

Результаты, полученные в рассмотренном приближении, достаточно удовлетворительно согласуются с приведенными ниже (табл.4.5) соотношениями, рекомендуемыми НРБ-99/2009.

Связь между плотностью потока промежуточных нейтронов и мощностью эквивалентной дозы в органе может быть найдена аналогичным образом, учитывая лишь то, что в этой области энергий нейтронов присутствуют как реакции радиационного захвата, так и реакции упругого рассеяния на ядрах элементов, входящих в состав ткани.

Ниже (табл.4.5) приводятся для нейтронов разных энергий коэффициенты перехода от плотности потока нейтронов данной энергии непосредственно к эффективной дозе, рекомендуемые НРБ-99/2009.

Контрольные вопросы к § 4.3

1. Какие процессы необходимо учитывать при переходе от поглощенной дозы в воздухе к эффективной дозе при внешнем фотонном облучении?
2. Запишите связь между поглощенной дозой в воздухе и эффективной дозой для источников естественного фона.
3. Каким образом учитывается поглощение энергии при расчете поглощенной дозы в ткани для заряженных частиц?
4. Какие процессы в ткани формируют керму быстрых нейтронов?
5. Какие ядерные реакции приводят к формированию эквивалентной дозы тепловых нейтронов?

§ 4.4. Удельные дозиметрические характеристики полей излучений при внешнем облучении

Приведенные выше соотношения между плотностью потока частиц с данной энергией и создаваемой ими мощностью дозы внешнего облучения позволяют определить дозиметрические характеристики поля на единичный флюенс внешних потоков ионизирующих излучений, нормально или изотропно падающих на поверхность тела – величину **удельной эффективной дозы**.

В табл.4.5 и на рис.4.7 приведены эти характеристики для разных видов излучений.

Таблица 4.5

Удельные эффективные дозы нейтронов и фотонов и эквивалентная доза в коже для электронов на единичный флюенс частиц при изотропном (ИЗО) и нормальном (НП) падении

Нейтроны			Фотоны			Электроны		
E, МэВ	10^{-12} Зв·см ²		E, МэВ	10^{-12} Зв·см ²		E, МэВ	10^{-10} Зв·см ²	
	ИЗО	НП		ИЗО	НП		ИЗО	НП
Тепл. нейтр.	3,30	7,60	1,0-2	0,0201	0,0485	0,07	0,3	2,2
1,0-7	4,13	9,95	1,5-2	0,0384	0,125	0,10	5,7	16,6
1,0-6	5,63	1,38+1	2,0-2	0,0608	0,205	0,20	5,6	8,3
1,0-5	6,44	1,51+1	3,0-2	0,103	0,300	0,40	4,3	4,6
1,0-4	6,45	1,46+1	4,0-2	0,140	0,338	0,70	3,7	3,4
1,0-3	6,04	1,42+1	5,0-2	0,165	0,357	1,00	3,5	3,1
1,0-2	7,70	1,83+1	6,0-2	0,186	0,378	2,00	3,2	2,8
2,0-2	1,02+1	2,38+1	8,0-2	0,230	0,440	4,00	3,2	2,7
5,0-2	1,73+1	3,85+1	1,0-1	0,278	0,517	7,00	3,2	2,7
1,0-1	2,72+1	5,98+1	1,5-1	0,419	0,752	10,0	3,2	2,7
2,0-1	4,24+1	9,90+1	2,0-1	0,581	1,00			
5,0-1	7,50+1	1,88+2	3,0-1	0,916	1,51			
1,0	1,16+2	2,82+2	4,0-1	1,26	2,00			
1,2	1,30+2	3,10+2	5,0-1	1,61	2,47			
2,0	1,78+2	3,83+2	6,0-1	1,94	2,91			
3,0	2,20+2	4,32+2	8,0-1	2,59	3,73			
4,0	2,50+2	4,58+2	1,0	3,21	4,48			
5,0	2,72+2	4,74+2	2,0	5,84	7,49			
6,0	2,82+2	4,83+2	4,0	9,97	12,0			
7,0	2,90+2	4,90+2	6,0	13,6	16,0			
8,0	2,97+2	4,94+2	8,0	17,3	19,9			
10	3,09+2	4,99+2	10,0	20,8	23,8			
14	3,33+2	4,96+2						
20	3,43+2	4,80+2						

Зная плотность потока частиц в некоторой точке пространства и удельную эффективную дозу, можно рассчитать дозовую характеристику поля, создаваемую ими.

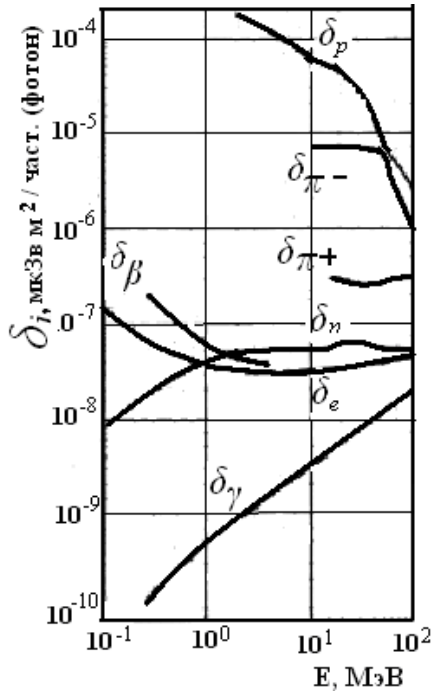


Рис.4.7. Удельные эффективные дозы на единичный флюенс внешних потоков излучений, нормально падающих на поверхность тела

Так, мощность эффективной дозы при плотности потока $\phi_i(E)$ падающих на тело частиц типа i с энергией E равна:

$$\dot{E} = \delta_i(E) \cdot \phi_i(E) . \quad (4.25)$$

Приведенные в табл.4.5. удельные эффективные дозы для разных видов излучений сильно зависят от геометрии облучения.

Эта разница для нейтронов в зависимости от их энергии составляет от 1,5 до 2,5 раз, для фотонов от 15 % до 3 раз, для электронов от 1,2 до 3 раз для мононаправленного и изотропного угловых распределений падающего на тело излучения.

Для вопросов обеспечения радиационной безопасности и нормирования пределов доз очевидно требуется брать максимальные значения, поэтому за основу расчета допустимых уровней облучения указанные удельные эффективные дозы необходимо использовать для случая нормального падения излучения на тело человека.

При оценках реальных доз, учитывая неопределенности в реальном угловом распределении падающего излучения, вряд ли стоит добиваться высокой точности расчетов.

Контрольные вопросы к § 4.4

1. Что такое удельная эффективная доза?
2. Запишите связь между плотностью потока частиц и мощностью эффективной дозы ими создаваемой.
3. Как сильно зависят удельные эффективные дозы от углового распределения падающего на тело излучения?
4. Как сильно зависят удельные эффективные дозы от вида излучения и чем это объясняется?

§ 4.5. Связь между концентрациями радионуклидов и дозовыми характеристиками полей излучений при внутреннем облучении

Непосредственное определение эффективной дозы при внутреннем облучении практически невозможно, поэтому используются косвенные методы, основанные на одном из следующих измерений или расчетов:

- 1) измерения или расчеты концентраций активности в окружающей среде и компонентах пищи, на основании которых оценивается поступление радионуклида в организм, и оценки поглощения и отложения его в органах и тканях;
- 2) оценки концентраций активности в органах и тканях по измерениям излучения, испускаемого телом;
- 3) измерения или расчеты концентраций активности в экскрементах и выдыхаемом воздухе, дающие при использовании моделей метаболизма оценки концентрации активности в органах и тканях.

Во всех случаях требуется применение моделей для описания динамики поступления и перемещения радионуклидов в организме. При этом при известном распределении радионуклидов по отдельным органам для расчета эффективной дозы необходимо определить мощности дозы в каждом органе за счет активности в любом

другом органе человека. Учитывая зависимость этих показателей от пола и возраста человека, обращая внимание на разный рацион питания этих групп населения, расчет эффективных доз при внутреннем облучении проводится с использованием условных вычислительных фантомов тела человека, разработанных на основе медицинских томографических изображений. Для взрослых людей эквивалентные дозы должны рассчитываться с помощью параметров, полученных путем усреднения по полу, проводимого для фантомов женщины и мужчины. Затем должна рассчитываться эффективная доза с использованием взвешивающих коэффициентов для тканей, усредненных по полу и возрасту, которые должны быть оценены, исходя из дополнительных данных по рискам, и округлены для популяции обоих полов и всех возрастов (пока эти данные не получены) Эффективная доза рассчитывается для «условного человека», а не для конкретного индивидуума. В дальнейшем, опуская половые и возрастные зависимости, рассмотрим общий подход к расчету эффективной дозы при внутреннем облучении.

4.5.1. Однокамерная модель оценки дозы

Радионуклиды, попадающие внутрь организма с вдыхаемым воздухом, пищей и водой, избирательно накапливаются в органах человека, одновременно за счет радиоактивного распада и биологического выведения их активность снижается в органе и организме в целом. Для описания динамики снижения активности радионуклида в органе или ткани $A(t)$ в момент времени t используем простую аппроксимацию в виде:

$$A(t) = \sum_m A_m \exp(-(\lambda + \lambda_{\text{б}}(m))t), \quad (4.26)$$

где A_m – значение m -го экспоненциального члена при $t = 0$; λ и $\lambda_{\text{б}}(m)$ – постоянная радиоактивного распада и константа биологического выведения для m -го экспоненциального члена соответственно. Обычно используется одноэкспоненциальная модель биологического выведения:

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda_{\text{эфф}} t) \quad (4.27)$$

с $\lambda_{\text{эфф}} = \lambda + \lambda_6$.

Из этой модели следует, что при разовом поступлении радионуклида в орган наблюдается экспоненциальный спад активности в органе с эффективной постоянной спада $\lambda_{\text{эфф}}$. При кратковременном поступлении наблюдается постепенный рост активности в органе с последующим снижением ее после прекращения поступления. Для источников естественного фонового излучения или при нормальной эксплуатации ядерных объектов с относительно постоянными выбросами и сбросами радионуклидов в окружающую среду формируется стабильный уровень концентраций радионуклидов в окружающей среде и органах человека, и устанавливаются постоянные соотношения между поглощенной дозой в органе и поступлением радионуклида в организм. Необходимо лишь отметить, что для долгоживущих радионуклидов с периодами полураспада, близкими к продолжительности жизни человека, такого равновесия не наступает. Такая же ситуация может возникнуть и при больших периодах полувыведения радионуклида из органа.

Для расчета эквивалентных доз в органах или тканях человека, создаваемых поступившим радионуклидом, используется понятие **эффективная поглощенная энергия** $E_{\text{эфф}}$, МэВ/распад, определяемая формулой:

$$E_{\text{эфф}} = \sum_R E_R \cdot w_R, \quad (4.28)$$

в которой E_R – поглощенная энергия в органе или ткани R -го вида излучения (α , β -частицы, электроны, фотоны), МэВ/распад, а w_R – радиационный взвешивающий коэффициент (см. табл.4.1). Рассматривая орган или ткань в виде шара радиусом r , МКРЗ рекомендованы приближенные формулы расчета $E_{\text{эфф}}$ для разных видов излучения R , испускаемого радионуклидом:

для α -частиц :

$$E_{\alpha} = \sum_{i=1}^I n_i \cdot E_{\alpha,i},$$

для β^- - частиц:

$$E_{\beta} = \sum_{i=1}^I 0,33 \cdot n_i \cdot E_{\beta,i} \left(1 - \frac{\sqrt{Z}}{50}\right) \cdot \left(1 + \frac{\sqrt{E_{\beta,i}}}{4}\right),$$

для β^+ - частиц :

$$E_{\beta^+} = \sum_{i=1}^I 0,33 \cdot \left[n_i \cdot E_{\beta^+,i} \cdot \left(1 + \frac{\sqrt{E_{\beta^+,i}}}{4}\right) \right] + \\ + 2n_i \cdot 0,511 \cdot [1 - \exp(-\mu_{en,i} r)],$$

для фотонов:

$$E_{\gamma} = \sum_{i=1}^I n_i \cdot E_{\gamma,i} [I - \exp(-\mu_{en,i} r)]. \quad (4.29)$$

В формулах (4.29): E_i , n_i – энергия частиц, испускаемых при i -м переходе и выход этих частиц на один акт распада, Z – атомный номер радионуклида, I – полное число переходов в данном радионуклиде, $\mu_{en,i}$ – линейный коэффициент поглощения энергии в биологической ткани, см^{-1} .

Таким образом, знание схемы радиоактивного распада нуклида позволяет рассчитать эффективную поглощенную энергию его излучения в данном органе или ткани.

Мощность эквивалентной дозы в органе T , Зв/с при постоянном содержании радионуклида q_T , Бк в органе массой m , кг при известной $E_{\text{эфф}}$, МэВ/распад, рассчитывается по формуле:

$$\dot{H}_T = q_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} / m. \quad (4.30)$$

При непрерывном поступлении радионуклида в организм в однократно экспоненциальном приближении его накопления и выведения из органа уравнение баланса активности в органе T можно записать в виде:

$$dq_T(t) / dt = -\lambda_{\text{эфф}} q_T(t) + I \cdot f_T, \quad (4.31)$$

где I – поступление активности радионуклида в организм, Бк/с, f_T – доля активности, поступившей в данный орган T от поступившей в целом в организм.

Если в начальный момент времени активность в органе равна нулю $q_T(t=0) = 0$, то решение уравнения (4.31) принимает вид:

$$q_T(t) = \frac{I \cdot f_T}{\lambda_{эфф}} [1 - \exp(-\lambda_{эфф}t)], \quad (4.32)$$

что в равновесном состоянии при $\lambda_{эфф}t \rightarrow \infty$ дает максимальное накопление активности в органе:

$$q_T(t) = \frac{I \cdot f_T}{\lambda_{эфф}}. \quad (4.33)$$

Из выражений (4.30) и (4.32) при постоянном поступлении радионуклида в орган T и одноэкспоненциальном выведении его из органа мощность эквивалентной дозы в органе T в момент времени t равна:

$$\dot{H}_T(t) = \frac{I \cdot f_T \cdot E_{эфф} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{эфф}m} [1 - \exp(-\lambda_{эфф}t)]. \quad (4.34)$$

Если равновесную концентрацию радионуклида в воздухе, пище или воде принять соответственно A_v , Бк/м³, A_n , Бк/кг и A_w , Бк/л, а объем вдыхаемого воздуха V , м³/с, удельное потребление пищи M , кг/с и воды V_w , л/с, то скорость поступления радионуклида в организм с воздухом пищей или водой равна:

$$I = A_v \cdot V, \quad I = A_n \cdot M, \quad I = A_w \cdot V_w. \quad (4.35)$$

Подставив (4.35) в (4.34), получаем связь между мощностью эквивалентной дозы в органе и удельной активностью радионуклида в элементах окружающей среды. Например, при поступлении радионуклида в организм с водой:

$$\dot{H}_T(t) = \frac{A_w \cdot V_w \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{\text{эфф}} \cdot m} [1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф}} t)]. \quad (4.36)$$

Эквивалентная доза, полученная органом T за промежуток времени воздействия радиационного фактора от T_1 до T_2 , – есть интеграл по этому промежутку времени от выражения (4.34):

$$\begin{aligned} H_T &= \frac{I \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{\text{эфф}} \cdot m} \int_{T_1}^{T_2} [1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф}} t)] dt = \\ &= \frac{I \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{\text{эфф}} \cdot m} \left[T_2 - T_1 + \frac{1}{\lambda_{\text{эфф}}} \exp(-\lambda_{\text{эфф}}(T_2 - T_1)) \right]. \end{aligned} \quad (4.37)$$

При постоянно действующем непрерывном радиационном факторе, как описано выше, если в качестве промежутка времени использовать $T_2 - T_1 = 50$ годам, то можно определить ожидаемую эквивалентную дозу для персонала $H_{T,50}$, а если принять $T_2 - T_1 = 70$ годам, то получим ожидаемую эквивалентную дозу для населения за среднее время жизни – $H_{T,70}$.

В случае, если по истечении времени T после начала поступления радионуклида в организм воздействие данного радиационного фактора прекратилось, то формирование дозы внутреннего облучения будет происходить за счет активности радионуклида, отложившейся в данном органе, и тогда мощность эквивалентной дозы в органе в момент времени t после прекращения поступления радионуклида в организм запишется в виде:

$$\dot{H}_T(t) = \frac{I \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{\text{эфф}} \cdot m} [1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф}} T)] \exp(-\lambda_{\text{эфф}} t). \quad (4.38)$$

Тогда ожидаемые эквивалентные дозы могут быть рассчитаны интегрированием выражения (4.38) по 50 - или 70 - летнему временному интервалу.

В случае разового поступления радионуклида в организм I_0 , Бк, в начальный момент времени при $t=0$ мощность эквивалентной дозы

в органе в момент времени t после поступления радионуклида равна:

$$\dot{H}_T(t) = \frac{I_0 \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{m} \exp(-\lambda_{\text{эфф}} t). \quad (4.39)$$

И в этом случае, например, ожидаемая эквивалентная доза в органе за время τ от поступившего радионуклида равна:

$$H(\tau) = \frac{I_0 \cdot f_T \cdot E_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{m \lambda_{\text{эфф}}} [1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф}} \tau)]. \quad (4.40)$$

Формулы (4.34), (4.38), (4.39) определяют мощность эквивалентной дозы в органе T от активности данного радионуклида, накапливаемой в этом органе. Но наряду с этим эквивалентная доза в органе T формируется и за счет излучения этого же радионуклида, но депонированного в других органах.

Для оценки эквивалентной дозы в органе-мишени T_M от активности радионуклида, отложившейся в органе-источнике T_I для каждого вида ионизирующего излучения R , необходимо определить энергию на единичную активность 1 Бк этого нуклида в органе-источнике T_I , поглощенную в 1 кг массы органа T_M . Эта энергия, умноженная на радиационный взвешивающий коэффициент w_R , получила название удельной эффективной энергии ионизирующего излучения вида R :

$$УЭЭ_R (T_M \leftarrow T_I)_R = E (T_M \leftarrow T_I)_R \cdot w_R. \quad (4.41)$$

Здесь $УЭЭ_R (T_M \leftarrow T_I)$, МэВ/Бк·кг – энергия излучения вида R , испускаемого органом-источником T_I , активностью 1 Бк, переданная массе в 1 кг органа мишени T_M .

Для радионуклида, испускающего в соответствии со схемой радиоактивных превращений n_R частиц вида R с энергией E_R на один акт распада эффективная энергия излучения равна:

$$УЭЭ (T_M \leftarrow T_I) = \sum_R n_R E_R F(t, (T_M \leftarrow T_I)_R w_R / m_{T_M}), \quad (4.42)$$

где m_{T_M} – масса органа-мишени T_M , $F(t, (T_M \leftarrow T_{II})_R$ – доля поглощенной энергии в органе-мишени T_M от излучения вида R , испускаемого органом-источником T_{II} . Для большинства органов принимается, что энергия альфа-частиц и электронов полностью поглощается в органе-источнике, за исключением минеральной части кости и содержимого желудочно-кишечного тракта. Для фотонного излучения $F(t, (T_M \leftarrow T_{II})_\gamma$ рассчитана методом Монте-Карло для различных органов-мишеней и органов-источников.

Мощность эквивалентной дозы в органе-мишени T_M от активности радионуклида, депонированной в других органах, рассчитывается, таким образом, по формуле:

$$\dot{H}_T(t) = \sum_{T_{II}} q_{II} \cdot \text{УЭЭ}(T_M \leftarrow T_{II}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}, \text{ Зв/с.} \quad (4.43)$$

Общее уравнение для расчета мощности эквивалентной дозы в органе T_M , обусловленной отложениями этого радионуклида в других органах организма T_{II} , можно записать в виде:

$$\dot{H}_T(t) = \sum_{T_{II}} \frac{I \cdot f_{II} \cdot \sum_{T_{II}} \text{УЭЭ}(T_M \leftarrow T_{II}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\lambda_{\text{эфф,И}} m_{T_M}} \times [1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф,И}} t)]. \quad (4.44)$$

Сумма мощностей эквивалентных доз, создаваемых в органе T радионуклидом, отложившимся в нем, и излучением этого же радионуклида, отложившегося в других органах, дает суммарную мощность эквивалентной дозы в органе от данного радионуклида, поступившего внутрь организма.

Для получения эффективной дозы при внутреннем облучении, создаваемой отдельным радионуклидом, необходимо, пользуясь формулой (4.6), суммировать эквивалентные дозы для каждого органа с его тканевым взвешивающим коэффициентом.

В приведенных выше соотношениях не учитывается вклад в формирование дозы внутреннего облучения дочерних продуктов

распада, если таковые имеются у рассматриваемого радионуклида. Для учета их вклада по процедуре, рассмотренной выше, рассчитывается динамика накопления дочерних радионуклидов в каждом органе и формирование эквивалентных доз каждым из дочерних продуктов с учетом их радиоактивного распада и метаболизма.

Необходимо отметить, что показателем воздействия на организм человека радионуклидов, поступивших с воздухом, водой и пищей, являются ожидаемые эффективная и эквивалентная дозы внутреннего облучения. Их расчет проводится интегрированием рассчитанных мощностей доз по временному интервалу 50 лет для персонала и 70 лет для населения.

4.5.2. Многокамерные модели оценки дозы

Для более точного описания поступления радионуклида в организм, его метаболизма в организме и распределения по отдельным органам используются более подробные многокамерные модели. В качестве примера на рис.4.8 показана 5-камерная дозиметрическая модель желудочно-кишечного тракта, используемая для оценки активности радионуклидов, накапливающихся в отдельных камерах ЖКТ при их поступлении в организм с пищей или водой.

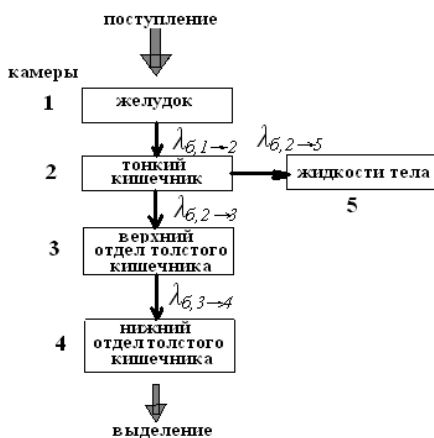


Рис.4.8. Пятикамерная модель описания кинетики радионуклидов в желудочно-кишечном тракте

В многокамерных моделях предполагается, что изменение активности радионуклида в камере определяется его радиоактивным распадом и коэффициентами перехода активности из предшествующей камеры и убылью ее в последующую камеру. Принимая эти коэффициенты перехода из камеры i в камеру $k - \lambda_{5,i \rightarrow k}$ независимыми от времени и определяемыми данными по метаболизму для каждого радионуклида, уравнение (4.31) для динамики накопления

радионуклида в камере i преобразуется к виду:

$$dq_i(t)/dt = \sum_k^K \lambda_{\sigma, k \rightarrow i} q_k(t) - \sum_l^L \lambda_{\sigma, i \rightarrow l} q_i(t) - \lambda q_i(t) + I_i, \quad (4.45)$$

где λ – постоянная радиоактивного распада, I_i – поступление в камеру i , если это имеет место.

Решая систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих подобно (4.45) динамику изменения активности в каждой камере, можно определить накопление радионуклида в выделенных камерах-органах и, используя выше описанные подходы, перейти к ожидаемой эффективной дозе.

В зависимости от пути поступления радионуклида в организм используются различные многокамерные модели. В зависимости от радионуклида учитывается влияние его химической и физической формы на коэффициенты перехода из камеры в камеру, проводится учет дочерних продуктов, если таковые имеются.

С учетом всех этих эффектов к настоящему времени для разных радионуклидов получены коэффициенты перехода e^k , Зв/Бк, непосредственно к эффективной дозе от единичной активности данного радионуклида, поступившей в организм, которые можно определить, как **удельные дозовые коэффициенты внутреннего облучения** при различных путях поступления радионуклида в организм (k характеризует способ поступления: с воздухом, водой или пищей). Для их нахождения достаточно в выше приведенных формулах подставить $I=1$ Бк.

Используя удельные дозовые коэффициенты, приводимые в справочной литературе, не представляет труда рассчитать мощность эффективной дозы внутреннего облучения:

$$\dot{E} = e^k I. \quad (4.46)$$

4.5.3. Модель «удельной активности»

Одной из простейших моделей для оценки доз внутреннего облучения и определения активности радионуклида в органе является

модель "удельной активности". Она основывается на предположении, что распределение радионуклида равномерно в определенной среде и его удельная активность постоянна по отношению к какому-либо стабильному аналогу. Тогда, зная массу стабильного аналога в теле человека или отдельных его органах, можно определить активность в них радионуклида. Примером такого подхода может служить нахождение активности трития в организме по количеству воды в нем, принимая, что его доля в воде организма совпадает с его содержанием в поверхностных водах океана, или ^{40}K в органах по содержанию естественного калия в отдельных органах организма и доле ^{40}K в естественном калии.

Контрольные вопросы к § 4.5

1. От каких параметров человека зависит формирование дозы внутреннего облучения?
2. Что представляет собой простейшая модель накопления и выведения радионуклидов в органе человека?
3. Что такое эффективная поглощенная энергия в органе?
4. Запишите уравнение баланса активности в органе или ткани при непрерывном поступлении радионуклида в организм.
5. Чему равна эквивалентная доза в органе при разовом поступлении радионуклида в организм?
6. Каким образом при расчете эквивалентной дозы в данном органе учитывается излучение радионуклида, депонированного в других органах?
7. Что характеризует удельная эффективная энергия?
8. В чем сущность камерных моделей накопления радионуклидов в органах человека?
9. В чем преимущества многокамерных моделей миграции радионуклидов в организме по сравнению с однокамерными.
10. Что такое удельные эффективные дозы внутреннего облучения?

§ 4.6. Связь между концентрациями радионуклидов и дозовыми характеристиками полей фотонов при внешнем облучении

Радионуклиды в окружающей среде создают не только внутреннее облучение органов и организма человека при поступлении с воздухом водой и пищей, но в ряде случаев оказывают большее воздействие за счет внешнего облучения. Например, инертные радиоактивные газы (ИРГ), такие, как изотопы Ar, Kr, Xe, поступающие в приземную атмосферу с выбросами АЭС, формируют дозу в основном за счет внешнего фотонного облучения. Осаждение радионуклидов из атмосферы на поверхность Земли приводит к поверхностному или объемному радионуклидному загрязнению почвы или водоемов. Внешнее фотонное облучение от этих радионуклидов также создает дополнительные дозовые нагрузки для людей, находящихся на загрязненной территории. В случае аварийной ситуации облако радионуклидов создает основную дозовую нагрузку на население за счет внешнего облучения фотонами. Сбросы радионуклидов в поверхностные водоемы, приводящие к загрязнению водной среды, формируют дозы внешнего облучения. Во всех этих случаях возникает задача перехода от измеренной или рассчитанной концентрации радионуклида в воздухе, воде или почве к создаваемой им эффективной дозе внешнего облучения.

При оценке эффективной дозы внешнего облучения, создаваемой радионуклидами в этих случаях, предполагается, что радиоактивное загрязнение представляет собой полубесконечное пространство с равномерно распределенной активностью радионуклида A_v , и выполняется условие лучевого равновесия. Условие лучевого равновесия, часто используемое для расчета доз, создаваемых бесконечными или полубесконечными источниками радионуклидов, заключается в том, что поглощенная энергия в элементе массой dm материала источника равна испущенной энергии из этого же элемента. Тогда мощность поглощенной дозы внутри бесконечного источника, например, в воздухе, создаваемая фотонным излучением радионуклида, может быть рассчитана следующим образом:

$$\dot{D}_e = \frac{dW}{dm} = \frac{dE_{\text{исп}}}{dm} = \frac{A_v \cdot \sum_i E_{\gamma i} \cdot n_{\gamma i} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{\rho_{\text{возд}}} \text{ Гр/с.} \quad (4.47)$$

Здесь dW и $dE_{\text{исп}}$ – поглощенная в единицу времени в элементе массой dm воздуха и испущенная этим элементом массы энергия фотонов соответственно, A_v – концентрация радионуклида в облаке, Бк/м³, $E_{\gamma i}$, $n_{\gamma i}$ – энергия фотонов в МэВ и выход фотонов на один акт распада радионуклида с этой энергией, $\rho_{\text{возд}} = 1,293 \text{ кг/м}^3$ – плотность воздуха.

Для точек, находящихся на поверхности Земли, мощность поглощенной дозы, пренебрегая отражением от поверхности Земли излучения, испускаемого радионуклидом, находящимся в атмосфере, будет в два раза ниже по сравнению с рассчитанной по формуле (4.47) из-за отсутствия полупространства с источником. Переход от поглощенной дозы в воздухе к эффективной дозе для фотонов подробно рассмотрен в разделе 4.3.1.

Рассмотренный подход может быть использован и для оценки эффективной дозы по известной удельной активности радионуклидов в почве или воде. В этом случае в соотношении (4.47) добавится отношение массовых коэффициентов поглощения энергии для почвы или воды к воздуху, т.е., например, мощность поглощенной дозы в воздухе над загрязненным равномерно полубесконечным слоем почвы запишется в виде:

$$\dot{D}_v = \frac{A_n \cdot \sum_i E_{\gamma i} \cdot n_{\gamma i} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot \mu_{\text{en,возд}}}{2\mu_{\text{en,п}}}, \text{ Гр/с,} \quad (4.48)$$

где A_n , Бк/кг – удельная активность почвы, $\mu_{\text{en,п}}$, $\mu_{\text{en,возд}}$, м²/кг – массовые коэффициенты поглощения энергии для почвы и воздуха соответственно.

Отношение $\mu_{\text{en,возд}}/\mu_{\text{en,п}}$ слабо зависит от энергии фотонов, и для почвы и воды может быть принято равным, соответственно, 1,13 и 0,9 в диапазоне энергий фотонов от 0,2 до 3 МэВ.

Входящие в выражения (4.47), (4.48) суммы при оценках мощности дозы могут быть выражены через керма-постоянные радионуклидов Γ_K (см. разд. 5.4.1), и тогда выражения (4.47) и (4.48) можно упростить:

$$\dot{D}_v = \frac{2\pi \cdot 10^{-18} \cdot A_l \cdot \Gamma_K}{\mu_{en,l}}, \text{ Гр/с}, \quad (4.49)$$

понимая под l – область биосферы, где находится радионуклид (воздух, почва или вода). Удельная активность A_l выражается при этом в Бк/кг, а $\mu_{en,l}$ в м²/кг.

Контрольные вопросы к § 4.6

1. Какие упрощающие предположения делаются при расчетах дозы внешнего облучения от фотонов, испускаемых радионуклидами равномерно распределенными в воздухе?
2. В чем сущность метода лучевого равновесия?
3. Учитывается ли рассеянное фотонное излучение, формируемое в материале источника, при расчетах по формулам (4.47) - (4.49) мощностей доз в воздухе?
4. Как оценить поглощенные дозы в воздухе на границе с почвой или водой от радионуклидов, депонированных в почве или воде?

Глава 5

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

К основным характеристикам любого источника ионизирующих излучений можно отнести:

- 1) вид испускаемого источником излучения: фотоны, нейтроны, заряженные частицы и т.д.;
- 2) мощность источника, характеризующая число частиц или фотонов испускаемых в единицу времени, и ее распределение по протяженному источнику;
- 3) геометрия источника, под которой понимаются форма и размеры источника;
- 4) энергетический спектр испускаемого источником излучения;
- 5) угловое распределение испускаемого излучения, характеризующее вероятность вылета частиц или фотонов в заданном направлении в единичный телесный угол;
- 6) временное распределение излучения, учитывающее изменение мощности источника во времени;
- 7) сопутствующее основному виду излучение, например, для источника нейтронов фотонное и т.д.

Эти характеристики описываются функцией источника $S(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0, t_0)$, которая представляет собой число частиц или фотонов с кинетической энергией E_0 на единичный интервал энергий, испускаемых источником в момент времени t_0 в единицу времени в направлении $\vec{\Omega}_0$ в единичный телесный угол из единичного объема, характеризуемого в пространстве вектором \vec{r}_0 .

С точки зрения геометрии источники можно разделить на точечные, линейные, поверхностные и объемные произвольной формы и размеров. Если размеры источника много меньше расстояния между источником и детектором и можно пренебречь поглощением излучения в материале источника, то такой источник можно отнести к **точечному**.

Энергетический спектр испускаемого источником излучения может быть **моноэнергетическим** (испускаются частицы или фотоны с одинаковой кинетической энергией), **дискретным** (испуска-

каются частицы или фотоны, представляющие совокупность моноэнергетических частиц с разными энергиями) и **непрерывным** (энергия частиц или фотонов непрерывно распределена по энергии).

Среди многообразных угловых распределений излучения источника можно выделить **изотропное**, как наиболее часто встречающееся на практике, когда из точечного или элементарного объемного источника излучение равновероятно вылетает в любом направлении. Особого внимания заслуживает **точечный мононаправленный моноэнергетический** источник излучения, называемый **тонким лучом**, который можно рассматривать как наиболее элементарный источник, зная функцию влияния которого можно получить характеристики поля для любого произвольного источника. Его характеристики можно записать в виде δ -функций по всем переменным:

$$S(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0, t_0) = S \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot \delta(E - E_0) \cdot \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \cdot \delta(t - t_0),$$

где под S понимается мощность источника.

По временным характеристикам источники излучений можно разделить на **импульсные, стабильные и нестабильные**. Такая классификация определяется не только характеристиками самого источника, но и временем работы с ним. **Импульсный** источник испускает излучение в виде серии импульсов, и время наблюдения за испускаемым излучением меньше интервала времени между импульсами; **стабильным** можно считать источник, испускаемое число частиц которым можно принять постоянным в процессе времени работы с ним; для **нестабильного** источника его мощность меняется в процессе работы с ним.

Для целей радиационной безопасности при работе с источником любого вида излучения важно оценить дозовые характеристики поля им создаваемые. Иногда они определяются сопутствующим основному видом излучения. Например, при работе с нейтронными источниками одновременно может испускаться **сопутствующее** фотонное излучение, знание характеристик которого необходимо для обеспечения мер по радиационной безопасности. Проблема сопутствующего излучения возникает и в процессе детектирования основного излучения, где сопутствующее излучение выступает в

качестве нежелательного фона, затрудняющего, а иногда и препятствующего возможности регистрации основного излучения.

Источники ионизирующих излучений многообразны как по способу получения соответствующего излучения, виду испускаемого ими излучения, так и другим характеристикам. Однако, независимо от вида излучения, все источники можно разделить на две группы: источники, дающие излучение в результате радиоактивных превращений в естественных и искусственных радионуклидах, либо в результате ядерных реакций, вызываемых излучением этих радионуклидов, и источники, создающие тот или иной вид излучений на специальных установках.

§ 5.1. Радионуклиды как источники излучений

Источники первой группы представляют собой нуклиды, обладающие **радиоактивностью**. Нуклидом называют атом с определенным числом протонов и нейтронов в ядре. Каждое ядро X характеризуется определенной атомной массой, зарядом и энергией и обычно представляется в виде A_ZX , где Z — атомный номер, равный числу протонов в ядре и, соответственно, числу электронов в оболочках; A — массовое число, равное сумме чисел протонов и нейтронов, т. е. числу нуклонов в ядре. Причина различия атомов химических элементов состоит в разнице числа протонов в ядре, при этом разница в числе нейтронов не сказывается на химических свойствах атомов. Атомы, различающиеся только числом нейтронов в ядре, называются **изотопами** химического элемента. Следовательно, каждый нуклид является изотопом соответствующего элемента. Атомы, ядра которых содержат одинаковое число нейтронов, но разное число протонов называются **изотонами**. Атомы с одинаковыми массовыми числами, но различающиеся протон-нейтронным составом, называются **изобарами**. Радиоактивные нуклиды — это нуклиды, имеющие **радиоактивные** или неустойчивые ядра. Радиоактивные ядра являются неустойчивыми нуклонными системами и, как принято говорить, испытывают **радиоактивный распад**. К радиоактивному распаду ведет самопроизвольное, спонтанное изменение хотя бы одной из характеристик нуклида.

Степень стабильности или радиоактивности нуклидов и характер распада радиоактивных ядер зависит от соотношения в их ядрах

числа нейтронов и протонов. Так, к категории наиболее устойчивых относятся нуклиды с четным числом протонов и четным числом нейтронов, напротив, наименее устойчивыми являются нуклиды с нечетным числом нейтронов и протонов. Отсюда переход при β -распаде от нечетно-нечетных нуклидов к четно-четным является предпочтительным, как переход от нестабильного состояния к более стабильному, что свидетельствует о частоте таких переходов в природе. Кстати, четность числа нейтронов в составе тяжелых ядер определяет их способность делиться под действием нейтронов.

Приведенная на рис.5.1 диаграмма стабильности нуклидов показывает, что при $A < 40$ к категории стабильных относятся нуклиды, имеющие одинаковое число нейтронов и протонов в ядре, что объясняется действием ядерных сил. Для ядер с большими A это правило нарушается за счет кулоновского отталкивания многих протонов в ядре. Причем для тяжелых ядер влияние кулоновского отталкивания становится настолько значительным, что энергия связи двух протонов и двух нейтронов в ядре становится меньше энергии связи этих частиц в ядре ${}^4\text{He}$, что приводит к тому, что все более тяжелые ядра становятся неустойчивыми к α -распаду. Если ядро имеет протон-нейтронный состав, не совпадающий с составом какого-либо стабильного ядра, то оно претерпевает β -распад, при этом ядра, имеющие избыток нейтронов по сравнению со стабильным, являются β^- -активными, а имеющие избыток протонов – β^+ -активными. Из известных к настоящему времени более 1700 видов ядер только около 270 являются стабильными, остальные нестабильны и подвержены радиоактивному распаду, т.е. являются радиоактивными.

При радиоактивном распаде происходит испускание различных видов ионизирующих излучений: альфа-, бета-, гамма-излучение, излучение позитронов, нейтронов, нейтрино. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называют **материнским**, а ядро-продукт – **дочерним**. Если дочерний продукт является нестабильным, то он может выступать в качестве материнского при своем распаде; так формируется цепочка дочерних продуктов.

Радиоактивные превращения ядра характеризуются временем протекания распада, видом и энергией испускаемых частиц. Радиоактивность ядер, существующих в природных условиях, называют **естественной**.

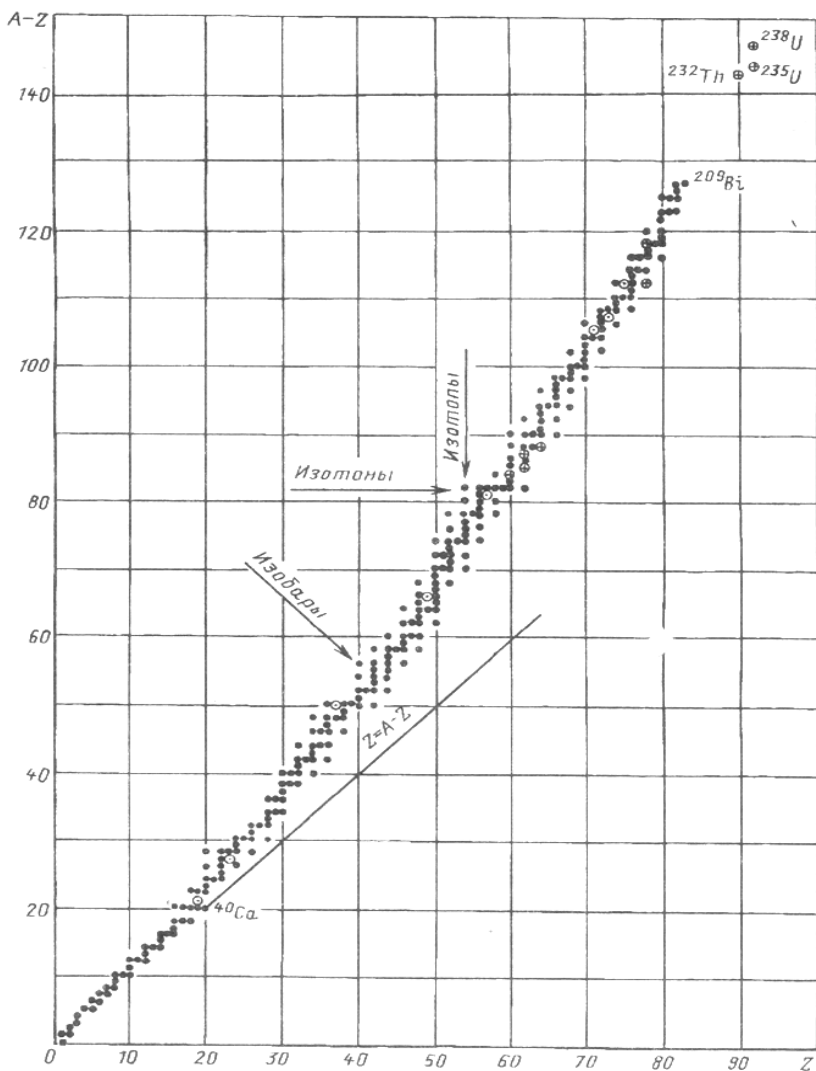


Рис.5.1 Диаграмма нейтрон-протонного состава стабильных и долгоживущих нуклидов:

● — стабильный; ⊕, ⊖ — неустойчивый в отношении α - и β -распада

Радиоактивные ядра, синтезированные в лабораторных условиях искусственными способами посредством ядерных реакций, называются **искусственными**.

По физической природе искусственные радиоактивные ядра ничем не отличаются от естественных и такое разделение условно, так как свойства ядер данного радиоактивного нуклида не зависят от способа его образования. Основным критерием здесь является характерное время жизни ядер. Естественные материнские радиоактивные ядра образовались в процессе эволюции Вселенной и существуют в заметных количествах в настоящее время потому, что имеют время жизни, превышающее возраст Земли, или же сравнимое с ним. Остальные естественные радиоактивные ядра распались в процессе эволюции Земли.

Впервые радиоактивность природных солей урана была обнаружена А. Беккерелем в 1896 г. Искусственная радиоактивность синтезируемых ядер была открыта Ф. и И. Кюри в 1934 г.

Одними из основных характеристик радионуклидов, не зависящими от вида испускаемого излучения, являются активность и временные параметры радиоактивных превращений. В большинстве практических случаев такие радионуклидные источники излучают частицы или γ -кванты равновероятно во всех направлениях, т.е. относятся к изотропным в каждой точке пространства.

5.1.1. Активность и постоянная распада радионуклида

Активность A некоторого количества радиоактивного нуклида есть число спонтанных ядерных превращений dN в этом количестве радионуклида, происходящих за интервал времени dt , отнесенных к этому интервалу:

$$A = dN / dt, \quad (5.1)$$

т.е. это число спонтанных превращений, происходящих в радионуклиде в единицу времени.

Единицей измерения активности радионуклида является *беккерель* (Бк), равный одному распаду в секунду. (Ранее использовалась единица измерения активности - *кюри* (Ки), равная $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк, которая с введением СИ выведена из употребления, но до сих пор упоминается).

Число спонтанных превращений $dN(t)$, происходящих в момент времени t за интервал времени dt , пропорционально этому интервалу и числу радиоактивных ядер вещества $N(t)$:

$$dN(t) = -\lambda N(t) dt. \quad (5.2)$$

Коэффициент пропорциональности λ , называемый **постоянной радиоактивного распада**, s^{-1} , является характеристикой данного радионуклида; знак минус в формуле означает уменьшение числа превращений с течением времени. Решение этого уравнения определяет **закон радиоактивного распада**:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (5.3)$$

в котором N_0 — число радиоактивных ядер в начальный момент времени ($t = 0$).

Радиоактивный распад — явление **статистическое**. Нельзя предсказать, когда именно распадется данное ядро, а можно лишь указать, с какой вероятностью оно распадется за тот или иной промежуток времени. Распад отдельного радиоактивного ядра не зависит от присутствия других ядер и может произойти в любой интервал времени. Наблюдения за очень большим числом одинаковых радиоактивных превращений ядер позволяет установить вполне определенные количественные закономерности для характеристики процесса радиоактивного распада.

Постоянная радиоактивного распада λ определяет вероятность распада ядра в единицу времени и характеризует **среднее время жизни ядра τ** :

$$\tau = \int_0^{\infty} t dp(t) = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}, \quad (5.4)$$

где $dp(t)$ — вероятность того, что ядро, прожив время t , распадется за время между t и $t+dt$.

Часто используемой характеристикой радиоактивного распада является **период полураспада $T_{1/2}$** — это время, в течение которого

распадается половина ядер радионуклида, т.е. его активность уменьшается вдвое.

Очевидна связь между $T_{1/2}$ и λ , получаемая из закона радиоактивного распада:

$$N(T_{1/2}) = N_0/2 = N_0 \cdot \exp(-\lambda T_{1/2}). \quad (5.5)$$

Логарифмируя это выражение, получаем:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 0,693 / T_{1/2}. \quad (5.6)$$

Следует отметить, что постоянная распада всегда приводится в с^{-1} , период полураспада может выражаться в любых удобных единицах (*секунды, минуты, часы, годы*).

Из выражений (5.1) и (5.2) следует связь между активностью радионуклида и числом радиоактивных ядер в нем:

$$A = dN/dt = \lambda N. \quad (5.7)$$

Зная число радиоактивных ядер в 1 см^3 или в 1 г радионуклидного источника, равное соответственно $\rho N_a / A$ и N_a / A , где N_a – число Авагадро, A – атомная масса, а ρ – плотность вещества источника, г/см^3 , можно записать связь между объемом радиоактивных ядер V , см^3 или их массой m , г и их активностью:

$$A = \lambda \rho N_a V / A = 0,693 \rho N_a V / AT_{1/2}; \quad (5.8)$$

$$A = \lambda N_a m / A = 0,693 N_a m / AT_{1/2}. \quad (5.9)$$

Рассмотренный подход определения активности и закона радиоактивного распада относится к радионуклидам, которые в результате радиоактивных превращений переходят непосредственно в стабильный нерадиоактивный нуклид.

Однако радионуклиды с $A > 209$ часто в результате распада ядра образуют вновь радиоактивный нуклид, который в свою очередь, распадается по своей схеме радиоактивных превращений и характеризуется присущим ему периодом полураспада. В итоге формируется цепочка радиоактивных нуклидов, называемая радиоактив-

ным семейством или рядом, начинающаяся с материнского, который называется родоначальником семейства, и заканчивающаяся стабильным нуклидом. Для примера на рис.5.2 приведена такая цепочка радионуклидов радиоактивного семейства естественного ^{238}U .

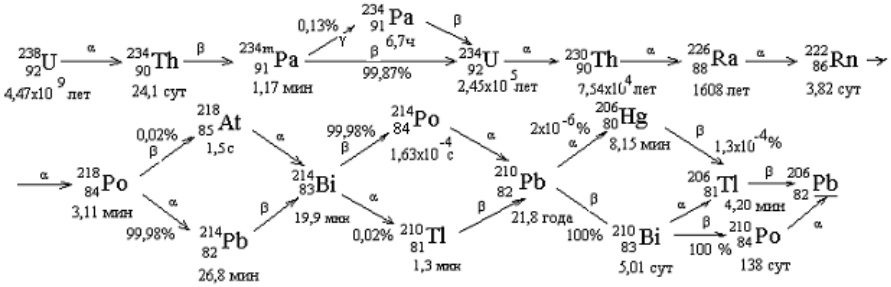


Рис.5.2. Цепочка радионуклидов семейства ^{238}U

В этом случае активность радионуклида в цепочке может даваться с учетом или без учета радиоактивных превращений его дочерних продуктов.

В такой ситуации временная зависимость активности k -го радионуклида в линейной цепочке радиоактивных превращений находится путем решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 dN_1(t) &= -\lambda_1 N_1(t) dt \\
 dN_2(t) &= -\lambda_2 N_2(t) dt + \lambda_1 N_1(t) dt \\
 &\dots \dots \dots \\
 dN_k(t) &= -\lambda_k N_k(t) dt + \lambda_{k-1} N_{k-1}(t) dt \\
 &\dots \dots \dots \\
 dN_n(t) &= \lambda_{n-1} N_{n-1}(t) dt
 \end{aligned}
 \tag{5.10}$$

при начальных условиях в общем случае: $N_1(t=0) = N_{10}$, $N_2(t=0) = N_{20}$, ... $N_k(t=0) = N_{k0}$, ... $N_n(t=0) = N_{n0}$.

Здесь $N_1(t)$, $N_2(t)$, ... $N_k(t)$, ... $N_n(t)$ – число радиоактивных ядер материнского, первого и $k-1$ -го дочерних продуктов распада и n -го стабильного нуклида, соответственно, в цепочке радиоактивных

превращений; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_k$ – постоянные распада соответствующих радионуклидов.

В частном случае, который широко встречается в практике, в начальный момент времени имеется только материнский радионуклид, и тогда начальные условия упрощаются: $N_1(t=0) = N_{10}$, $N_2(t=0) = 0$, ... $N_k(t=0) = 0$, ... $N_n(t=0) = 0$. Для этого случая решение системы (5.10) будет иметь вид:

$$N_k(t) = N_{10} \sum_{i=1}^k C_i e^{-\lambda_i t}; \quad C_i = \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \lambda_j}{\prod_{j=1}^k (\lambda_j - \lambda_i)} \quad \text{при } j \neq i. \quad (5.11)$$

Если в начальный момент времени $t=0$ в радиоактивном препарате присутствует помимо материнского какой-либо $(i-1)$ -й дочерний продукт с числом ядер N_{i0} , то число ядер k -го нуклида $N_k(t)$ при $(k > i)$ можно представить в виде суммы ядер, образовавшихся в результате распада материнского радионуклида, и ядер, образовавшихся при распаде $(i-1)$ дочернего продукта:

$$N_k(t) = N_{10} \sum_{i=1}^k C_i e^{-\lambda_i t} + N_{i0} \sum_{m=i}^k C_m e^{-\lambda_m t}; \quad C_i = \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \lambda_j}{\prod_{j=1}^k (\lambda_j - \lambda_i)} \quad \text{при } j \neq i,$$

$$C_m = \frac{\prod_{l=1}^{k-1} \lambda_l}{\prod_{l=1}^k (\lambda_l - \lambda_m)} \quad \text{при } l \neq m. \quad (5.12)$$

По вычисленному значению $N_k(t)$ определяется по формуле (5.7) активность k -го радионуклида $A_k = \lambda_k N_k$.

Характер временного изменения активности дочерних продуктов зависит от соотношения периодов полураспада материнского и дочерних нуклидов.

На рис.5.3 демонстрируется временное изменение активности материнского и дочернего продуктов в простой линейной цепочке радиоактивных превращений при начальных условиях задачи, когда при $t=0$ в смеси находился только материнский радионуклид.

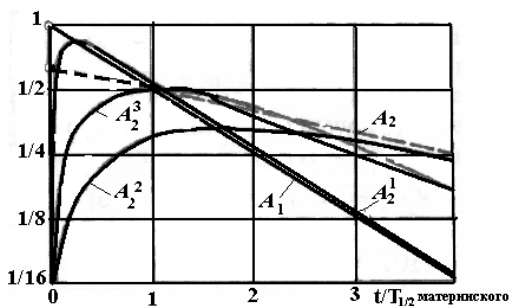


Рис.5.3. Временные кривые изменения активности материнского A_1 и дочернего A_2 продуктов распада при условиях:

$$T_{1/2} \text{ дочернего} < T_{1/2} \text{ материнского} - A_2^1;$$

$$T_{1/2} \text{ дочернего} > T_{1/2} \text{ материнского} - A_2^2;$$

$$T_{1/2} \text{ дочернего} \text{ соизмерим с } T_{1/2} \text{ материнского} - A_2^3$$

Временной спад активности материнского радионуклида описывается простой экспонентой (в принятом масштабе – прямая линия – A_1), так же, как и дочернего A_2 , если пренебречь процессом его образования при распаде материнского (показана пунктиром для условия $T_{1/2} \text{ дочернего} > T_{1/2} \text{ материнского}$). Активность дочернего продукта A_2^1 после достижения максимума в момент равенства скоростей его накопления и распада затем снижается, асимптотически приближаясь к прямой распада материнского нуклида, если $T_{1/2} \text{ дочернего}$ продукта меньше $T_{1/2} \text{ материнского}$, в противном случае приближение идет к прямой распада дочернего нуклида A_2^2 . При близких периодах полураспада асимптоты не наблюдается – A_2^3 .

Если материнский радионуклид имеет период полураспада много больший, чем периоды полураспада его дочерних продуктов, то при больших временах t , стремящихся к бесконечности, наступает радиоактивное равновесие (вековое равновесие), при котором активности всех радионуклидов в цепочке радиоактивных превращений становятся одинаковыми. На практике это реализуется, например, для цепочек радиоактивных превращений естественных радионуклидов ^{238}U , ^{232}Th , ^{226}Ra , и тогда указывается активность материнского радионуклида с учетом дочерних продуктов, находящихся с ним в радиоактивном равновесии.

Для протяженных источников используется понятие «удельная активность» – это общая активность радионуклида, приходящаяся на единицу длины, площади, объема или массы в источнике. Указанные величины носят соответственно названия линейной, поверхностной, объемной и массовой удельной активности радионуклида.

5.1.2. Схемы радиоактивных превращений

Активность радионуклида указывает лишь число радиоактивных превращений в радионуклиде, но не дает информации о виде испускаемых радионуклидом частиц и их количестве. Для определения этих параметров радионуклида используются схемы радиоактивных превращений.

На рис.5.4 и 5.5 для примера приведены простые типичные схемы радиоактивного распада.



Рис.5.4. Типичная упрощенная схема распада радионуклида

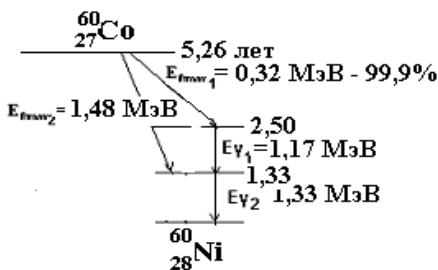


Рис.5.5. Схема распада радионуклида ${}^{60}_{27}\text{Co}$

В правой части типичной схемы распада (рис.5.4) косыми линиями указываются β^- -распады, с левой стороны β^+ -переходы, K-захваты и внутренняя конверсия. При этом указывается максимальная энергия испускаемых β^+ -частиц или энергия конверсион-

ных электронов и процентные доли таких переходов. Вертикальными линиями обозначены γ -переходы между возбужденными уровнями ядра с указанием энергии испускаемых фотонов и вероятности перехода. К настоящему времени практически для всех радионуклидов как естественного, так и искусственного происхождения подобные схемы радиоактивных превращений подробно изучены и приведены в справочной литературе, например, на файле <http://www-nds.iaea.org/nudat>. Они постоянно пересматриваются, оцениваются и уточняются.

По приведенным на схеме радиоактивных превращений конкретного радионуклида данным по выходам, можно рассчитать число частиц определенного вида с энергией E_i , испускаемых данным радионуклидом активностью $A, \text{Бк}$ в единицу времени: $A \cdot n_i, \text{с}^{-1}$. Отсюда следует, что число частиц, испускаемых источником, не обязательно равно его активности. Суммируя число частиц с различными энергиями, получаем полное число частиц данного вида, испускаемых источником излучения на один акт распада, а зная активность радионуклида можно определить мощность источника излучения.

Активности радионуклидов изменяются от десятков до 10^{20} Бк, периоды полураспада от долей микросекунды до 10^{12} лет.

Контрольные вопросы к § 5.1

1. Назовите основные характеристики источников излучений.
2. Какие радионуклиды называются изотопами, изотонами и изобарами?
3. Какие нуклиды относятся к наиболее устойчивым?
4. Что такое материнский и дочерние продукты распада?
5. Дайте определение активности радионуклида?
6. Что такое период полураспада радионуклида?
7. Как связаны активность и число радиоактивных ядер радионуклида?
8. Как связаны период полураспада и среднее время жизни радионуклида?
9. Запишите уравнение изменения числа ядер дочернего нестабильного радионуклида.
10. Как на схеме распада радионуклида указываются переходы с испусканием различных частиц?

11. Совпадает ли активность и число испускаемых при распаде частиц?

12. Запишите энергию, МэВ, испускаемую радионуклидным источником активностью A , Бк, если известна его схема распада.

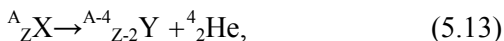
§ 5.2. Радионуклиды как источники отдельных видов излучений

Учитывая специфику взаимодействия различных видов излучений с веществом, рассмотрим характеристики источников по отдельным видам излучений.

К числу процессов, сопровождающих радиоактивный распад нуклидов, относятся: **α -распад; β -распад; γ -излучение ядер; нейтронный распад, спонтанное деление тяжелых ядер; испускание запаздывающих нейтронов.** Указанными процессами распада и определяется вид испускаемого источником излучения.

5.2.1. Источники α -частиц

Источниками α -частиц являются радионуклиды, испытывающие альфа-распад. α -распад – процесс спонтанного изменения ядра, в результате которого возникает свободная α -частица (ядро атома гелия). Символическая запись α -распада имеет вид:



где A_ZX – материнский, ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ – дочерний радионуклиды. При каждом α -распаде число протонов Z и число нейтронов $A-Z$ в дочернем ядре уменьшается на две единицы по отношению к материнскому. Все тяжелые ядра с массовым числом, превышающим значение $A > 209$, нестабильны по отношению к α -распаду. Поэтому α -распад характерен для тяжелых радионуклидов. Примером может служить α -распад плутония:



Небольшое количество α -активных ядер средней массы имеется среди лантаноидов. Энергетическая возможность α -распада обес-

печивается, если масса исходного ядра больше суммы масс ядер продуктов распада, т. е.

$$M({}^A_ZX) > M({}^{A-4}_{Z-2}Y) + M({}^4_2\text{He}). \quad (5.15)$$

Энергии α -частиц, испускаемых источником, соответствуют разнице энергий уровней ядра, между которыми проходит α -переход. Они являются дискретными и находятся в диапазоне от 1,8 до 15 МэВ. Периоды полураспада α -излучателей простираются от долей микросекунды до 10^{10} лет, причем чем ниже период полураспада, тем больше энергия испускаемых α -частиц. Как правило, α -распад сопровождается β - и γ -излучением, так как образующиеся в результате распада ядра находятся в возбужденном состоянии.

5.2.2. Источники β -частиц и электронов

Испускание моноэнергетических электронов внутренней конверсии и β^+ -излучения является спонтанным процессом преобразования ядра, в результате которого ядро изменяет свой заряд на $\Delta Z = \pm 1$, сохраняя при этом неизменное число нуклонов A . При β -распаде образуются свободные β -частицы (электрон β^- или позитрон β^+) или перестает существовать один из электронов («захват» ядром электрона из электронной оболочки) соответствующего атома. Потоки образующихся β -частиц называются **β -излучением**.

β -распад – самый распространенный вид радиоактивных превращений ядер в природе. В отличие от α -распада, который наблюдается исключительно у тяжелых ядер, β -распаду подвержены ядра практически во всей области значений массового числа A , начиная от единицы (свободный нейтрон) и заканчивая массовыми числами самых тяжелых ядер. Как отмечалось выше (см. рис.5.1) только одной оптимальной комбинации числа нейтронов и протонов в ядре отвечают стабильные ядра. Энергетически выгодно превращение ядра с иной комбинацией нуклонов в ядро с оптимальным числом нейтронов и протонов. Это превращение и ведет к β -распаду.

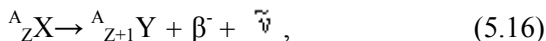
Максимальная энергия β -частиц, опять же, в отличие от α -распада, лежит в довольно широком интервале значений от 0,02 МэВ при распаде ядра трития ${}^3\text{H}$ до 16,4 МэВ при распаде ядра азо-

та ^{12}N . Периоды полураспада β -активных ядер изменяются в очень широких пределах от долей секунды до 10^{10} лет.

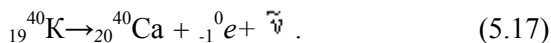
Известны три разновидности β -распада.

Если ядро имеет избыток нейтронов по сравнению с оптимальным составом ядра такой же атомной массы A , то оно претерпевает

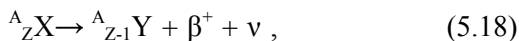
1. Электронный (β^- -распад):



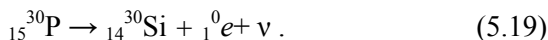
при котором выбрасываются электрон β^- и антинейтрино $\bar{\nu}$, а дочернее ядро получает заряд на единицу больший, чем материнское, так как в ядре уменьшается на единицу число нейтронов за счет увеличения на единицу числа протонов. Как пример β^- -распада можно привести распад естественного ^{40}K с превращением его в ^{40}Ca :



2. **Позитронный (β^+ -распад)** происходит, если ядро имеет избыток протонов:

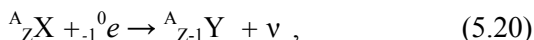


при котором выбрасываются позитрон β^+ и нейтрино ν , а дочернее ядро получает заряд на единицу меньший, чем материнское, так как в ядре увеличивается на единицу число нейтронов из-за уменьшения на единицу числа протонов. Примером β^+ -распада может служить распад

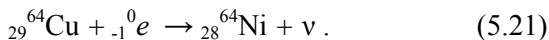


Некоторое подобие позитронного распада представляет K -захват.

3. **K -захват** – захват орбитального электрона, находящегося на K -оболочке, ядром



где ${}_{-1}^0e$ – атомный электрон. В общем случае, если энергия перехода меньше энергии связи K -электрона, то процесс наблюдается на L -электронах и т.д. При этом выбрасывается нейтрино ν , а дочернее ядро получает заряд на единицу меньше, чем материнское. Выражение (5.21) описывает процесс K -захвата ядром ${}_{29}^{64}\text{Cu}$:



K -захват и β^+ -распад часто конкурируют между собой, так как ядра претерпевают одинаковые превращения.

Таким образом, при β -распаде любого вида число нуклонов в ядре сохраняется, но происходит самопроизвольное превращение либо нейтрона в протон (β^- -распад), либо протона в нейтрон (β^+ -распад и K -захват). Именно поэтому K -захват можно отнести к процессам β^+ -распада. Так как при β^+ -распаде изменяется только один из нуклонов ядра, то этот процесс можно отнести к внутринуклонному, а не внутриядерному.

В процессе β -распада одинаковых ядер испускаются три частицы, поэтому в соответствии с законами сохранения энергии и импульса энергия каждой частицы может принимать значение от нуля до максимальной в зависимости от взаимной ориентации импульсов. Таким образом, в результате β -распада образуются β -частицы всех энергий от нуля и до энергии $E_{\beta\text{max}}$, называемой **верхней границей β -спектра**.

На рис. 5.6 представлены для примера энергетические спектры β -частиц, испускаемых при распаде часто используемых радионуклидов. Средняя энергия β -частиц, испускаемых при максимальной энергии β -спектра выше 0,5 МэВ примерно равна $(1/2) \cdot E_{\beta\text{max}}$. Обычно средняя энергия β -частиц близка к $1/3$ максимальной.

Помимо β -распада испускание электронов атомом может происходить и по иным причинам. Кулоновское поле ядра может передать всю энергию возбуждения ядра одному из атомных электронов, при этом из атома вылетает **электрон внутренней конверсии**.

Так как энергия возбуждения ядра имеет конкретное дискретное значение, то кинетическая энергия электронов внутренней конверсии $E_e^{K,L}$ тоже имеет конкретное дискретное значение:

$$E_e^K = E^* - E_K; \quad E_e^L = E^* - E_L, \quad (5.22)$$

где E_K , E_L – энергия связи электронов на соответствующих оболочках, E^* – энергия возбуждения ядра.

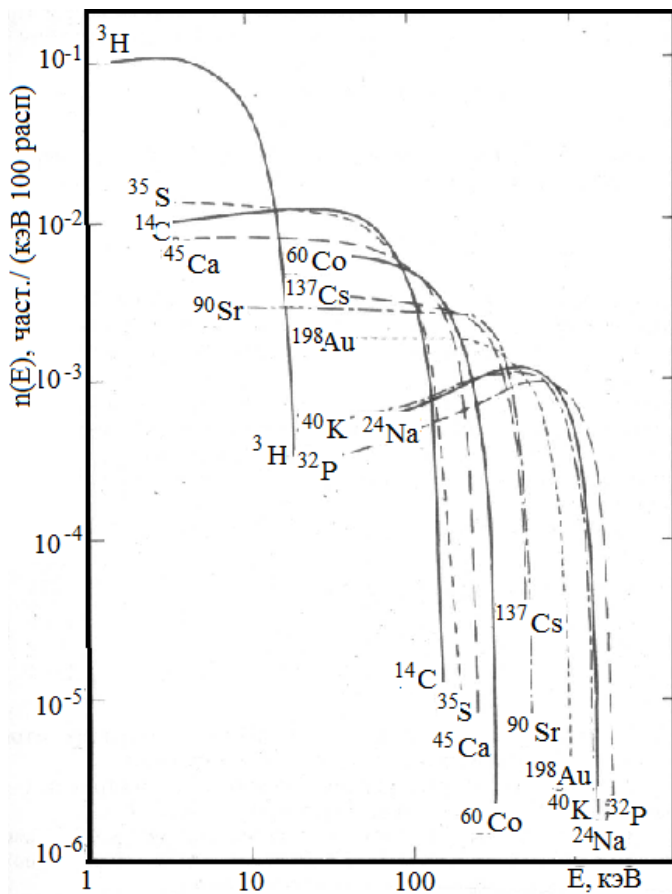


Рис.5.6. Спектры β-частиц, испускаемых при распаде различных β-излучателей

При K -захвате или при внутренней конверсии за счет захвата или вылета электрона, находящегося на внутренней оболочке атома, образуется вакансия, которая быстро (за время 10^{-15} с) заполняется электроном с внешней по отношению к вакантной оболочки. При этом энергия возбуждения атома может передаваться **непосредственно** одному из внешних электронов атома, что сопровож-

дается испусканием низкоэнергетических **электронов Оже**. При образовании вакансии на K -оболочке самые легкие атомы испускают оже-электроны с энергией равной $E_K - E_{2L}$, E_{2L} – энергия связи двух электронов на L -оболочке, тогда как атомы с $Z > 32$ испускают главным образом кванты характеристического излучения, и с меньшей вероятностью оже-электроны.

Все радионуклидные источники электронного и бета-излучения испускают сопутствующее фотонное излучение. Физическая природа его образования многообразна.

Как правило, за счет энергии β -распада ядро остается в возбужденном состоянии, переход из которого в основное состояние чаще всего сопровождается γ -переходами между возбужденными уровнями ядра, т.е. радионуклид одновременно является и γ -излучателем (см. рис.5.4, 5.5), что представляет основную радиационную опасность при работе с источниками β -излучения. Иногда энергия возбуждения ядра превышает энергию связи нуклона в ядре. В этом случае снятие возбуждения реализуется испусканием протона, нейтрона или α -частицы. К категории таких радионуклидов можно отнести около десятка радионуклидов – продуктов деления ядер, дающих при β -распаде запаздывающие нейтроны. При внутренней конверсии после вылета электрона с K -оболочки или при K -захвате атом остается в возбужденном состоянии; образовавшаяся энергетическая вакансия на K -оболочке заполняется одним из электронов с внешних оболочек атома с испусканием квантов характеристического излучения с энергией, равной разности энергий связи электронов, находящихся на соответствующих оболочках. Учитывая, что разница энергий электронов на электронных оболочках атома зависит от нуклида, испускаемое моноэнергетическое характеристическое излучение часто используется для идентификации нуклида. В процессе β^+ -распада образовавшийся позитрон практически тут же в поле ядра аннигилирует со свободным электроном, образуя два аннигиляционных γ -кванта с энергией 0,511 МэВ. Количество таких гамма-квантов определяется вероятностью β^+ -распада радионуклида. Образовавшиеся в процессе β -распада, K -захвата и внутренней конверсии электроны, замедляясь и взаимодействуя с электромагнитным полем атомов материала либо самого источника, либо защиты формируют поле тормозного гамма-излучения.

Для оценки интенсивности образующегося тормозного излучения при полном поглощении β -частиц или электронов в материале с атомным номером Z можно использовать приближенные формулы:

для β -излучения:

$$Y_{\beta} = 1,23 \cdot 10^{-4} \cdot (Z+3) \sum_{i=1}^I E_{\beta \max i}^2 n_{\beta i} \quad (5.23)$$

или более точную:

$$Y_{\beta} = 8,5 \cdot 10^{-4} \cdot (Z+3) \sum_{i=1}^I E_{\beta \text{ср} i}^2 n_{\beta i}, \quad (5.24)$$

для моноэнергетических электронов с энергией ниже 1 МэВ:

$$Y_e = 5,77 \cdot 10^{-4} \cdot Z \sum_{i=1}^I E_{ei}^2 n_{ei}. \quad (5.25)$$

Здесь Y_{β} , Y_e – выход тормозного излучения, МэВ/распад; Z – атомный номер материала, в котором происходит торможение частиц; $n_{\beta i}$, n_{ei} – выход β -частиц или электронов на один распад ядра; $E_{\beta \max i}$, $E_{\beta \text{ср} i}$, E_{ei} – максимальная и средняя энергии β -излучения и моноэнергетических электронов i -й энергетической группы соответственно, МэВ; I – число энергетических β -переходов в радионуклиде.

Спектральное распределение тормозного излучения приведено на рис.5.7, где по оси абсцисс энергии фотонов тормозного излучения приведены в долях $E_{\beta \max}$ для β -частиц и E_e для моноэнергетических электронов. Характерно, что спектры тормозного излучения, хотя по энергии и простираются до $E_{\beta \max}$ и E_e , в значительной степени обогащены низкоэнергетичными фотонами.

Кстати видно, что спектр тормозного излучения, создаваемого электронами с энергией равной $E_{\beta \max}$, жестче соответствующего спектра, создаваемого β -частицами. Знание схем распада определенного радионуклида позволяет учесть корректно все сопутствующее излучение.

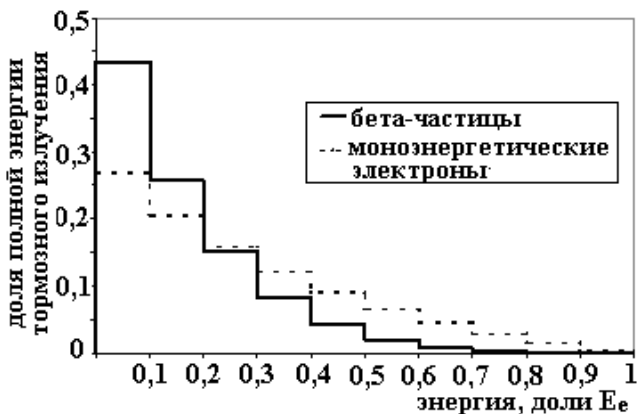


Рис. 5.7. Энергетическое распределение тормозного излучения

5.2.3. Источники γ -излучения

Рассматривая радионуклиды, как гамма-излучатели, следует отметить, что по природе образования фотонов их можно разделить на две категории: гамма-излучение ядер и гамма-излучение при атомных переходах.

Гамма-излучение ядер. Излучение γ -кванта является основным процессом освобождения ядра от избыточной энергии, при условии, что эта энергия не превосходит энергию связи нуклона в ядре. Образование фотонов в ядре происходит только под действием электромагнитных сил и сопровождается перераспределением в ядре либо электрического заряда (электрические переходы), либо магнитных моментов (магнитные переходы). При этом изменяется или переориентируется спин ядра или его составляющие. В любом случае испускание радионуклидом γ -квантов с дискретным набором энергий обусловлено γ -переходами с одного энергетического уровня ядра на другой. Энергетические спектры испускаемых γ -квантов определяются схемой распада радионуклида и могут быть моноэнергетическими, например, у ^{137}Cs , испускающего γ -кванты с энергией 0,662 МэВ, и содержащими сотни дискретных энергий, например у ^{226}Ra с его дочерними про-

дуктами распада. Диапазон энергий испускаемых γ -квантов простирается от десятков кэВ до примерно 3 МэВ.

Гамма-излучение при атомных переходах, являющееся сопутствующим в источниках электронов и β -частиц, подробно описано выше.

Мощность источника γ -квантов определяется его активностью, которая может изменяться от десятков до 10^{20} Бк. Временные параметры распада радионуклидов тоже находятся в широких пределах: от короткоживущих с периодами полураспада от долей секунды до долгоживущих с периодами полураспада до нескольких миллиардов лет.

5.2.4. Источники нейтронов

К радионуклидным источникам нейтронов можно отнести два типа источников: источники спонтанного деления ядер и нейтронного распада и источники, в которых нейтроны получают путем облучения мишени различного вида излучениями радионуклидов. Последние источники отсутствуют в естественных условиях и требуют специального приготовления с использованием искусственных радионуклидов. В отличие от вышеприведенных источников излучений характеристикой источников нейтронов обычно является мощность источника, определяемая числом нейтронов, испускаемых источником в единицу времени.

Источники спонтанного деления ядер — есть результат радиоактивных превращений искусственных радионуклидов, относящихся к трансурановым элементам, в которых происходит спонтанное деление ядра на осколки с испусканием нейтронов. Спонтанное деление могут испытывать только ядра, содержащие большое количество протонов, а именно, для которых выполняется условие: $Z^2/A > 45$. Для ядер таких элементов как уран и торий спонтанное деление является очень редким процессом; их ядра намного чаще распадаются другими путями. С увеличением показателя $Z^2/A > 100$ доля спонтанно делящихся ядер растёт. К таким можно отнести некоторые изотопы Pu, Cm, Cf.

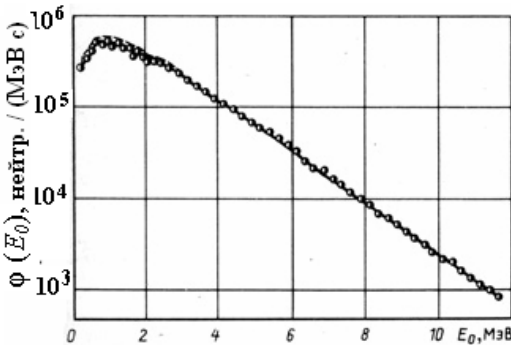
Характеристики спонтанного деления в виде периодов полураспада при спонтанном делении и числа делений в секунду в 1 кг вещества приведены в табл.5.1.

Таблица 5.1

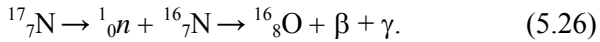
Скорость спонтанного деления тяжелых ядер

Нуклид	^{232}Th	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{252}Cf
$T_{1/2}$, год	$1,4 \cdot 10^{18}$	$3,0 \cdot 10^{17}$	$16 \cdot 10^{17}$	$8,0 \cdot 10^{15}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	86
Число дел./с кг	0,04	0,2	0,3	7	10	$4,6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{12}$

В настоящее время получили большое распространение источники нейтронов, использующие спонтанное деление $^{252}_{98}\text{Cf}$, получаемого на ускорителях и ядерных реакторах, дающие большой удельный выход нейтронов $\sim 2,5 \cdot 10^6$ нейтр./с на 1 мг ^{252}Cf . Среднее число мгновенных нейтронов на деление составляет 3,78 с небольшим выходом сопутствующего фотонного излучения. Максимальная мощность таких источников может достигать примерно 10^{12} с^{-1} . Энергетический спектр нейтронов источника — сплошной, с максимумом при энергии нейтронов около 0,8 МэВ и средней энергией 2 МэВ, по внешнему виду мало отличающийся от спектра вынужденного деления ядер урана и плутония (рис.5.8). Период полураспада ^{252}Cf по отношению к спонтанному делению равен 86 годам.

Рис.5.8. Энергетическое распределение нейтронов ^{252}Cf -источника

Нейтронный распад. В отдельных случаях, когда энергия возбужденного ядра превышает энергию связи нейтрона в ядре, составляющую 8-10 МэВ, может происходить распад ядра с выделением нейтрона. Испускание нейтрона приводит к уменьшению массового числа вторичного атома на единицу. Например:



К этой категории источников нейтронов можно отнести **источники запаздывающих нейтронов**, которые представляют собой радионуклиды, обогащенные нейтронами, в которых энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона в ядре. Образующиеся в процессе деления тяжелых ядер эти радионуклиды, имеющие периоды полураспада в пределах нескольких минут, как отдельные радионуклидные источники нейтронов не используются. Более подробно характеристики запаздывающих нейтронов описаны в § 5.3.

Второй способ получения нейтронов с помощью радионуклидных источников основан на ядерных реакциях (α, n) и (γ, n) , приводящих к образованию нейтрона, когда в качестве α -, γ -излучателей используются естественные или искусственные радионуклиды.

(α, n) -источники нейтронов дают нейтроны при захвате α -частицы, испускаемой α -источником, в качестве которого используют Am, Po, Pu, Ra, мишенью из Be, B, Li, F. Обычно источники представляют гомогенную смесь материалов излучателя и мишени и характеризуются активностью, определяемой активностью α -излучателя. Для каждого источника дается число нейтронов, испускаемых на единицу активности α -излучателя, или, как в табл.5.2, выход нейтронов на 1 г α -излучателя. Характеристики часто используемых (α, n) -источников приведены в табл.5.2.

Таблица 5.2

Основные характеристики (α, n) -источников нейтронов

Источник	$T_{1/2}$	Выход нейтронов, нейтр./с г	E, МэВ		Выход фотонов фот./нейтр.
			Максим.	Средняя	
${}^{226}\text{Ra}-\alpha\text{-Be}$	1600 лет	$1,5 \cdot 10^7$	13	3,2	$\sim 10^4$
${}^{210}\text{Po}-\alpha\text{-Be}$	138,5 сут	10^{10}	10,9	4,2	~ 1
${}^{239}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$	24360 лет	$1,8 \cdot 10^5$	10,7	4,5	~ 3
${}^{238}\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$	87 лет	$2 \cdot 10^7$	11,1	3,9	Несколько
${}^{210}\text{Po}-\alpha\text{-B}$	138,5 сут	-	6,0	2,7	-

Мощность источников такого типа не превышает $\sim 10^9 \text{ с}^{-1}$; энергетический спектр нейтронов зависит от комбинации α -излучателя и мишени и представляет сплошное распределение в диапазоне энергий нейтронов 0,1—12 МэВ из-за наличия дискретных линий в

спектре α -излучателя и ионизационного торможения первоначально моноэнергетических α -частиц.

Для примера на рис. 5.9 приведены энергетические спектры некоторых (α, n) -источников.

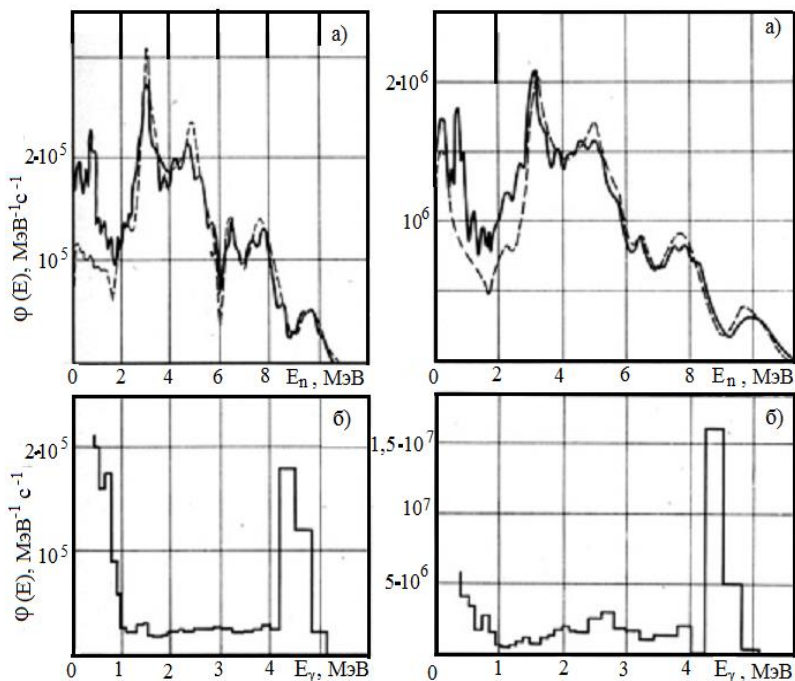


Рис. 5.9. Измеренные (сплошные кривые) и рассчитанные (пунктирные кривые) спектры нейтронов (а) и фотонов (б), испускаемых ^{210}Po - α -Ве (слева) и ^{239}Pu - α -Ве (справа) источниками нейтронов

Изменение мощности источника со временем определяется периодом полураспада α -излучателя.

Как правило, такие источники нейтронов одновременно испускают заметное фотонное излучение, обусловленное γ -квантами распада радионуклида α -излучателя и фотонами, возникающими в процессе реакции (α, n) . Например, в Po - α -Ве источнике на 1 испущенный нейтрон испускается 1 фотон с энергией 4,44 МэВ и фотоны с энергиями 2,9 и 7,3 МэВ с низким выходом, испускаемые возбужденным продуктом реакции ^{12}C , $1,2 \cdot 10^{-5}$ фотонов с энергией

0,803 МэВ в результате распада ^{210}Po . Сопутствующее фотонное излучение радиевого источника определяется фотонами распада радия с дочерними продуктами его распада.

Фотонейтронные или (γ, n) -источники можно создать, если облучать мишень γ -излучением радионуклида, энергия которого превосходит энергию связи нейтрона в ядре мишени. Существуют всего два ядра – это ^2H и ^9Be с энергиями связи нейтронов $E_{\text{св}}=2,23$ и 1,67 МэВ, соответственно, которые можно использовать для этих целей. В качестве гамма-излучателей применяют ^{24}Na , ^{124}Sb , ^{226}Ra , ^{228}Th и т.д., энергия γ -квантов которых превышает указанные энергии связи нейтрона.

В итоге (γ, n) -реакции для моноэнергетического γ -кванта с энергией E_γ можно получить нейтроны с энергией E , определяемой формулой:

$$E = \frac{(A-1)}{A} x$$

$$x \left[E_\gamma - E_{\text{св}} - \frac{E_\gamma^2}{1862 (A-1)} \right] - E_\gamma \left[\frac{2(A-1)(E_\gamma - E_{\text{св}})^{1/2}}{931A^3} \right] \cos\theta \approx$$

$$\approx \frac{(A-1)}{A} (E_\gamma - E_{\text{св}}), \quad (5.27)$$

где A — атомная масса ядра мишени, θ — угол вылета нейтрона относительно направления движения фотона. Энергии в формуле подставляются в мегаэлектронвольтах. Для многих практических задач источники нейтронов по реакции (γ, n) можно считать близкими к моноэнергетическим.

Мощность таких источников невелика и не превышает 10^8 с^{-1} . Для этих нейтронных источников также характерно сопутствующее фотонное излучение, обусловленное, как правило, фотонами гамма-излучателя. В качестве примера в табл.5.3 приведены наиболее часто используемые (γ, n) -источники нейтронов. Здесь же приведены их характеристики: периоды полураспада гамма-излучателя, энергии испускаемых фотонов с их выходами на один акт распада, выходы нейтронов и их энергии.

Таблица 5.3

Характеристики (γ, n)-источников нейтронов

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma i}$, МэВ, ($n_{\gamma i}$, %) ^{*1}	E , МэВ	Выход, нейтр/с мг ^{*2}
$^{24}\text{Na}-\gamma\text{-Be}$	15 час	3,867 (0,06) 2,754(99,87)	0,83	130
$^{24}\text{Na}-\gamma\text{-D}_2\text{O}$	15 час	3,867 (0,06) 2,754(99,87)	0,22	270
$^{88}\text{Y}-\gamma\text{-Be}$	107,15 сут	3,219 (0,01) 2,734 (0,43) 1,836 (99,6)	0,16	100
$^{124}\text{Sb}-\gamma\text{-Be}$	60,2 сут	2,091 (5,61) 1,691 (49)	0,024	190

^{*1} Энергия и квантовый выход фотонов, на которых возможна реакция.

^{*2} Выход на 1 мг мишени, находящейся на расстоянии 1 см от источника фотонов активностью $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Контрольные вопросы к § 5.2

1. Назовите виды радиоактивного распада.
2. Каковы энергетические возможности α -распада радионуклида?
3. С какими энергиями испускаются α -частицы при распаде?
4. Почему при β -распаде испускаются электроны с непрерывным распределением по энергии?
5. Чем отличается позитронный распад от K -захвата?
6. В чем состоит природа внутренней конверсии?
7. Назовите природу испускания сопутствующего фотонного излучения при β -распаде?
8. Как зависит интенсивность сопутствующего тормозного излучения при β -распаде от максимальной энергии β -частиц и атомного номера материала?
9. Каков вид спектра тормозного излучения, создаваемого электронами и β -частицами?
10. Назовите основные радионуклидные источники нейтронов.
11. Назовите наиболее часто используемый источник нейтронов спонтанного деления.

12. Какие радионуклиды способны при распаде испускать нейтронное излучение?

13. Опишите конструкцию (α, n) -радионуклидного источника.

14. К какому диапазону энергий относятся нейтроны, испускаемые (α, n) - источником?

15. Чем обусловлено сопутствующее фотонное излучение в (α, n) - источниках нейтронов?

16. При каких условиях можно реализовать фотонейтронный источник?

17. Чему примерно равна энергия нейтронов, испускаемых фотонейтронным источником?

§ 5.3. Дозовые характеристики радионуклидов как источников γ - излучения

Радионуклиды как источники фотонного излучения нашли широкое использование в различных сферах деятельности человека. Например, в металлургической промышленности России в 2007 г. использовалось более 10 тыс. приборов, содержащих источники ионизирующих излучений, в судостроительной промышленности на судостроительных и судоремонтных заводах и предприятиях используются радиоактивные источники специального назначения, содержащие радионуклиды до 1800 наименований. Широта использования радионуклидов, как гамма-излучателей, потребовала развития быстрых методов оценки радиационной обстановки и обеспечения безопасных условий работы с ними. Для решения этой задачи было необходимо простыми инженерными методами оперативно вычислять создаваемые такими источниками дозы фотонного излучения, что и было реализовано на основе использования керма- и гамма-постоянных радионуклидов.

5.3.1. Керма-постоянные радионуклидов

Рассмотрим расчет мощности кермы в воздухе, создаваемой фотонами точечного изотропного радионуклидного источника активностью A на расстоянии R от него.

Пренебрегая поглощением фотонов в воздухе на пути от источника до точки детектирования, мощность кермы в воздухе можно определить по формуле (см. формулу (4.10)):

$$\dot{K} = \frac{A \cdot \sum_{i=1}^I E_{\gamma,i} \cdot n_{\gamma,i} \cdot \mu_{en}^B \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{4\pi R^2 \rho_B}, \text{ Гр/с}, \quad (5.28)$$

где A — активность радионуклида, Бк; $n_{\gamma,i}$ — число фотонов с энергией $E_{\gamma,i}$, МэВ на 1 распад; R — расстояние от источника до точки наблюдения, м; $\mu_{en,i}^B$ — линейный коэффициент поглощения энергии фотонов с энергией $E_{\gamma,i}$ в воздухе, м^{-1} ; ρ_B — плотность воздуха, кг/м^3 .

Видно, что для расчета мощности кермы помимо активности источника необходимо знать энергии и выходы фотонов с данной энергией для данного радионуклида на один акт распада, для чего требуется обращение к справочникам по схемам радиоактивных превращений. Для облегчения расчетов кермы фотонов была введена дозовая характеристика точечного изотропного радионуклидного источника в виде мощности кермы фотонов в воздухе, рассчитанной при некоторых стандартных условиях, а именно при $R = 1$ м и $A = 1$ Бк. Так рассчитанная мощность кермы в воздухе определяется характеристиками только нуклида и называется керма-постоянной радионуклида.

Таким образом, **керма-постоянная радионуклида** Γ_K — есть выраженная в Гр/с мощность воздушной кермы, создаваемая точечным радионуклидным источником активностью 1 Бк на расстоянии 1 м от него в вакууме без начальной фильтрации:

$$\Gamma_K = \frac{\sum_{i=1}^I E_{\gamma,i} \cdot n_{\gamma,i} \cdot \mu_{en,i}^B \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{4\pi \rho_B}, \text{ Гр} \cdot \text{м}^2 / \text{с} \cdot \text{Бк}. \quad (5.29)$$

Аналогичным образом может быть определена **гамма-постоянная** по поглощенной дозе в воздухе Γ , которая с погрешностью, не превышающей 1% совпадает с Γ_K или гамма-постоянная по эффективной дозе или любой другой дозовой характеристике поля фотонов. Учитывая малость керма-постоянных, обусловленную низкой активностью источника, значения Γ_K для разных ради-

онуклидов приводятся в справочной литературе в единицах аГр, где а — атта = 10^{-18} — дробная единица. Таким образом, керма-постоянная выражается в аГр·м²/с·Бк.

При известной керма-постоянной радионуклида мощность кермы в воздухе или поглощенная доза в воздухе, создаваемые точечным изотропным радионуклидным источником произвольной активности A , Бк на расстоянии R , м от него рассчитываются по формулам:

$$\dot{K}(R) = 10^{-18} \cdot A \cdot \Gamma_K / R^2, \text{ Гр/с}; \quad (5.30)$$

$$\dot{D}_в(R) = 10^{-18} \cdot A \cdot \Gamma / R^2, \text{ Гр/с}. \quad (5.31)$$

Различают полную и дифференциальную керма-постоянные. Керма-постоянная $\Gamma_{K,i}$, рассчитанная для i -й энергии фотонов $E_{\gamma,i}$ радионуклида, называется дифференциальной керма-постоянной, а определяемая выражением (5.29) — полной. Очевидно, что

$$\Gamma_K = \sum_i \Gamma_{K,i}. \text{ Учитывая, что радиационный взвешивающий коэффициент}$$

для фотонов равен $w_R = 1$, а мощность поглощенной дозы в воздухе совпадает с мощностью воздушной кермы, мощность эквивалентной дозы фотонов, создаваемая радионуклидом на расстоянии R от него может быть рассчитана по формуле:

$$\dot{H} = 1,1 \cdot 10^{-18} \cdot A \cdot \Gamma_K / R^2, \text{ Зв/с}. \quad (5.32)$$

При расчетах керма-постоянных автоматически учитывается характеристическое излучение и при наличии β^+ -переходов в схеме распада радионуклида возникающие при аннигиляции позитрона 2 фотона с энергией 0,511 МэВ.

Не учитывается вклад в керма-постоянную тормозного излучения, сопровождающего выход электронов и позитронов при распаде радионуклида. Вклад этого излучения в поглощенную дозу в воздухе необходимо оценивать отдельно, используя выходы тормозного излучения по формулам (5.23) — (5.25).

Если распадающийся γ -излучающий материнский радионуклид имеет нестабильные дочерние продукты, то необходимо при расчете керма-постоянной учитывать фотонное излучение, испускаемое дочерними продуктами распада. Керма-постоянная, отнесенная к единичной активности материнского радионуклида, с учетом фотонного излучения всех дочерних продуктов равна:

$$\Gamma_K = \Gamma_{K,1} + \sum_{j=2}^I \Gamma_{K,j} \xi_j, \quad (5.33)$$

где $\Gamma_{K,1}$, $\Gamma_{K,j}$ - керма-постоянные материнского и $(j-1)$ -го дочернего продукта, а поправочный коэффициент ξ равен отношению активности $(j-1)$ -го дочернего продукта к активности материнского $\xi = A_j / A_1 = \lambda_j N_j / \lambda_1 N_1$. Так как число радиоактивных ядер дочерних продуктов распада зависит от времени, то и керма-постоянная, рассчитанная для единичной активности материнского радионуклида с учетом фотонов дочерних продуктов, зависит от времени. Для вычисления поправочного коэффициента ξ можно воспользоваться формулами, приведенными в разделе 5.1.1. Обычно в справочной литературе керма-постоянная материнского радионуклида приводится с учетом дочерних продуктов, находящихся с ним в радиоактивном равновесии, т.е. принимаются активности дочерних продуктов равными между собой и равными активности материнского радионуклида, следовательно, $\xi = A_j / A_1 = 1$. Это дает максимальное значение керма-постоянной нуклида с учетом его дочерних продуктов.

5.3.2. Керма - эквивалент радионуклидов

Во многих практических задачах удобно сравнивать радионуклиды по создаваемой ими дозе фотонного излучения при некоторых стандартных условиях. Такой дозовой характеристикой радионуклида, как гамма-излучателя, является керма-эквивалент.

Керма-эквивалент k_e – это мощность воздушной кермы, создаваемой фотонами радионуклидного источника на расстоянии 1 м от него в вакууме. Единицей керма-эквивалента является грей-метр в квадрате за секунду ($\text{Гр} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$).

Из определения керма-эквивалента следует связь между ним и активностью отдельного радионуклидного источника:

$$\kappa_e = A \cdot \Gamma_K. \quad (5.34)$$

Мощность кермы, создаваемой данным радионуклидом, керма-эквивалент которого равен κ_e , на произвольном расстоянии R от него равна:

$$\dot{K} = A \cdot \Gamma_K / R^2 = \kappa_e / R^2. \quad (5.35)$$

Удобство использования керма-эквивалента состоит в возможности проводить расчет доз, создаваемых смесью различных радионуклидов, например, смесью продуктов деления ядерного топлива атомных реакторов, для которой задается керма-эквивалент.

Контрольные вопросы к § 5.3

1. Дайте определение керма-постоянной радионуклида.
2. В чем разница между воздушной керма-постоянной и гамма-постоянной по поглощенной дозе в воздухе?
3. Для какого излучения введено понятие керма-постоянной?
4. В чем разница между полной и дифференциальной керма-постоянными?
5. Как учитываются дочерние продукты при определении керма-постоянной?
6. Чему равно максимальное значение керма-постоянной радионуклида с учетом фотонного излучения его дочерних продуктов?
7. Что такое керма-эквивалент радионуклида?
8. Как керма-эквивалент связан с керма-постоянной?
9. Назовите размерности керма-постоянной и керма-эквивалента.

§ 5.4. Установки для получения излучений

В настоящее время в энергетике, медицине, промышленности широко используются специальные установки для получения мощных потоков различного вида ионизирующих излучений. Мощ-

ность таких источников излучений определяется параметрами установки и обычно задается числом частиц, которые в единицу времени испускаются установкой. Принципы получения отдельных видов частиц на установках зависят от вида частиц, поэтому рассмотрим наиболее широко используемые установки, разделяя их по виду излучения.

5.4.1. Источники заряженных частиц

Ускорители заряженных частиц — устройства для получения потоков заряженных частиц (электронов, протонов, атомных ядер, ионов) больших энергий. Ускорение производится с помощью электрического поля, способного изменять энергию частиц, обладающих электрическим зарядом. Этот принцип ускорения частиц реализуется на электростатических ускорителях. Магнитное поле может изменять направление движения заряженных частиц, не меняя величины их скорости, поэтому в ускорителях оно применяется для управления движением частиц (формой траектории). В современных ускорителях на большие энергии ускоренных частиц используются и электрические и магнитные поля. В итоге, ускорители классифицируются по типу ускоряемых частиц: электронные, протонные ускорители и ускорители ионов; по характеру траекторий частиц: линейные, в которых траектории частиц близки к прямой линии, и циклические ускорители, в которых траектории частиц близки к окружности; по характеру ускоряющего поля: резонансные, в которых ускорение производится переменным высокочастотным электромагнитным полем; по механизму, обеспечивающему устойчивость движения частиц в перпендикулярных к орбите направлениях (фокусировку): ускорители с однородной фокусировкой, в которых фокусирующая сила постоянна вдоль траектории, и ускорители со знакопеременной фокусировкой, в которых фокусирующая сила меняет знак вдоль траектории и т.д.

Основными характеристиками ускорителя является энергия ускоренных частиц и ток частиц. С точки зрения характеристик источника заряженных частиц они рассматриваются как моноэнергетические источники частиц, энергия которых определяется ускоряющим напряжением, а угловое распределение частиц, падающих на мишень, можно считать мононаправленным. Наиболее широко используемые в практике линейные ускорители дают частицы с

энергиями до десятков гигаэлектронвольт, ускорители на высокие энергии представляют собой мощные дорогостоящие установки в единичном экземпляре с предполагаемой, например, на коллайдере в ЦЕРНе энергией протонов до 14 ТэВ.

5.4.2. Источники фотонного излучения

Электронные ускорители и рентгеновские установки. При прохождении заряженных частиц в электромагнитном поле с ускорением или замедлением энергия частицы теряется в виде тормозного фотонного излучения. На этом принципе основано получение пучков фотонного излучения при торможении электронов, испущенных катодом рентгеновской трубки и ускоренных электрическим полем между катодом и анодом, на мишени.

На рис.5.10 приведена примитивная схема рентгеновского аппарата, демонстрирующая сказанное.

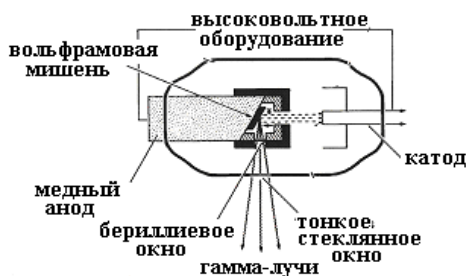


Рис.5.10. Примитивная схема рентгеновского аппарата

Мощность такого источника фотонов определяется током электронов, напряжением между катодом и анодом, материалом и толщиной мишени и находится в диапазоне от 10^5 до 10^{14} с⁻¹. Приблизительно мощность источника может быть выражена формулой:

$$J \sim i Z U^2, \quad (5.36)$$

в которой i – ток на трубке, Z – атомный номер материала мишени, U – напряжение на трубке.

Энергетическое распределение испускаемых мишенью фотонов является непрерывным в диапазоне от 0 до энергии ускоренных электронов и имеет вид, подобный приведенному на рис.5.11.

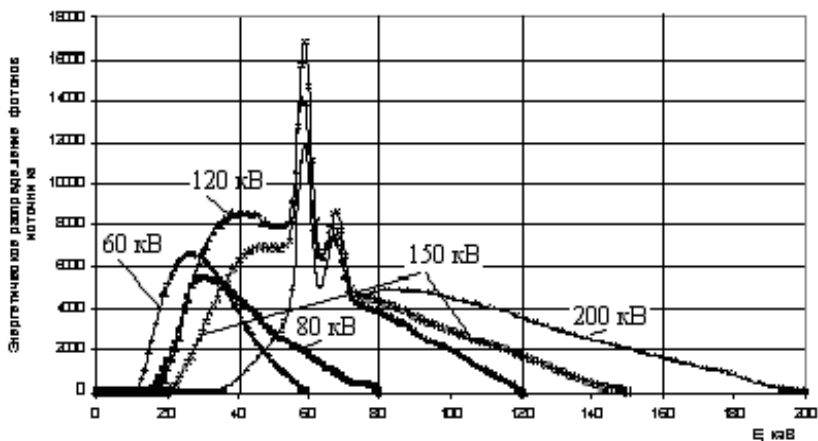


Рис.5.11. Энергетические спектры рентгеновского излучения из вольфрамовой мишени при различных напряжениях на трубке

На фоне непрерывного спектра тормозного излучения, характеризуемого максимальной энергией фотонов, равной энергии ускоренных электронов, четко выделяются моноэнергетические кванты характеристического излучения материала мишени, которые по амплитуде превышают амплитуду тормозного излучения, а положение их по энергии зависит от материала мишени.

Принципиальная разница между линейным ускорителем электронов и рентгеновской установкой состоит лишь в энергии ускоренных электронов, которая в рентгеновских аппаратах обычно не превышает 400 кэВ, а на ускорителях достигает десятков МэВ. Это проявляется и в спектре тормозного излучения, примерный вид которого для электронов показан на рис.5.7. Для практики расчетов защиты от тормозного излучения ускорителей электронов часто показанное спектральное распределение заменяют моноэнергетическим с эффективной энергией равной $2/3 E_e$ при энергии ускоренных электронов $E_e < 1,7$ МэВ; $1/2 E_e$ при E_e в диапазоне 1,7-10 МэВ; 5 МэВ при $E_e = 10-15$ МэВ и $1/3 E_e$ при $E_e > 15$ МэВ.

Помимо разницы в спектрах фотонного излучения этих установок наблюдается и разница в угловом распределении испускаемых фотонов (рис.5.12).

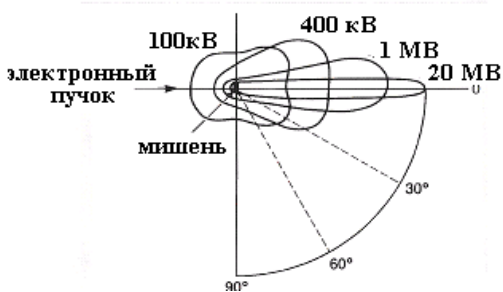


Рис.5.12. Угловое распределение фотонов, вылетающих из мишени ускорителя при разных ускоряющих напряжениях

На ускорителях фотоны, как правило, летят в направлении первичного пучка электронов, на рентгеновском аппарате при низких напряжениях на трубке в направлении перпендикулярном к первичному пучку.

Следует отметить еще одну особенность электронных ускорителей на высокие энергии. Если энергия тормозного фотонного излучения превышает энергию связи нейтронов в ядре материала мишени или конструкционных элементов, то возникает по реакции (γ, n) мощное сопутствующее нейтронное излучение, которое порой определяет радиационную обстановку вблизи ускорителя.

Реактор как источник фотонов. Источники фотонного излучения на ядерном реакторе различаются как по природе их образования, так и по характеристикам испускаемого излучения. Можно выделить следующие основные группы фотонов реактора: мгновенное гамма-излучение, гамма-излучение продуктов деления, захватное гамма-излучение, гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов и активационное гамма-излучение.

Мгновенное гамма-излучение представляет собой гамма-кванты, испускаемые в процессе деления тяжелого ядра и распада короткоживущих продуктов деления, т.е. фотонное излучение, испускаемое за время $t < 5 \cdot 10^{-7}$ с после реакции деления. Суммарная энергия этого гамма-излучения составляет примерно 7 МэВ/деление, спектр испускаемых фотонов представляет собой непрерывную спадающую функцию до энергии примерно 7,5 МэВ со средней энергией 2,5 МэВ. Это излучение образуется в активной зоне реактора непосредственно во время его работы.

Гамма-излучение продуктов деления ядерного топлива обусловлено гамма-излучением радионуклидов, накапливаемых в топливе в процессе работы реактора как непосредственно в процессе деления, так и за счет радиоактивного распада этих продуктов и захвата нейтронов образовавшимися продуктами деления. В целом образуется около 1000 радионуклидов – продуктов деления, каждый из которых имеет спектр дискретных энергетических линий гамма-квантов и свой период полураспада. Обилие радионуклидов с разными периодами распада и наличие многих гамма-переходов в их схемах распада формирует практически непрерывный спектр гамма-излучения продуктов деления, изменяющийся в зависимости от времени работы реактора и времени его остановок. Активности продуктов деления в любой момент времени могут быть вычислены на основе данных о независимых или кумулятивных выходах продуктов деления и поперечных сечениях реакций, приводящих к их образованию. Примерно через год выдержки основной вклад в суммарный спектр вносят фотоны в энергетическом диапазоне от 0,5 до 0,9 МэВ со средней энергией 0,8 МэВ и суммарной энергией примерно 7,5 МэВ/деление.

Захватное гамма-излучение возникает при захвате нейтронов как в материале топлива, так и в конструкционных элементах реактора, что приводит к тому, что оно образуется не только в активной зоне реактора, но и в окружающих ее конструкциях, в том числе в биологической защите реактора. Если в первом приближении считать, что в процессе деления ^{235}U тепловыми нейтронами образуется 2,43 нейтр./деление, один из которых используется для самоподдерживающейся реакции деления, то примерно 1,43 нейтрона захватываются с образованием захватного гамма-излучения. Учитывая тот факт, что поперечные сечения захвата нейтронов конструкционными элементами реактора имеют максимальные значения для нейтронов тепловых энергий, а энергия связи нейтронов для ядер этих материалов находится в диапазоне 7-11 МэВ, то энергия захватных гамма-квантов определяется в основном энергией связи нейтрона в ядре и равна 7-11 МэВ. Это сильно проникающее фотонное излучение во многих случаях определяет габариты биологической защиты реактора.

Гамма-излучение неупругого рассеяния сопровождает захват быстрого нейтрона ядром с последующим испусканием нейтрона с меньшей энергией. Разница энергий захваченного и испущенного

нейтронов реализуется испусканием гамма-квантов. Зависимости поперечных сечений неупругого рассеяния от энергии нейтронов имеют пороговый характер, поэтому этот процесс возможен только при энергиях нейтронов выше примерно 0,8 МэВ и на тяжелых материалах. Учитывая низкие значения поперечных сечений неупругого рассеяния и низкую энергию образующихся гамма-квантов (ниже 4 МэВ), вклад этого излучения в характеристики поля гамма-излучения реактора намного ниже, чем вклад захватного гамма-излучения.

Активационное гамма-излучение обусловлено реакциями захвата нейтрона стабильными ядрами реакторных материалов с образованием при этом радиоактивных нуклидов. В основном это происходит в результате реакций (n, γ) или (n, p) . При выборе конструктивных элементов реактора принимаются все меры к снижению концентраций материалов, приводящих к образованию активационного излучения, тем не менее оно всегда имеет место в результате коррозии материалов и попадания продуктов коррозии с теплоносителем первого контура в активную зону реактора. Характеристики образующихся радионуклидов активационного излучения хорошо известны, так как они относятся к радионуклидам, описанным выше.

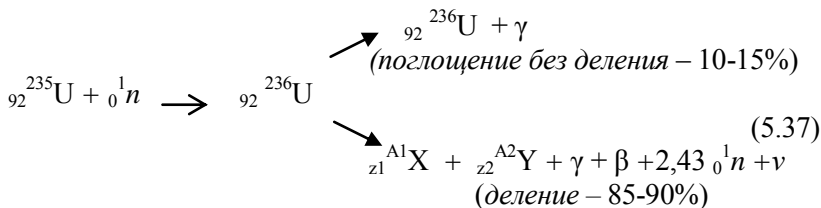
Следует отметить особенности формирования полей гамма-излучения реактора. Если мгновенное, захватное, гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов и короткоживущая активационная активность теплоносителя 1-го контура образуются только при работе реактора и именно эти источники определяют его безопасную эксплуатацию, то гамма-излучение накопленных в процессе работы реактора продуктов деления и долгоживущих радионуклидов активационного излучения определяют гамма-излучение остановленного реактора, а, следовательно, определяют вопросы обращения с отработавшим ядерным топливом и с радиоактивными отходами, накапливаемыми на реакторе. Они же играют определяющую роль в радиационной обстановке, создаваемой в случае аварийной ситуации.

5.4.3. Источники нейтронного излучения

Ядерный реактор как источник нейтронов. Деление ядер может осуществляться под действием различных элементарных частиц

(нейтронов, протонов, альфа-частиц и др.) или фотонов, несущих значительную энергию. Делению подвержены в основном тяжелые ядра. Наибольшее практическое значение из всех известных реакций деления имеют реакции под действием нейтронов. Одним из условий деления возбужденного ядра, образующегося при захвате нейтрона, является превышение энергии возбуждения некоторого порога — критической энергии $E_{кр}$, т.е. $E' + E_{св} > E_{кр}$, где E' — кинетическая энергия налетающего нейтрона, а $E_{св}$ — энергия связи нейтрона в составе ядра. Для изотопов ^{231}Pa , ^{232}Th , ^{237}Np и ^{238}U и др. $E_{кр} > E_{св}$, поэтому для их деления необходимы нейтроны с большой кинетической энергией ($E' > 1$ МэВ) или быстрые нейтроны. В то же время для ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu $E_{св} > E_{кр}$. Такое соотношение объясняет способность указанных изотопов делиться на тепловых нейтронах; такие нуклиды называют делящимися.

В общем виде реакцию захвата нейтрона, образования составного ядра и последующей реализации его возбужденного состояния, например, ^{235}U можно записать в следующем виде:



При делении тяжелых ядер наряду с осколками деления ${}_{z1}^{A1}\text{X}$, ${}_{z2}^{A2}\text{Y}$ образуется несколько вторичных нейтронов. Например, при делении урана чаще образуется два новых нейтрона (до 30%), реже один, три или даже четыре нейтрона (до 25%). В отдельных актах деления вторичные нейтроны вообще не образуются (до 10%).

Важным моментом, определяющим возможность развития цепной реакции деления, является среднее число вторичных нейтронов ν , приходящихся на 1 акт деления. В табл.5.4 приведены значения ν для основных делящихся нуклидов при делении их тепловыми нейтронами и при делении ^{238}U быстрыми нейтронами.

Все нейтроны деления подразделяются на **мгновенные и запаздывающие**.

Число вторичных нейтронов на 1 акт деления

Нуклид	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
ν	2,50	2,43	2,9	2,89	2,99

Мгновенные нейтроны, составляющие более 99% общего числа, испускаются через 10^{-15} с после начала деления, т. е. практически мгновенно. Оставшаяся часть нейтронов (менее 1%) выходит с задержкой от десятых долей секунды до примерно минуты и даже несколько больше. Эти нейтроны относят к **запаздывающим**. Энергия запаздывающих нейтронов оказывается почти в два раза меньше энергии мгновенных нейтронов.

В пределах интервала энергий от 0,1 до 18 МэВ распределение нейтронов деления по энергиям близко к максвелловскому и приведено на рис.5.13.

Для точного описания спектра нейтронов деления используется формула:

$$n(E) = a \cdot \text{sh} \sqrt{bE} \cdot \exp(-E/c), \quad (5.38)$$

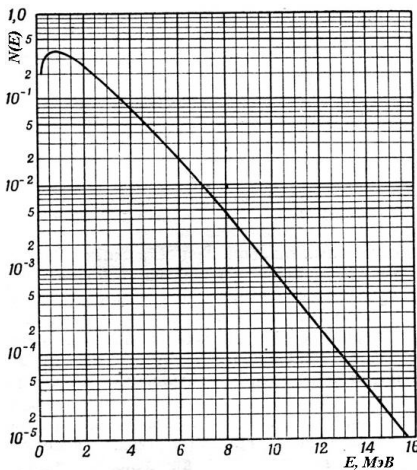


Рис.5.13. Спектр нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами

коэффициенты которой предлагаются разными авторами следующими:

константы Крэнберга:

$$a=0,453; \quad b=2,29; \quad c=0,965;$$

константы Уатта–Фэзера:

$$a=0,484; \quad b=2; \quad c=1.$$

Представленные формулой (5.38) спектры нейтронов деления нормированы на 1 нейтрон деления, а энергия E выражена в МэВ.

При делении ^{235}U тепловыми нейтронами средняя энергия мгновенных нейтронов деления близка к 2 МэВ, а максимум распределения приходится на 0,7 МэВ.

При делении ^{235}U тепловыми нейтронами средняя энергия мгновенных нейтронов деления близка к 2 МэВ, а максимум распределения приходится на 0,7 МэВ.

Считается, что спектр нейтронов деления простирается до 10 МэВ, так как вклад более высокоэнергетичных нейтронов очень мал. В низкоэнергетической части спектра вклад нейтронов с энергией ниже 0,05 МэВ составляет менее 0,5%.

Энергетический спектр нейтронов деления зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление, и делящегося материала. Однако это различие невелико и часто на практике используются спектры нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, описываемые выше приведенной формулой. Для оценки спектров мгновенных нейтронов деления, испускаемых разными делящимися материалами, используется упрощенная формула Крэнберга:

$$n(E) = C \sqrt{\bar{E}} \exp(-3E/(2\bar{E})) \quad (5.39)$$

с полученными экспериментально значениями нормировочного множителя C и средней энергией спектра \bar{E} , приведенными для разных делящихся нуклидов в табл.5.5.

Таблица 5.5

Значения констант формулы 5.39

Нуклид	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
C	0,755	0,770	0,733	0,733
\bar{E}	1,96±0,06	1,94±0,05	2,00±0,05	2,00±0,05

Реальный спектр нейтронов в активной зоне ядерного реактора отличается от описанных выше, поскольку энергетическое распределение нейтронов формируется разными нуклидами, входящими в состав ядерного топлива, а также накоплением нейтронов низких энергий в процессе замедления быстрых нейтронов деления в отражателе и конструктивных элементах активной зоны. На рис.5.14 показан типичный спектр нейтронов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах с указанием отдельных энергетических групп.

При использовании реакторных установок для экспериментальных исследований использованием различных замедлителей формируют спектры нейтронов под определенную задачу; тогда дей-

ствующий спектр может сильно отличаться от спектра нейтронов деления.

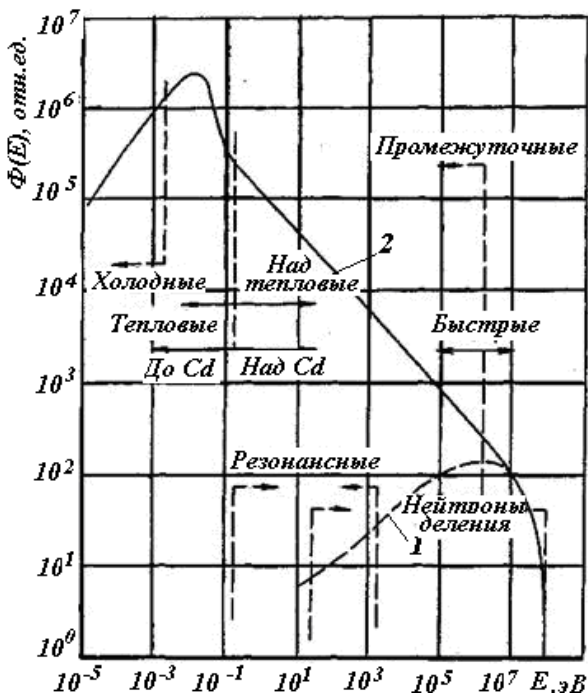


Рис.5.14. Спектр нейтронов деления — (1) и в активной зоне реактора на тепловых нейтронах — (2)

Атомный реактор является самым мощным стационарным источником нейтронов. В зависимости от типа реактора плотность потока мгновенных нейтронов деления в активной зоне достигает $10^{17} - 10^{20} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Запаздывающие нейтроны, доля которых составляет не более 1%, играют определяющую роль в управлении цепной самоподдерживающейся ядерной реакцией. Природа их образования описана выше (см. разд. 5.2.4) и их временные параметры связаны с периодами β -распада их предшественников. Обычно идентифицируется шесть временных групп запаздывающих нейтронов с некоторыми усредненными периодами полураспада. Выходы запаздывающих нейтронов в каждом временном интервале для различных тяжелых нуклидов приведены в табл.5.6. Здесь же приведены сред-

ние энергии каждой группы запаздывающих нейтронов, образующихся при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Таблица 5.6

Доля запаздывающих нейтронов на 1 деление

№	$T_{1/2}, \text{c}$	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{232}Th	^{239}Pu	$E, \text{МэВ}$
1	54 – 56	0,0006	0,0005	0,0005	0,0017	0,0002	0,25
2	21 – 23	0,0020	0,0035	0,0056	0,0074	0,0018	0,56
3	5 – 6	0,0017	0,0031	0,0067	0,0077	0,0013	0,43
4	1,9 – 2,3	0,0018	0,0062	0,0160	0,0221	0,0020	0,62
5	0,5 – 0,6	0,0003	0,0018	0,0093	0,0085	0,0005	0,42
6	0,17 – 0,27	0,0002	0,0007	0,0031	0,0021	0,0003	-

Видно, что помимо небольшого выхода на одно деление энергия запаздывающих нейтронов значительно ниже энергии мгновенных нейтронов деления.

Мощным источником нейтронов является **ядерный взрыв**. В цепной реакции деления при взрыве образуется $2 \cdot 10^{23}$ нейтронов на 1 кг тротилового эквивалента (количество тротила, эквивалентное по энергии взрыва). При термоядерном взрыве образуется примерно в 10 раз больше нейтронов в расчете на 1 кг тротилового эквивалента. Ядерный взрыв, образующий 10^{24} нейтронов, на расстоянии 100 м создает интегральный по времени поток нейтронов (флюенс) $\sim 10^{14} \text{см}^{-2}$.

Ускорители заряженных частиц как источники нейтронов.

Нейтроны могут быть получены в результате ядерных реакций, происходящих при взаимодействии ускоренных заряженных частиц с материалом мишени, если энергетически такие реакции возможны. В таких реакциях существует однозначная связь между энергией нейтрона E , энергией налетающей частицы E_d и углом вылета нейтрона относительно первоначального направления полета налетающей частицы θ :

$$(1+m_n/M)E - (1-m_d/M)E_d - (2/M) \sqrt{mm_d EE_d \cos\theta} = Q. \quad (5.40)$$

В выражении (5.40): m_n , m_d , M – масса нейтрона, налетающей частицы и ядра мишени соответственно, Q – энергия реакции.

Такие источники позволяют получить моноэнергетические нейтроны в широком диапазоне энергий в зависимости от энергии ускоренной частицы и угла вылета нейтрона из мишени. Для получения моноэнергетических нейтронов используются эндонейтронные реакции. Например:



При энергии протонов возле порога ($E_p = 1,88 \text{ МэВ}$) образуются нейтроны с энергией 30 кэВ, движущиеся в узком конусе. При увеличении энергии протонов угол раствора конуса растет. Изменяя энергию протонов от порога до 5 МэВ и угол θ , с помощью этой реакции можно получать моноэнергетические нейтроны с энергией от 30 кэВ до 3,3 МэВ.

Реакция



вытеснила приведенную выше реакцию на литии. При пороговом значении энергии протонов $E_p = 1,019 \text{ МэВ}$, она позволяет получать моноэнергетические нейтроны с энергией от 64 кэВ до 4 МэВ.

Близкие к моноэнергетическим нейтроны с энергией 2,45 МэВ и 14,1 МэВ можно получать с помощью реакций ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ при сравнительно низких энергиях дейтронов. Эти реакции получения нейтронов реализуются на специальных сравнительно низковольтных (0,1-0,3 МВ) ускорителях дейтронов, которые получили название **нейтронных генераторов**. Нейтронные генераторы небольших габаритов, работающие как в стационарном, так и импульсном режимах находят широкое применение в различных отраслях промышленности и научных исследованиях.

Энергетические характеристики нейтронов в описанных реакциях представлены на рис.5.15.

Выходы нейтронов на ускорительных установках тяжелых заряженных частиц составляют 10^9 - 10^{11} нейтр./с.

Для получения нейтронов можно использовать и тормозное излучение, возникающее на мишени электронных ускорителей. При соответствующем выборе мишени при энергии электронов, превышающей энергию связи нейтронов в ядрах мишени, из нее выходят фотонейтроны.

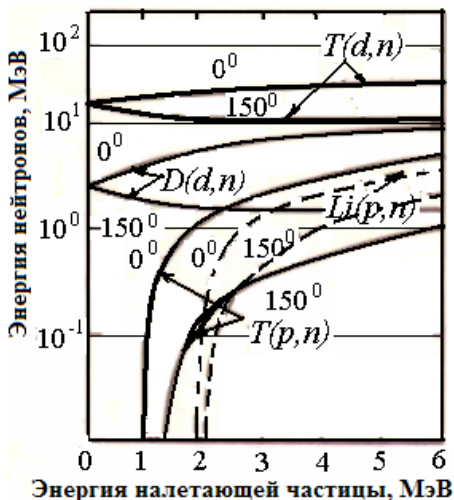


Рис.5.15. Зависимость энергии нейтронов, вылетающих под углами 0° и 150° в разных реакциях, от энергии заряженных частиц

В отличие от радионуклидных (γ, n)-источников, где в качестве мишеней могут использоваться только дейтерий и бериллий, на электронных ускорителях используются мишени из тяжелых материалов: U, Bi, Pb. Выходы фотонейтронов из различных мишеней электронных ускорителей приведены на рис.5.16.

Учитывая непрерывное энергетическое распределение тормозного излучения, спектр образующихся фотонейтронов тоже имеет непрерывное распределение, которое приближенно можно получить по формуле (5.27), если известен спектр фотонов тормозного излучения.

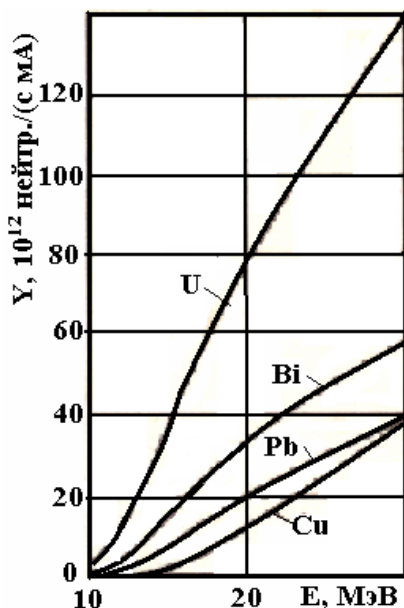
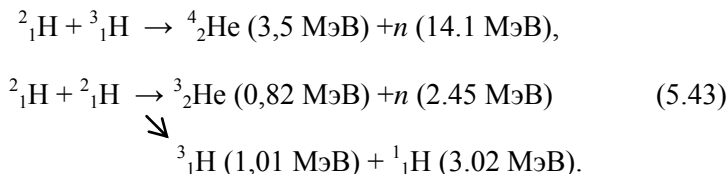


Рис.5.16. Выходы фотонейтронов из различных мишеней электронных ускорителей на разные энергии

Термоядерные реакторы. Характеристики быстрых нейтронов термоядерного синтеза определяются описанными выше реакциями с заряженными частицами. Наиболее вероятными для практического использования на термоядерных установках являются реакции:



Спектр образующихся в плазме нейтронов, учитывая разнообразные углы между налетающей частицей и образующимися нейтронами, представляет непрерывное распределение в диапазоне от примерно 12 до 15 МэВ в первой реакции и от 2,2 до 2,5 МэВ во второй. Однако этот спектр будет существенно смягчаться в результате взаимодействия нейтронов с конструктивными элементами установки. Тем не менее, особенно в первой реакции, спектр нейтронов термоядерного реактора значительно жестче спектра нейтронов в активной зоне ядерного реактора, что накладывает отпечаток на расчеты защиты термоядерного реактора, учитывая мощные потоки нейтронного излучения. Анализируются различные схемы практической реализации такого типа установок: токамаки с магнитным удержанием плазмы и инерционный термояд с «поджигом» мощными лазерными или электронными (ионными) пучками. Мощность таких источников нейтронов сопоставима с мощностью реакторов деления, поэтому требуются крупногабаритные защитные конструкции, обеспечивающие радиационную безопасность.

Контрольные вопросы к § 5.4

1. Чем отличается спектр электронов, получаемых на ускорителе, от спектра радионуклидного β -излучателя?
2. Укажите природу появления характеристического излучения на рентгеновской установке.

3. Чем отличается угловое распределение фотонов, вылетающих из мишени на рентгеновской установке, от аналогичного на высокоэнергетичном ускорителе?

4. Какие виды фотонного излучения можно выделить на реакторных установках?

5. Назовите средние энергии фотонов каждой группы фотонов, возникающих на ядерном реакторе.

6. Назовите источники фотонов реактора, дающие наибольший вклад в радиационную обстановку при работающем и остановленном реакторе.

7. Какая реакция приводит к возможности использования реактора в качестве энергетической установки?

8. В чем разница между мгновенными и запаздывающими нейтронами?

9. Чему равна средняя энергия нейтронов деления?

10. Чему равно примерно среднее число нейтронов, испускаемых на 1 акт деления?

11. Чем обусловлено отличие реального спектра нейтронов в активной зоне реактора от спектра нейтронов деления?

12. Сколько групп запаздывающих нейтронов выделяется, и чем они отличаются друг от друга?

13. Чем отличается ядерный взрыв от термоядерного с точки зрения характеристик источника нейтронов?

14. Как связана энергия нейтрона, вылетающего из мишени ускорителя заряженных частиц, с углом его вылета?

15. Назовите реакции с заряженными частицами, наиболее широко используемые для получения нейтронов.

16. Какие мишени используются для получения фотоядерных нейтронов на ускорителях?

17. Назовите возможные способы получения нейтронов на термоядерных установках.

18. Чему равны энергии нейтронов, получаемые на термоядерных установках?

19. К какой энергетической группе принадлежат нейтроны, получаемые на различных установках?

Глава 6

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ НОРМИРОВАНИЯ И НОРМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

С первых же дней применения рентгеновских лучей и радиоактивных веществ стало очевидным их возможное вредное

воздействие на организм. Уже через год после открытия X-лучей в научной и клинической литературе появились описания многих десятков случаев, когда у пациентов и особенно исследователей появлялись лучевые поражения кожи в виде эпилаций (выпадения волос), эритем и даже некроза. 3 июня 1901 года Анри Беккерель на протяжении 6 часов носил в кармане жилета ампулу с радием и получил ожог – эритему, а потом и долго незаживающую язву. В 1902 году был зарегистрирован первый случай возникновения лучевого рака кожи, а общее число зарегистрированных профессиональных поражений кожи достигло к этому времени 172 случаев. Первые исследователи радиоактивных веществ и рентгеновского излучения часто становились и жертвами новой, ранее неизвестной лучевой болезни. От нее умерли К. Рентген и М. Кюри и многие десятки других исследователей. С этого момента стали вводиться первые меры предосторожности — слабый прообраз современной системы радиационной безопасности.

Для выработки рекомендаций по обеспечению радиационной безопасности человека и окружающей среды необходимо выяснить механизмы возникновения неблагоприятных последствий действия радиации на отдельные биологические объекты и популяции, оценить характеристики естественного фонового излучения, в котором проходило зарождение и эволюция живых организмов, провести анализ последствий воздействия различных доз радиации на человеческую популяцию и сформулировать критерии приемлемости радиационных технологий, используемых для удовлетворения потребностей человека.

§ 6.1. Биологические эффекты радиационного воздействия

По данным НКДАР ООН в основе биологического действия ионизирующих излучений лежат физико-химические процессы, возникающие в молекулах клетки и окружающем ее субстрате. Основным актом взаимодействия ионизирующих излучений с клетка-

ми и тканями организма является ионизация, при которой происходит отрыв электронов от атомов, возникают возбужденные атомы, молекулы, появляются свободные радикалы, вызывающие различные реакции в организме. Меняются биохимические процессы, нарушается структура клеточных элементов, подавляется течение ферментативных процессов, прекращается или замедляется рост тканей, наступает гибель клеток.

6.1.1. Детерминированные соматические поражения

Действие радиации на живые клетки может привести к гибели некоторых из них или модификации других. Многие органы и ткани не чувствительны к потере даже большого числа клеток. Однако, если потери достаточно велики, это может привести к нарушению работы органа и всего организма, что в итоге может закончиться смертельным исходом. Такие эффекты могут наблюдаться у организмов, подвергающихся облучению в дозах, превышающих некоторое пороговое значение. Такое проявление действия радиации при дозах, превышающих некоторое пороговое значение, относится к **детерминированным соматическим поражениям**, и, следовательно, их можно определить, как повреждение клеточной популяции, характеризующееся порогом дозы излучения, тяжесть развития которого увеличивается при увеличении дозы. Это поражение имеет также название «реакция ткани». Следует отметить, что тяжесть поражения организма зависит от того, получает ли организм одну и ту же дозу сразу — в течение нескольких минут или часов (острое облучение) или в несколько приемов (дробное, пролонгированное облучение) или в течение месяцев или лет (хроническое облучение). Большинство органов успевает в той или иной степени залечить радиационные повреждения за счет процесса репарации поврежденных клеток, поэтому организм лучше переносит серию мелких доз и, тем более, хроническое облучение, нежели суммарную дозу облучения, полученную за один прием. Тем не менее, если доза облучения достаточно велика, облученный человек погибнет.

Очень большие поглощенные дозы облучения порядка **100 Гр**, которые имели место при ядерных взрывах в Хиросиме и Нагасаки, при аварийных ситуациях на ядерных объектах вызывают настояль-

ко сильное поражение центральной нервной системы, что смерть наступает в течение нескольких часов или дней.

При поглощенных дозах на организм в **десятки грей** поражение центральной нервной системы может оказаться не настолько серьезным, чтобы сразу привести к летальному исходу, но человек все равно погибнет через одну-две недели от кровоизлияний в желудочно-кишечном тракте.

При поглощенных дозах **от 5 до 10 Гр** может не произойти серьезных повреждений желудочно-кишечного тракта, и тем не менее смерть наступает в течение месяца с момента облучения, главным образом, из-за разрушения клеток красного костного мозга — основного компонента кроветворной системы организма.

При воздействии на организм поглощенной дозы **3-5 Гр** возникает тяжелая лучевая болезнь с резким нарушением кроветворной функции костного мозга и других органов, при которой в течение одного-двух месяцев погибает без специального лечения половина облученных.

При поглощенных дозах **1-2 Гр** возникает легкая или средней тяжести лучевая болезнь, при которой все облученные могут быть спасены и даже со временем полностью вылечены.

При поглощенных дозах в **десятые доли грея** общего облучения лучевая болезнь, как правило, не возникает, а происходящие функциональные изменения в системе кроветворения имеют временный проходящий характер. При меньших дозах они вообще не регистрируются.

Приведенные случаи нарушений в организме относятся к категории детерминированных эффектов действия радиации и они четко демонстрируют степень поражения организма от величины поглощенной дозы.

Гораздо лучше и в гораздо большей степени переносит организм локальные облучения, хотя при этом важно, какой орган или система оказались в поле облучения и какая на них воздействовала доза. Органы и ткани человеческого организма обладают разной радиочувствительностью и способностью переносить большие дозы радиации.

Наиболее чувствительны к радиации репродуктивные органы, особенно семенники у мужчин. Однократное облучение семенников при поглощенной дозе всего лишь в 0,1 Гр приводит к временной стерильности мужчин, а поглощенные дозы свыше 2 Гр могут

вызвать постоянную стерильность. Яичники женщины гораздо менее чувствительны к действию радиации, но однократная поглощенная доза 3 Гр и в них вызывает стерильность, хотя дробные дозы они могут перенести гораздо большие, сохраняя функцию к деторождению.

Высокой радиочувствительностью обладает хрусталик глаза. Даже накопленная за 10-20 лет весьма вероятная профессиональная поглощенная доза свыше 0,5 Гр приводит к увеличению плотности и помутнению хрусталика.

Но самым радиочувствительным оказался плод, находящийся в утробе матери между восьмой и пятнадцатой неделями беременности. В этот период в нем формируется кора головного мозга и существует большой риск того, что в результате облучения матери (например, при некоторых видах рентгеновского обследования) родится умственно отсталый ребенок.

Дети гораздо более чувствительны к действию радиации, чем взрослые. Это относится как ко всему организму, так и, особенно, к отдельным органам. Так, сравнительно небольшие поглощенные дозы, применяемые в лучевой терапии, могут замедлить или вовсе остановить у них рост костей, что приводит к развитиям аномалий скелета. Чем меньше ребенок, тем больше подавляется рост костей. Такое же облучение мозга может вызвать потерю памяти, развитие слабоумия. У взрослых эти эффекты не возникают.

Многие органы взрослого человека переносят без существенных изменений весьма большие лучевые нагрузки в среднем за месяц: легкие до 10 Гр; почки до 20 Гр; печень до 40 Гр; мочевой пузырь до 55 Гр; зрелая хрящевая ткань до 70 Гр.

К счастью, человеку с представленными выше поглощенными дозами приходится сталкиваться только в чрезвычайных радиационных ситуациях или при лучевой терапии, когда, как правило, с целью сохранения жизни и здоровья пациента, у него направленным излучением выжигают опухоль или другие нежелательные образования.

Гораздо большее значение для большинства населения имеют малые дозы радиации, действие которых проявляется в виде стохастических поражений.

6.1.2. Стохастические соматические и генетические поражения

Другой тип воздействия радиации может не привести к гибели клетки, но может модифицировать ее. Такие нарушения обычно восстанавливаются. Если же эффект репарации нарушается, то клеточные изменения могут передаваться следующим поколениям клеток, что в итоге может привести к раковым заболеваниям тканей и органов. Если клетка модифицируется и эта модификация передается в клетки, передающие генетическую информацию, то в результате могут появиться генетические нарушения, передаваемые по наследству.

Эти два вида поражений под действием радиации носят вероятностный характер и относятся к разряду **стохастических соматических и генетических поражений**.

Частота проявления стохастических соматических и генетических поражений, так как они могут появиться при поражении даже одной клетки, будет увеличиваться с ростом дозы радиации при любых не равных нулю дозах, так как большее число клеток подвергается воздействию. Таким образом, к стохастическим поражениям можно отнести вредные биологические эффекты, вызванные ионизирующим излучением, не имеющие дозового порога возникновения, вероятность возникновения которых пропорциональна дозе и для которых тяжесть проявления не зависит от дозы.

Действие радиации связано со многими формами лейкемии и раковыми заболеваниями многих органов. Однако отсутствие какой-либо специфики радиационных поражений по сравнению с другими причинами раковых заболеваний и длительный латентный период не позволяют дать однозначный ответ о зависимости «доза–эффект» при облучении на уровне естественного радиационного фона. Потенциально возможны и генетические последствия под действием радиации, однако на человеческой популяции они достоверно не обнаружены, хотя имеют место для других популяций организмов.

Таким образом, последствия радиационного воздействия, проявляющиеся на системном, организменном и популяционном уровне, можно подразделить на следующие виды:

1) **соматические детерминированные эффекты** (острая и хроническая лучевая болезнь, локальные лучевые повреждения);

2) **соматико-стохастические эффекты** (сокращение продолжительности жизни, канцерогенез, нарушения эмбриогенеза);

3) **генетические (наследственные) эффекты** (доминантные генные мутации, рецессивные генные мутации, хромосомные абберации).

Наиболее полно эти эффекты изучены на человеческой популяции, хотя общие подходы справедливы для всех живых организмов биосферы.

Соматические эффекты выражаются в изменениях, возникающих в органах и системах в ранние сроки после лучевого воздействия. Формой лучевого поражения, развивающегося при продолжительном облучении организма в малых дозах, является хроническая лучевая болезнь. Хроническая лучевая болезнь развивается при мощности эффективной дозы облучения 1-5 мЗв/сут (мощность эффективной дозы естественного фонового облучения на три порядка ниже этой величины и составляет примерно 7 мкЗв/сут). Подобная ситуация может наблюдаться, например, в результате внешнего облучения, обусловленного длительным нахождением организмов на территории, подвергавшейся интенсивному загрязнению долгоживущими радионуклидами в результате аварии, при проведении ядерных взрывов и т. п., а также при длительном употреблении воды (или пищевых продуктов), загрязненных долгоживущими радионуклидами.

Помимо лучевой болезни со специфическим синдромом заболевания при воздействии ионизирующего излучения могут развиваться другие соматические эффекты, связанные с функциональными и органическими изменениями со стороны нервной, сердечно-сосудистой, иммунной систем, кроветворения, с неопухолевыми формами отдаленных последствий облучения, обусловленными истощением компенсаторных механизмов организма.

К соматико-стохастическим эффектам облучения относят возникновение радиационно-индуцированных опухолей. Процесс развития такой опухоли не является строго обязательным, поскольку он зависит от состояния организма и окружающей человека среды, поэтому такие процессы и относят к числу вероятностных. Пониманию механизмов возникновения этих эффектов во многом способствуют многочисленные исследования на растениях и животных, а также достижения современной молекулярной радиобиологии.

Нарушения ДНК ядра клетки являются первичным звеном, вызывающим последующие заболевания органов и тканей. Двойные разрывы ДНК рассматриваются как наиболее вероятные кандидаты, приводящие к значительным изменениям. Появление таких разрывов возможно при прохождении всего одного трека ионизирующей частицы через ДНК, что при отсутствии репарационных процессов может привести к неблагоприятным последствиям при очень низких дозах. Повреждения других клеточных структур могут влиять на функционирование клетки и способствовать злокачественному состоянию.

С другой стороны, существуют гены, активирующиеся и затем участвующие в генезисе рака, и гены, подавляющие раковые клетки. Они контролируют сложные биологические процессы развития, роста, митоза, апоптоза, геномной стабильности и дифференциации. Мутации этих генов могут нарушить этот контроль и способствовать многостадийному процессу развития рака.

Хотя и не исследованы до конца те сложные внутриклеточные механизмы, в итоге приводящие к раковому заболеванию, тем не менее, признано, что ионизирующее излучение с низкой линейной передачей энергии и в малых дозах может действовать и как мутационный фактор начала развития рака, и как фактор подавления противораковой защиты. Индукция рака при воздействии излучения с низкой ЛПЭ была строго доказана в диапазоне доз около 100 мГр и выше, а НКДАР ООН сделал вывод о том, что «исследования репарации ДНК и молекулярно-клеточных процессов радиационного туморогенеза не дают веских оснований предполагать, что в диапазоне малых доз присутствует общий порог индукции опухолей».

В итоге это приводит к признанию на молекулярном уровне примерно линейной зависимости вероятности возникновения раковых заболеваний от величины поглощенной дозы при любых сколь угодно малых дозах радиации. Существуют отклонения от этой зависимости для некоторых форм раковых заболеваний; в частности, для лейкозий считается более вероятной линейно-квадратичная зависимость, а для раков кожи и некоторых других форм рака, вызываемых α -частицами, эта зависимость носит даже пороговый характер.

Проявление канцерогенных эффектов на популяционном уровне при малых дозах радиации возможно наблюдать при наличии зна-

чительных контингентов лиц, подвергшихся воздействию радиации. В настоящее время установлено, что радиация может вызвать рак в любом органе и ткани, хотя некоторые имеют большую склонность к заболеванию. Физиологические и возрастные особенности проявляются в том, что частота узловых раков у женщин выше, чем у мужчин, а у молодых чаще, чем у взрослых.

Развитие опухолевого эффекта нельзя представлять себе в виде непрерывного процесса со строго периодичным возникновением новых случаев заболеваний. Существование латентного периода, различного для разных форм рака и зависящего от полученной дозы, отсутствие особых форм радиационно-индуцированного рака требует продолжительных эпидемиологических наблюдений. Продолжительность латентного периода для злокачественных новообразований в какой-то мере зависит от методов их обнаружения и тщательности наблюдений за облученной группой лиц и изменяется в диапазоне от 8 до 13 лет. Учитывая все это, представляется достаточно сложным определить на уровне малых доз радиации количественные соотношения «доза–эффект», поэтому эти количественные зависимости получают путем экстраполяции на область малых доз результатов, полученных на большом материале и с достаточной точностью в диапазоне больших доз. По оценкам такая экстраполяция может занижить эффект малых доз радиации до трех раз.

С уменьшением дозы облучения увеличивается продолжительность латентного периода. В определенном интервале доз продолжительность латентного периода становится соизмеримой со средней продолжительностью жизни человека. В этих условиях опухолевый эффект может не проявиться. Случаи возникновения лейкоза после облучения полностью прекращаются примерно через 30 лет после облучения. Вероятность индуцирования лейкоза максимальна в возрастных группах 0–10 лет и старше 50 лет на момент облучения. Средний интервал времени между облучением и смертью для индуцированного излучением лейкоза находится в пределах 10 лет в отличие от других форм злокачественных новообразований, при которых этот интервал составляет 25 лет и больше.

Представляют несомненный интерес в этой связи результаты наблюдений за когортой японцев, пострадавших при взрывах атомных бомб в Хиросиме и Нагасаки в августе 1945 г., включающей разные половые и возрастные группы.

Из 86752 наблюдавшихся скончались от узловых раковых заболеваний в период с 1950 по 1990 г. 7578 человек, из них всего 334 случая можно связать с дополнительным облучением. В этот же период отмечено 249 случаев заболеваний лейкемией, из которых 87 можно связать с облучением.

Статистика показывает достоверный рост раковых заболеваний некоторых органов (печень, легкие, желудок) с облучением и при этом не дает статистически достоверной информации для раков других органов. Для всех узловых раков наблюдается линейная зависимость от дозы облучения при эффективной дозе выше 3 Зв, для лейкемий — линейно-квадратичная. Достоверно подтверждаются раковые заболевания органов при эффективных дозах выше 1 Зв. При этом следует заметить, что последствия длительного облучения в малых дозах отличаются от аналогичных при разовом воздействии.

Данные эпидемиологических исследований позволили сделать следующее заключение: смертность от узловых раков при разовой эффективной дозе 1 Зв составляет 9% для мужчин и 13% для женщин от количества облученных с погрешностью 2 в ту или другую сторону; она может быть уменьшена на 50% при переходе к хроническому облучению и тоже с погрешностью 2 в большую или меньшую сторону. Далее принимается линейная зависимость эффекта от дозы. Риск заболевания лейкемией при разовой эффективной дозе 1 Зв оценивается в 1% с погрешностью 2 и обнаруживается нелинейная зависимость «доза—эффект», проявляющаяся в том, что при снижении дозы в 10 раз с 1 Зв до 0,1 Зв эффект уменьшается в 20 раз.

По данным анализа последствий аварии на ЧАЭС показано, что рак щитовидной железы у детей обнаруживался в 5 раз чаще, чем у взрослых и в 10 раз выше, чем в предшествующие аварии 5 лет.

Развитие канцерогенного эффекта сокращает продолжительность жизни, которая, в свою очередь, может служить интегральным показателем для оценки поражающего действия ионизирующих излучений на население. Уровень сокращения продолжительности жизни при облучении определяет в конечном итоге избыточная смертность от различных заболеваний, прямо или косвенно

обусловленных неблагоприятным воздействием на организм человека ионизирующих излучений.

НКДАР ООН на основании весьма тщательных радиационно-эпидемиологических исследований больших разнообразных контингентов облученных лиц (профессионалов, пациентов, населения Японии, пережившего атомные бомбардировки и т. д.) установил степень риска отдаленных последствий возникновения рака в облученных контингентах в зависимости от дозы. Определено, что в любом по численности контингенте, подвергшемся облучению коллективной эффективной дозой 10 тыс. чел.-Зв, за все время жизни людей возникнет дополнительно к спонтанному уровню раковых заболеваний (210 000 на млн. человек) еще 359 случаев злокачественных опухолей (из них 126 смертельных и 233 несмертельных, т.е. излечимых заболеваний), 77 случаев смертельных генетических повреждений и примерно 15 случаев смерти от повреждения эмбриона и плода во время беременности. Эти цифры не уловимы на фоне ежегодных естественных флуктуаций.

Если соматические и соматико-стохастические эффекты облучения возникают у облученных людей, то **генетические** развиваются в первом и последующих поколениях. Для количественной оценки влияния радиации на наследственный аппарат, для определения риска генетических последствий облучения важно иметь представление о генетическом фоне, т. е. о наследственных болезнях, возникающих в естественных условиях. Общее число наследственных заболеваний составляет примерно 10,5% от общего числа живорожденных.

При воздействии радиации в малых дозах наиболее частым последствием являются генные мутации. Эта категория эффектов облучения в наибольшей степени сказывается на наследственности. Количество хромосомных перестроек возрастает при острых облучениях.

Для оценки генетической опасности ионизирующих излучений принято использовать понятие **удваивающей дозы**, как дозы радиации, удваивающей естественную частоту мутаций. Мнения о такой дозе разноречивы. По данным различных авторов она лежит в пределах от 0,1 до 2 Гр. Из наблюдений за людьми, родившимися от лиц, переживших атомные взрывы в Японии, установлено, что поглощенная доза, удваивающая естественную частоту мутаций, близка к 1 Гр. В настоящее время принято значение удваивающей

дозы для человеческой популяции в 1 Гр на основе данных, полученных на популяции обезьян. При воздействии на людей излучений с низкой линейной потерей энергии (ЛПЭ) при малой мощности дозы рассчитанное количество генетических заболеваний на 1 Гр оценивается для первого поколения в 3000—4700 на миллион живорожденных, что составляет 0,3—0,5% естественной частоты генетических нарушений для человеческой популяции, а для последующих поколений 0,17% или 1850 случаев на 1 млн. живорожденных.

При облучении группы людей численностью 1 млн. чел в дозе 10 тыс. чел.-Зв радиационный риск врожденных генетических нарушений за 70 лет выразится в 77 случаях при естественном фоне 28 000. Вполне понятно, что эти 77 случаев на фоне 28 тысяч практически невозможно обнаружить доступными в настоящее время средствами и методами.

Воздействие радиации, как правило, сопровождается другими факторами воздействия в окружающей среде (физическим, химическим, биологическим, тепловым и т. д.). При малых величинах доз многочисленные исследования на животных не дали однозначного ответа на вопрос синергизма или антагонизма. Чаще всего не наблюдается больших отклонений от аддитивности. Тем не менее эффект комбинированного воздействия радиации и других факторов риска требует дополнительных исследований. Например, показано, что одновременное воздействие радона и табачного дыма при курении сигарет дает больший выход рака легких по сравнению с аддитивным, но ниже, чем мультипликативный.

Все выше рассмотренное относится к человеку, человеческой популяции, хотя многие качественные и количественные характеристики получены на основе исследований и других популяций.

6.1.3. Действие радиации на окружающую среду

Очевидно, что механизмы развития реакции живой материи на воздействие радиации будут в значительной степени схожи для всех биологических структур, однако факт различной радиорезистентности организмов разного биологического спектра (от вирусов до млекопитающих) при больших дозах радиации говорит о специфике проявления радиационного воздействия на разных уровнях организации живой материи.

Обнаруживаемые радиационные нарушения в жизнедеятельности популяций других организмов наблюдаются при дозах, значительно превышающих фоновые значения и дозы, при которых исследовалось действие радиации на организм человека. Действие малых доз на уровне популяций растительных и животных организмов практически не исследовано.

Результаты экспериментальных облучений на уровне летальных доз показывают, что наиболее чувствительны к действию радиации млекопитающие, за ними следуют птицы, рыбы, пресмыкающиеся и насекомые (рис. 6.1).

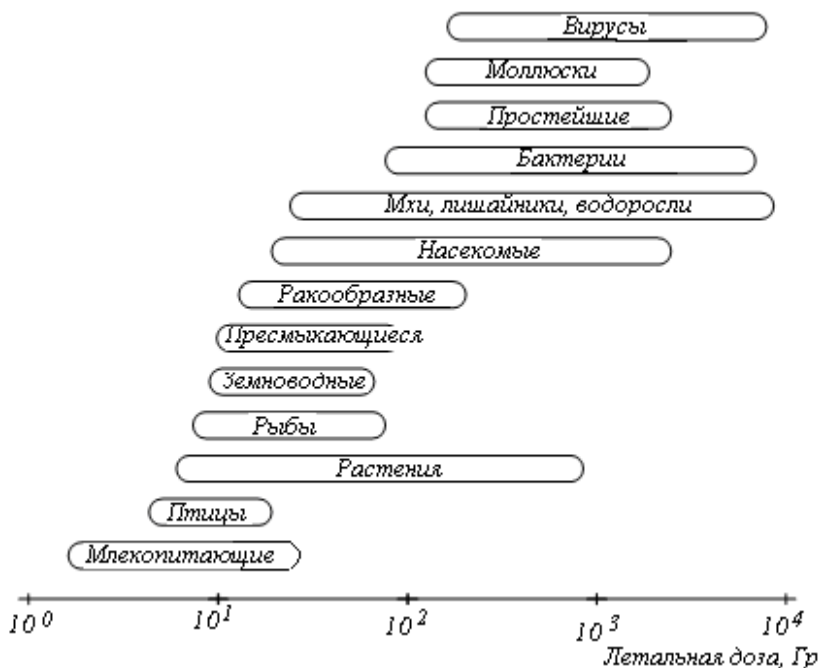


Рис. 6.1. Радиационная чувствительность организмов различных таксономических групп

Менее всего чувствительны к высоким дозам радиации мхи, лишайники, водоросли и микроорганизмы. Степень ущерба луговым почвам (почвенным биоценозам) при краткосрочном облучении оценивается как незначительная при поглощенных дозах 80—100 Гр, промежуточная — при 100—1000 Гр и тяжелая — при бо-

лее 1000 Гр. При хроническом облучении последствия обнаруживаются у наиболее чувствительных к радиации видов растений при мощности поглощенной дозы от 1 до 3 мГр/час.

В отношении млекопитающих существует мало признаков, что мощность поглощенной дозы 400 мкГр/час на отдельную особь способна серьезно повлиять на показатель смертности в популяции. При мощности дозы на порядок меньше тот же вывод можно сделать в отношении последствий для репродуктивности.

Основной вывод относительно воздействия радиации на водные организмы состоит в том, что максимальная мощность поглощенной дозы в 400 мкГр/час для небольшой части особей, а, следовательно, и более низкие средние дозы для остальных организмов, не будут иметь вредных последствий на уровне популяции.

Особо хотелось бы подчеркнуть, что при оценке последствий радиационного воздействия на человека и другие биологические объекты за основу берутся различные критерии: для человеческой популяции рассматриваются последствия для каждого индивидуума; для других популяций организмов на первое место ставится не особь, а популяция; важны результаты последствий для популяции в целом, хотя может быть отдельные особи и погибнут или получат значительные радиационные поражения. На уровне экосистемы на первый план выдвигаются процессы межвидовых взаимоотношений и возможности функционирования ее как единого целого.

Все приведенные цифры доз, при которых наблюдаются проявления действия радиации на биосистемы, **в десятки и сотни тысяч раз** превышают естественное фоновое облучение и вряд ли могут реализоваться на экосистемном уровне.

Контрольные вопросы к § 6.1

1. Что такое детерминированные соматические поражения?
2. Как зависит вероятность появления детерминированных поражений от дозы радиации?
3. Назовите примерную величину разовой дозы облучения, которая приводит к смертельному исходу.
4. Чему примерно равен дозовый порог детерминированных поражений?

5. В чем различие между детерминированными и стохастическими поражениями?

6. Что можно рассматривать в качестве показателя вредного воздействия радиации на организм человека?

7. При каких дозовых нагрузках явно наблюдаются стохастические соматические поражения?

8. Какова зависимость риска стохастических соматических поражений от величины дозы при малых дозах радиации?

9. Чему равна в среднем продолжительность латентного периода радиационно-индуцированных раковых заболеваний?

10. Есть ли достоверные данные о наличии стохастических генетических поражений при малых дозах радиации?

11. Как зависит радиационная чувствительность организмов от их уровня организации?

§ 6.2. Уровни фонового облучения человека

Все источники фонового облучения человека можно разделить на три категории: источники естественного фона, техногенно-измененного естественного фона и искусственные источники. Каждый из этих источников имеет свою специфику и оказывает разную степень воздействия как на отдельного индивидуума, так и на человеческие популяции.

6.2.1. Уровни естественного радиационного фона

Ионизирующее излучение от естественных источников радиации является неотъемлемым экологическим фактором окружающей природной среды, приводящим к облучению любого объекта биосферы. Отличительной особенностью естественного облучения по сравнению с облучением от других источников радиации помимо природы его образования является относительное постоянство в течение длительного периода времени на определенной изучаемой территории и непрерывное воздействие на все элементы биосферы, в том числе и на все население Земли. В современный период природный радиационный фон во многих случаях дает подавляющий вклад в интегральное облучение растений, животных и человека. Говоря о некотором стабильном уровне концентраций естественных радионуклидов в отдельных звеньях биосферы, о стабильном

уровне естественного фонового облучения для данной территории или экосистемы, о средних значениях уровней радиации для биосферы в целом, не следует забывать о существенных колебаниях концентраций и мощностей доз от естественных источников при переходе от района к району. Поэтому наряду со средними цифрами представляют практический интерес размеры колебаний концентраций и мощностей доз, так как их анализ позволяет понять значимость дополнительного облучения от искусственных источников излучения.

На рис. 6.2 представлена схема формирования источников естественного радиационного фона в биосфере.

Первоосновой для формирования природных источников излучений послужили горные породы и космическое излучение. В результате геохимической и частично биогеохимической эволюции естественные радионуклиды из горных пород и атмосферы мигрировали в почву, гидросферу и тропосферу, одновременно происходила миграция между этими тремя компонентами биосферы.

Присутствие естественных

радионуклидов в почве, гидросфере и тропосфере обусловило поступление их в процессе жизнедеятельности в растения и животных, а затем по пищевым цепочкам и аэральное накопление в организме человека. Указанные пути миграции радионуклидов приводят к их оседанию в тех или иных концентрациях в биоте, что обуславливает внутреннее облучение человека. Кроме того, радионуклиды почвы, тропосферы и гидросферы, испускающие фотоны и β -излучение, а также космическое излучение создают внешнее облучение.

Дозы как внешнего, так и внутреннего облучения однозначно определяются концентрациями радионуклидов в определенных

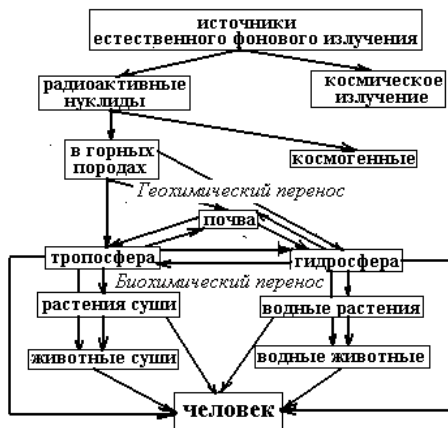


Рис.6.2. Пути миграции естественных радионуклидов

звеньях биосферы, доза внешнего облучения от космического излучения определяется его мощностью и составом.

Дозы внешнего облучения человека зависят от многообразных факторов, в числе которых можно выделить особо зависимость дозы от места пребывания: вне или внутри помещения. Большинство людей проводит значительную часть времени (принимается 80% времени) в помещениях, этот факт учитывается отдельным расчетом доз облучения от естественных источников вне и внутри помещений.

Дозы внешнего облучения от космического излучения

Основное влияние космического пространства на радиационное поле биосферы заключается в облучении Земли потоком элементарных частиц, образующихся в результате взрывов сверхновых звезд — это так называемое галактическое космическое излучение (ГКИ). ГКИ состоит на 98 % из ядерной компоненты и 2 % электронов. Состав ядерной компоненты: 88 % — первичные протоны, 11 % — α -частицы, остальное — более тяжелые ядра. Энергетическое распределение этой первичной ядерной компоненты ГКИ охватывает диапазон энергий от 100 до 10^{14} МэВ. Частицы первичного космического излучения, непрерывно взаимодействуя с галактическими магнитными полями, становятся изотропно распределенными в пространстве и их поток практически постоянен во времени.

На основании проведенных исследований установлено, что годовая эффективная доза ГКИ в межпланетном пространстве достигает 0,5-1 Зв в зависимости от фазы солнечной активности.

Другая компонента космических лучей генерируется вблизи поверхности Солнца в результате магнитных возмущений. В основном она состоит из протонов с энергией ниже 100 МэВ. Эти частицы могут давать существенный вклад в мощность дозы в верхних слоях атмосферы Земли и лишь мощные солнечные вспышки могут достигать поверхности Земли. Эта компонента космического излучения не постоянна во времени и интенсивности и обычно проявляется на фоне первой компоненты в течение нескольких часов.

Магнитное поле Земли частично уменьшает интенсивность космической радиации, достигающей верхних слоев атмосферы Земли, лишь частицы очень высоких энергий могут проникать в низкие

магнитные широты. Это создает геомагнитный широтный эффект с минимумом интенсивности и, соответственно, мощности дозы космического излучения на экваторе и максимумом вблизи геомагнитных полюсов.

Высокоэнергетические частицы первичного космического излучения, взаимодействуя с ядрами, атомами и молекулами воздуха атмосферы Земли, генерируют вторичные частицы, включая протоны, нейтроны, пионы и ядра с небольшими Z . Вторичные нуклоны, в свою очередь, генерируют новые ядра, вызывая ядерный каскад.

На рис.6.3 приведены компоненты космического излучения, формирующие эффективную дозу в атмосфере Земли (вторичное космическое излучение — ВКИ): на поверхности Земли основной вклад в дозу дает мюонная компонента, на высотах полетов самолетов — нейтроны, электроны, позитроны, фотоны и протоны, на больших высотах необходимо учитывать ядерную компоненту.

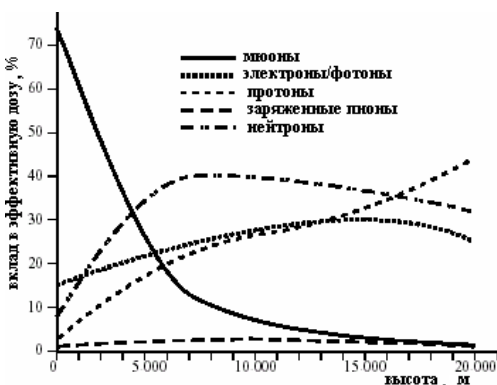


Рис.6.3. Компонентный состав ВКИ

В среднем при определении мощности поглощенной дозы в воздухе, создаваемой космическим излучением на уровне моря, принято считать, что в 1 см^3 воздуха **непосредственно ионизирующая компонента** ВКИ образует 2,14 пар ионов/с. Следовательно, мощность поглощенной дозы в воздухе равна:

$$\begin{aligned} \dot{D} &= \frac{2,14 \text{ пар.ион./см}^3 \cdot 33,85 \text{ ЭВ/пар.ион} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ} \cdot 10^3 \text{ г/кг}}{0,001293 \text{ г/см}^3} \\ &= 8,8 \text{ нГр/с} \rightarrow 32 \text{ нГр/ч} \rightarrow 0,28 \text{ мГр/год.} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Входящие в формулу (6.1) величины: 33,85 ЭВ/пар. ион. — энергия ионообразования; $0,001293 \text{ г/см}^3$ — плотность воздуха.

Многочисленные измерения подтверждают эту величину. Из-за большой проникающей способности ВКИ годовая поглощенная доза принимается одинаковой для всех органов тела человека.

Существует незначительный широтный эффект. Считая, что большинство населения (50% в северном полушарии и 85% в южном) проживает на широтах ниже 30° , взвешенная по популяции средняя мощность поглощенной дозы в воздухе от ионизирующей компоненты составляет 31 нГр/ч. Принимая для этой компоненты радиационный взвешивающий фактор $w_R=1$, получаем мощность эффективной дозы равной 31 нЗв/ч или 270 мкЗв/год. Учитывая широтное расположение России, для ее населения соответствующие величины равны 32 нЗв/ч или 280 мкЗв/год.

Нейтронная компонента и связанная с ней эффективная доза определяются с большей погрешностью из-за отсутствия экспериментальной информации. Проведенные измерения в Германии и США установили плотность потока нейтронов на уровне моря равной $130 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$. В предположении их изотропного углового распределения и удельной эффективной дозы 200 пЗв/нейтр. см^2 (см § 4.4), полученной исходя из действующего спектра нейтронов, соответствующая величина мощности эффективной дозы составляет 9 нЗв/ч. Годовая эффективная доза оценивается в 80 мкЗв на уровне моря на 50° северной широты. В зависимости от широты величина дозы увеличивается в 4 -5 раз при переходе от экватора к полюсам. В итоге средневзвешенная для населения мира эффективная доза нейтронной компоненты космических лучей составляет 5,5 нЗв/ч или 48 мкЗв/год. Для населения Российской Федерации эффективная доза нейтронной компоненты космических лучей составляет 8,5 нЗв/ч или 75 мкЗв/год.

Как для ионизирующей компоненты, так и для нейтронной компоненты существует и высотный эффект (рис.6.3). Для его учета при определении эффективной дозы радиации космического излучения необходимо знать распределение населения, проживающего на разных высотах относительно уровня моря. Оценки показывают, что в среднем для населения Земли можно принять средневзвешенную эффективную мощность дозы ионизирующей компоненты 340 мкЗв/год (270 мкЗв/год умножены на высотный фактор 1,25) и 120 мкЗв/год (48 мкЗв/год умножены на высотный фактор 2,5) для нейтронной компоненты.

Для населения России эти цифры будут равны, соответственно, 350 мкЗв/год и 190 мкЗв/год, что в сумме дает 540 мкЗв/год.

Принимая, что 80 % времени человек находится в помещении, а средний фактор экранирования для всех компонент космического излучения равен 0,8, средняя для населения мира годовая эффективная доза космического излучения получается равной 380 мкЗв/год ($460 \cdot 0,2 + 460 \cdot 0,8 \cdot 0,8$). Диапазон годовых эффективных доз для населения мира составляет 300-2000 мкЗв/год. Для населения России годовая эффективная доза космического излучения получается равной 450 мкЗв/год ($540 \cdot 0,2 + 540 \cdot 0,8 \cdot 0,8$).

Уровни внешнего облучения от радионуклидов почвы

Естественная радиоактивность почвы, определяемая горными породами, на которых она формируется, в основном обусловлена двумя группами естественных радионуклидов: радиоактивными элементами, входящими в радиоактивные семейства, родоначальниками которых являются долгоживущие ^{235}U ($T_{1/2}=7,04 \cdot 10^8$ лет), ^{238}U ($T_{1/2}=4,47 \cdot 10^9$ лет) и ^{232}Th ($T_{1/2}=1,41 \cdot 10^{10}$ лет), и радионуклидами вне этих семейств из средней части таблицы Д. И. Менделеева, одними из основных представителей которых являются ^{40}K ($T_{1/2}=1,26 \cdot 10^9$ лет) и ^{87}Rb ($T_{1/2}=4,8 \cdot 10^{10}$ лет). Вклад космогенных радионуклидов в радиоактивность почв ничтожно мал. Спецификой всех естественных радионуклидов является большие периоды полураспада материнских радионуклидов сравнимые со временем существования Земли как твердого тела. Особенностью всех радиоактивных семейств является наличие в цепочках газообразных радионуклидов, что приводит к значительной миграции их и их дочерних продуктов в биосфере. Как пример такой цепочки на рис.5.2 приведены радионуклиды семейства ^{238}U .

В табл.6.1 приведены среднемировые и среднероссийские концентрации основных естественных радионуклидов по данным НКДАР на 2000 г. и вычисленные по формулам §4.6 в предположении равномерного распределения указанных концентраций радионуклидов по объему полубесконечного слоя почвы мощности поглощенной дозы в воздухе на поверхности почвы. При расчете доз для радионуклидов семейств предполагалось, что активности дочерних продуктов распада находятся в радиоактивном равновесии с материнским радионуклидом.

Таблица 6.1

Концентрация естественных радионуклидов в почвах и создаваемые ими мощности поглощенной дозы в воздухе на поверхности Земли

Характеристики почв	^{238}U	^{232}Th	^{40}K
Средняя для почв мира, Бк/кг	35	45	400
Средняя для почв России, Бк/кг	19	30	520
Среднемировая мощность дозы, нГр/ч	15	27	18

Основной вклад в величину мощности поглощенной дозы в воздухе вносят излучения ^{208}Tl и ^{228}Ac из семейства ^{232}Th ; 99% вклада в мощность дозы внешнего облучения от семейства ^{238}U обусловлено излучением ^{214}Pb и ^{214}Bi , которые являются короткоживущими продуктами распада ^{222}Rn .

Измеренные мощности поглощенной дозы в воздухе по данным различных стран изменяются в диапазоне от 10 до 200 нГр/ч, при средневзвешенной по популяции величине 59 нГр/ч, что показывает удовлетворительное согласие с расчетными результатами (60 нГр/ч). Для россиян эти величина колеблется в диапазоне от 30 до 100 нГр/ч при среднем значении 65 нГр/ч.

Отмечаются небольшие области мира с аномально большими концентрациями радионуклидов в почве. Это связано с повышенной концентрацией тория в моноцитовых песках в местечке Гуарапари в Бразилии, штатах Керала и Мадрас в Индии, Янг-Янг в Китае и дельте Нила в Египте; имеются районы на юго-западе Франции с почвами на гранитных и песчаных породах с повышенным содержанием урана; районы Италии с вулканическими породами; в районах Рамсар и Махалат в Иране повышенная концентрация связана с горячими водными источниками. Создаваемые там поглощенные дозы в воздухе в **десятки и сотни раз** превышают среднемировые величины. Например, средняя мощность поглощенной дозы в воздухе у поверхности почвы в штате Керала составляет 1800 нГр/ч, а на побережье Бразилии доходит до 90 000 нГр/ч.

Переход от мощности поглощенной дозы в воздухе к эффективной дозе для средней энергии фотонов осуществляется умножением поглощенной дозы на 0,7 Зв/Гр для взрослых и 0,8 Зв/Гр для детей (см. разд. 4.3.1.). При нахождении в помещении величина

мощности эффективной дозы в среднем возрастает в 1,4 раза и примерно для 45 % населения мира измеренные поглощенные дозы в воздухе в помещениях находятся в диапазоне от 20 до 200 нГр/ч при средневзвешенной по популяции мощности дозы 84 нГр/ч. В Российской Федерации эта величина изменяется от 24 до 147 нГр/ч со средним значением 74 нГр/ч.

Суммарная годовая эффективная доза внешнего облучения за счет радионуклидов земного происхождения, усредненная по населению всего земного шара, равна 480 мкЗв/год с диапазоном изменения для разных стран от 300 до 600 мкЗв/год. Суммарная годовая эффективная доза за счет радионуклидов земного происхождения, усредненная по населению России, равна 440 мкЗв/год.

Помимо фотонного излучения природные радионуклиды, содержащиеся в почве, испускают β -излучение, но его вклад пренебрежимо мал (годовая эффективная доза равна примерно 7 мкЗв/год).

Дозы внешнего облучения от радионуклидов атмосферы

Естественная радиоактивность атмосферы обусловлена следующими группами радионуклидов:

- а) радиоактивные газы, попадающие в атмосферу с земной поверхности;
- б) природные радиоактивные аэрозоли, попадающие в атмосферу из почвы;
- в) космогенные радионуклиды, возникающие в атмосфере под действием космического излучения;
- г) природные радионуклиды, попадающие в атмосферу с космической пылью.

Содержание радионуклидов в атмосфере существенно зависит от метеоусловий, однако в любом случае подавляющий вклад в удельную активность нижних слоев атмосферы вносят первые три группы радионуклидов, а среди них — газообразные радионуклиды, выходящие с поверхности почвы.

Одними из наиболее важных естественных радионуклидов, содержащихся в тропосфере, являются газообразные торон — ^{220}Rn и радон — ^{222}Rn с их дочерними продуктами, поступающие из почвы. В среднем содержание ^{220}Rn и ^{222}Rn в тропосфере над почвой составляет 0,1 и 10 Бк/м³ соответственно, при диапазоне изменений в зависи-

мости от местоположения и погодных условий 1-100 Бк/м³. В приземном слое тропосферы концентрации этих нуклидов значительно ниже.

Из относительно долгоживущих дочерних продуктов эманации наибольший интерес представляют ²¹⁰Pb и ²¹⁰Po, концентрации которых в приземном слое тропосферы с учетом вымывания и осаждения на Землю равны 500 и 50 мкБк/м³ соответственно.

При оценке концентраций естественных радионуклидов земного происхождения в приземном слое атмосферы принимают запыленность атмосферы 50 мкг/м³. Тогда по данным о концентрации радионуклидов в почве можно определить их содержание в тропосфере. В среднем принимаются следующие концентрации: ²³⁸U и продуктов его распада — 1 мкБк/м³, ²³²Th — 0,5 мкБк/м³, а для ⁴⁰K — 19 мкБк/м³.

Среди радионуклидов космогенного происхождения внешнее облучение формируется ⁷Be, ²²Na, ²⁴Na. Концентрация бериллия, образующегося по реакции ¹⁴N(p, 2α)⁷Be в воздухе у поверхности Земли в среднем равна 12,5 мБк/м³.

Таким образом, из нуклидов земного происхождения, находящихся в атмосфере, наибольший вклад в мощность поглощенной дозы в воздухе в приземном слое дают ²²²Rn и продукты его распада. Средняя величина мощности поглощенной дозы от радона и его продуктов распада на расстоянии 1 м над поверхностью Земли составляет примерно 1 нГр/ч. Существуют ее вариации, связанные с изменениями влажности почвы, толщины снежного покрова, стратификации атмосферы. Мощности поглощенной дозы в воздухе у поверхности земли от космогенных радионуклидов в атмосфере равны 3·10⁻⁵, 10⁻⁷ и 6·10⁻⁷ нГр/ч для ⁷Be, ²²Na, ²⁴Na. соответственно. Вклад всех космогенных нуклидов в мощность поглощенной дозы в воздухе (< 0,2 нГр/ч) является незначительным по сравнению с вкладом нуклидов, попавших в атмосферу из почвы.

Дозы внешнего облучения от радионуклидов гидросферы

Можно выделить два основных пути поступления радиоактивных нуклидов в гидросферу: выпадение с осадками и путем сухого осаждения радионуклидов, находящихся в атмосфере, и растворение и смыв водами радионуклидов почвы. Вода, вступая в большой круговорот, наряду с переносом минеральных веществ осуществля-

ет и перенос радионуклидов. Радиоактивность воды открытых пресноводных водоемов в равной мере определяется ^{222}Rn , ^{40}K и ^3H ; радиоактивность морской воды зависит от степени солености и основной вклад в ее активность вносит ^{40}K , доля остальных радионуклидов на несколько порядков ниже.

Мощность поглощенной дозы в воздухе над поверхностью морской воды с равномерно распределенной активностью радионуклида в условиях лучевого равновесия формируется ^{40}K ($\sim 0,55$ нГр/ч) и ^{226}Ra ($\sim 0,2$ нГр/ч), в сумме она составляет ~ 1 нГр/ч; аналогичная величина над поверхностью речной и озерной воды в несколько раз ниже.

Приведенные данные показывают, что величины мощностей доз в воздухе над водной поверхностью более чем на порядок меньше соответствующих величин над земной поверхностью.

Дозы внутреннего облучения

Доза внутреннего облучения от естественных радионуклидов формируется за счет их поступления внутрь организма с вдыхаемым воздухом, с питьевой водой и пищей и их отложения в различных органах и тканях. Следовательно, концентрации радионуклидов в органах человека будут зависеть от рациона питания, содержания радионуклидов в пищевом рационе, воде и вдыхаемом воздухе, процессов ассимиляции радионуклидов и их выведения в том или ином органе. Для оценки поступления радионуклидов с пищей необходимо иметь подробные данные о диете жителей различных регионов, так как она в значительной степени различается, что связано с климатическими условиями, традициями, социально-экономическим положением. При этом необходимо учитывать разницу не только в диете, но и количественное различие в потреблении пищи взрослыми и детьми. В табл.6.2 приведены данные НКДАР о рационе питания, усредненные по населению мира.

Заметно различие для отмеченных продуктов, по остальной пище считается, что дети потребляют 2/3, а новорожденные 1/3 от взрослой диеты, которая в сумме составляет 500 кг/год.

В табл. 6.3 приведены средние значения поступления основных естественных радионуклидов в организм человека с

пищей, водой и вдыхаемым воздухом в районах с нормальным радиационным фоном.

Таблица 6.2
Среднемировые данные по рациону питания и скорости дыхания

Рацион питания	Новорожденные	Дети	Взрослые
	Скорость дыхания, м ³ /год		
Воздух	1900	5600	7300
	Потребляемая пища, кг/год		
Молоко	120	110	105
Мясные продукты	15	35	50
Зерновые продукты	45	90	140
Овощи	20	40	60
Корнеплоды и фрукты	60	110	170
Рыбные продукты	5	10	15
Вода и напитки	150	350	500

Таблица 6.3
Поступление естественных радионуклидов в организм человека с пищевым рационом

Радионуклид	Среднее поступление радионуклидов			
	Бк/сут			Бк/год
	С пищей	С водой	С воздухом	С рационом
²³⁸ U	0,015	0,004	2,5-5*	5,7
²³² Th	0,004	-	2,5-5	1,7
²²⁸ Th				3,0
²²⁸ Ra	0,04	-	2,5-5	15
²²⁶ Ra	0,04	0,007	2,5-5	22
²¹⁰ Po	0,1	2,6-4	2,0-3	58
²¹⁰ Pb	0,1	0,001	1,0-2	30
²²² Rn	-	8	25	
²²⁰ Rn	-	-	12	
⁸⁷ Rb	4,6	-	-	
⁴⁰ K	3,7	0,4	-	
⁷ Be	0,15	-	5-2	
³ H	-	0,9	-	

* 2,5-5=2,5x10⁻⁵

Содержание естественных радионуклидов в органах человека, учитывая постоянство их поступления в организм, с учетом вышесказанного, можно считать также достаточно постоянным. В табл. 6.4. приведены равновесные концентрации естественных радионуклидов в отдельных органах человека на основе усреднения результатов измерений в разных странах мира и Российской Федерации, проведенных в 2000 г.

Таблица 6.4

Концентрации естественных радионуклидов в органах человека, усредненные по различным государствам мира и по РФ, Бк/кг

Нук- лид	Концентрация, мБк/кг				
	Легкие	Печень	Почки	Мышцы	Кости
Мир					
^3H	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4
^{14}C	23	23	23	23	
^{40}K	64	64	64	64	15
^{87}Rb	8	8	8	8	24
^{238}U	20	3	30	5	100
^{230}Th	20	3	5	1	20...70
^{226}Ra	4,1	4,1	4,1	4,1	260
^{210}Pb	200	400	200	100	3000
^{210}Po	200	600	600	100	2400
^{232}Th	20	3	3	1	6...24
^{228}Ra	20	3	2	2	100
Российская Федерация					
^{238}U	67...84	72...140	66...68	81...95	74...120
^{210}Pb	240	450	270	140...270	5000
^{210}Po	330	970	760	110...220	2400

Для расчета доз внутреннего облучения используются две модели: модель «удельной активности» и камерные модели на основе знания концентраций радионуклидов в пищевом рационе и процессов метаболизма (см. § 4.5).

Ингаляционное поступление

Основной вклад в эффективную дозу от радионуклидов, поступивших в организм с вдыхаемым воздухом, дают радон и короткоживущие продукты его распада.

Для радона и торона признано, что попадание ^{220}Rn , ^{222}Rn и продуктов их распада, среди которых много α -излучателей, через верхние дыхательные пути в легкие приводит к облучению базальных и секреторных клеток верхних дыхательных путей излучением с высокой плотностью ионизации, что способствует развитию рака легких.

Эпидемиологические исследования заболеваемости раком шахтеров и установленная величина риска позволили оценить среднее значение удельной эффективной дозы внутреннего облучения от ^{222}Rn величиной $9 \text{ нЗв} / \text{Бк м}^{-3}\text{ч}$.

Принимая концентрацию ^{222}Rn в приземной атмосфере вне помещений 10 Бк/м^3 и внутри помещений 40 Бк/м^3 и соответствующие коэффициенты неравновесности (0,4 и 0,6), получим эффективные дозы за счет ингаляционного поступления ^{222}Rn и его короткоживущих продуктов распада, учитывая, что 80 % времени население находится в помещении, а 20 % вне его:

вне помещений – $0,095 \text{ мЗв/год}$,
и внутри помещений – $1,0 \text{ мЗв/год}$.

Суммарная величина эффективной дозы составляет $1,095 \text{ мЗв/год}$.

Для торона, приблизительно принимая концентрацию вне и внутри помещений $0,1$ и $0,3 \text{ Бк/м}^3$ соответственно, а удельную эффективную дозу $40 \text{ нЗв/ Бк м}^{-3}\text{ч}$, получим годовую эффективную дозу $0,007 \text{ мЗв/год}$ вне помещений и $0,084 \text{ мЗв/год}$ внутри помещений. В сумме от ингаляционного поступления торона годовая эффективная доза равна $0,091 \text{ мЗв/год}$.

Следует отметить еще два дополнительных источника воздействия радона и торона на организм человека: поступление попавших ингаляционным путем ^{220}Rn и ^{222}Rn в кровь и их циркуляция с током крови по организму и поступление с водой из-под крана. Это дает дополнительную величину эффективной дозы от ^{222}Rn $0,051 \text{ мЗв/год}$ за счет поступления в кровь и $0,002 \text{ мЗв/год}$ при поступлении с водой, аналогичные цифры от ^{220}Rn составляют $0,01 \text{ мЗв/год}$ и $0,002 \text{ мЗв/год}$.

Таким образом, радон и торон в атмосферном воздухе и воде дают годовую эффективную дозу внутреннего облучения 1,25 мЗв/год.

Существуют большие популяции (около 1 млн. чел.), для которых указанные величины в два раза выше и менее многочисленные (до 10 тыс. чел.), для которых превышение составляет до 10 раз.

Для остальных радионуклидов уранового и ториевого рядов расчет эффективной дозы при ингаляционном поступлении проводился на основе данных об их содержании в атмосферном воздухе, данных о скорости дыхания для разных возрастных групп, и удельных эффективных дозах. Рассчитанная ожидаемая эффективная доза, взвешенная по возрастному составу населения мира (0,05; 0,3 и 0,65 для новорожденных, детей и взрослых), составила 6 мкЗв/год, причем из этой величины на долю ^{210}Pb и ^{210}Po приходится, соответственно, 70 % и 20 %.

Из космогенных радионуклидов вклад в дозу внутреннего облучения при ингаляционном поступлении дает лишь ^{22}Na , концентрация которого в воздухе составляет 0,3 Бк/м³, а эффективная доза составляет 0,15 мкЗв/год.

Поступление с пищей

Для радионуклидов уранового и ториевого рядов расчет эффективной дозы при их поступлении с пищей проводился на основе данных об их содержании в пищевом рационе, усредненных данных по пищевому рациону разных возрастных групп, и удельных эффективных дозах внутреннего облучения. Рассчитанная годовая ожидаемая эффективная доза составила 110, 200 и 260 мкЗв для взрослого, ребенка и новорожденного соответственно. Взвешенная по возрастному составу населения мира среднемировая величина ожидаемой эффективной дозы внутреннего облучения радионуклидов уранового и ториевого рядов за год составляет 140 мкЗв. Такое же значение получается исходя из концентраций рассматриваемых радионуклидов по органам и тканям организма (см. табл. 6.4).

Расчет доз внутреннего облучения ^{40}K основан на модели удельной активности. Калий более или менее равномерно распределен по организму, и его концентрация находится под гомеостатическим контролем. Содержание ^{40}K , тяготеющего к костной тка-

ни, в красном костном мозге примерно в 1,5 раза превышает его содержание в других органах и тканях. Содержание естественного калия в органах и тканях в среднем составляет 0,18 % для взрослых и 0,2 % – для детей. Доля ^{40}K в естественном калии принимается $1,17 \times 10^{-4}$, активность равна в среднем для всего организма взрослого 55 Бк/кг и ребенка – 62 Бк/кг. При средней удельной эффективной дозе 3 мкЗв/год на 1 Бк/кг получаем дозу внутреннего облучения 165 и 185 мкЗв/год для взрослых и детей соответственно. Вклад ^{87}Rb в эффективную дозу более, чем на порядок ниже.

Космогенные радионуклиды вносят небольшой вклад в дозу внутреннего облучения человека и в основном он обусловлен ^3H , ^{14}C , ^9Be .

Индивидуальная годовая эффективная доза от естественного трития находится из условия равенства его концентрации в поверхностных водах и теле человека и равна 10 нЗв/год. Удельная активность природного ^{14}C в теле человека оценивается в 227 Бк/кг углерода. Как и для трития, большинство оценок доз, создаваемых ^{14}C , основывается на прямых измерениях в окружающей среде. Скорость образования естественного ^{14}C 1 ПБк/год ведет к индивидуальной эффективной дозе 12 мкЗв/год. Поступление ^7Be в организм человека в основном связано с потреблением зеленых овощей, и результирующее годовое поступление составляет примерно 50 Бк/год. Эффективная годовая доза равна 0,03 мкЗв.

Таким образом, эффективные дозы внутреннего облучения определяются поступающими при дыхании внутри помещений газообразными радоном и тороном с короткоживущими продуктами их распада (1,25 мЗв/год) и поступающими с пищей радионуклидами радиоактивных цепочек распада урана и тория (120 мкЗв/год) и ^{40}K (170 мкЗв/год). Итого суммарная доза внутреннего облучения составляет 1,54 мЗв/год.

В табл. 6.5 суммированы среднемировые и российские данные по дозовым нагрузкам от естественных источников радиационного фона в 2000 г.

Суммарная годовая доза естественного фонового излучения для населения России практически совпадает со среднемировой и может быть принята равной 2,4 мЗв/год.

Разница в дозах космического излучения для населения мира и России связана в основном с широтным эффектом для нейтронной составляющей космического излучения.

Таблица 6.5

Среднегодовые эффективные дозы радиации от различных источников
естественного фона, мкЗв/год

Источник радиации	Мир		Россия
Космическое излучение			
Ионизирующая компонента	280		290
Нейтронная компонента	100		160
Космогенные радионуклиды	10		10
Сумма	390	300 - 1000	460
Внешнее облучение от нуклидов в почве			
Вне помещений	70		80
Внутри помещений	410		360
Сумма	480	300 – 600	440
Ингаляционное поступление			
Нуклиды уранового и ториевого рядов	6		
Радон и продукты распада	1150		
Торон и продукты распада	100		
Сумма	1260	200 - 10000	1160
Пероральное поступление			
Калий-40	170		
Нуклиды уранового и ториевого рядов	140		
Сумма	310	200 – 800	310
Полное	2440	1000 - 10000	2370

Меньшее значение дозы внутреннего облучения россиян обусловлено меньшей средней концентрацией радона в помещениях, которое для России составляет 35 Бк/м³ по сравнению со среднемировой 40 Бк/м³.

В первом приближении глобальную годовую коллективную эффективную дозу за счет естественных источников излучений можно оценить величиной порядка $1,5 \cdot 10^7$ чел.-Зв/год.

Приведенные выше цифры относятся к взрослой части населения. Для детей значение годовой эффективной дозы выше, чем для взрослых. Расчеты показывают, что для детей в возрастной группе от 0 до 10 лет среднегодовая эффективная доза равна примерно 3 мЗв.

Контрольные вопросы к разделу 6.2.1

1. Назовите источники естественного фонового излучения.

2. Назовите основные пути миграции естественных радионуклидов в биосфере.

3. Какими видами излучений представлено галактическое космическое излучение?

4. Назовите две основные компоненты вторичного космического излучения на поверхности Земли, определяющие дозовые нагрузки населения.

5. Чем обусловлен высотный и широтный эффект неравномерности воздействия космического излучения?

6. Как влияет нахождение в помещениях на дозу, создаваемую космическим излучением?

7. Чему равна среднемировая доза космического излучения?

8. Какими естественными радионуклидами обусловлена радиоактивность горных пород и почвы?

9. Что характеризует цепочки радиоактивного распада естественных долгоживущих радионуклидов?

10. Чему равна среднемировая годовая эффективная доза внешнего облучения, создаваемая радионуклидами почвы?

11. Из чего складывается радиоактивность атмосферы?

12. Назовите основные космогенные радионуклиды в атмосфере Земли.

13. Опишите пути поступления радионуклидов внутрь организма.

14. Какими естественными радионуклидами обусловлена доза внутреннего облучения человека?

15. Чему равна среднемировая годовая эффективная доза естественного радиационного фона?

6.2.2. Технологически повышенный естественный радиационный фон

Технологически повышенный естественный радиационный фон – это дополнительное фоновое облучение человека вследствие антропогенного перераспределения естественных радионуклидов в биосфере, увеличения интенсивности вовлечения их в биологический и технологический круговорот веществ в природе, дополнительное облучение за счет местоположения человека.

В качестве яркого примера глобального нарастания концентрации радиоактивных веществ по мере индустриализации можно

привести рост содержания ^{226}Ra в ледниках Норвегии с $2,2 \cdot 10^{-5}$ в XII веке до $1,2 \cdot 10^{-4}$ Бк/кг в современное время или заметный рост концентраций ^{226}Ra в воздухе за последние 200 лет, что привело к росту содержания его в древесине сосны с 0,26-1,1 до 5,2 - 10 и 24 - 31 мБк/г золы, соответственно, для сельских и промышленных районов.

Облучение при полетах на самолетах

Дополнительное облучение за счет космического излучения связано с ростом интенсивности этого излучения с удалением от поверхности Земли, поэтому лица, совершающие полеты на самолетах, и космонавты подвергаются большему воздействию космического излучения по сравнению с людьми, находящимися на уровне моря.

Большинство полетов, осуществляемых в настоящее время, проходит на высотах 7-12 км от поверхности Земли; полеты сверхзвуковых самолетов проходят на высоте ≈ 20 км. Проведенные расчетные и экспериментальные исследования показали, что при полетах в средних широтах на высотах 9-12 км мощность эффективной дозы меняется в диапазоне 5-8 мкЗв/ч, на высотах ~ 20 км – 15-20 мкЗв/ч. (на уровне моря она равна примерно 40 нЗв/ч).

Ярким проявлением роста измеренной мощности дозы на борту самолета с высотой полета являются данные, приведенные на рис.6.4

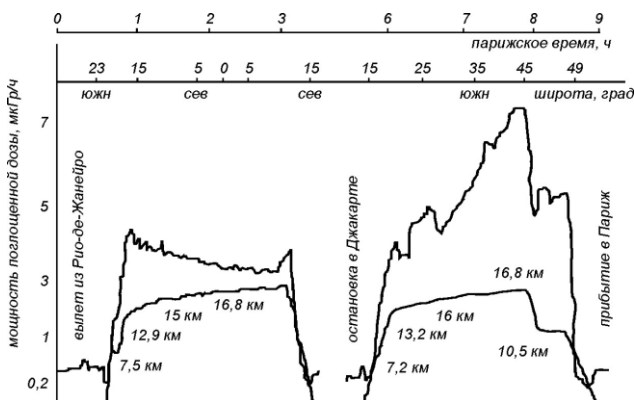


Рис. 6.4 . Высота и дозы на борту самолета при перелете Рио-де -Жанейро — Париж

При полете из Санкт-Петербурга во Владивосток пассажир обычного турбореактивного самолета получает дозу около 50 мкЗв. Всего за счет использования воздушного транспорта жители России получают в год коллективную эквивалентную дозу около 100 чел.-Зв.

Оцененная коллективная эффективная доза пассажиров мира равна 2000 чел.-Зв/год; для экипажей самолетов она оценивается в 860 чел.-Зв/год.

Космонавты подвергаются облучению за счет частиц первичного космического излучения, излучения солнечных вспышек, а также интенсивного излучения двух радиационных поясов Земли.

Полученные расчетным путем и проверенные экспериментально величины мощностей поглощенных доз в области грудной клетки космонавтов колеблются в диапазоне 1-2 мГр/ч, причем значительная часть дозы получается во время прохождения корабля через радиационные пояса. Этим объясняется и разброс доз, получаемых космонавтами.

Облучение при добыче и использовании фосфатных руд

Фосфатные руды широко используются как источник фосфора для удобрений. Они содержат повышенные концентрации естественных радионуклидов. В осадочных месторождениях фосфатных руд типичная концентрация ^{238}U составляет 1500 Бк/кг, что в ~ 50 раз выше типичной для большинства осадочных горных пород. Концентрации ^{232}Th и ^{40}K в фосфатных породах сопоставимы с обычным содержанием этих нуклидов в почве.

Вынос фосфатных руд на поверхность земли, внесение приготовленных из них фосфорных удобрений в пахотный слой с целью повышения урожайности сельскохозяйственных культур, использование в строительной промышленности побочных продуктов приводит к дополнительному облучению населения.

Вынос фосфатных руд на поверхность земли и их переработка приводит к примерно 20-кратному увеличению локальной концентрации в воздухе ^{238}U , ^{226}Ra и ^{230}Th , однако коллективная доза от этого загрязнения не превышает $4 \cdot 10^5$ чел.-Зв/т руды. Из одной тонны руды удается получить 0,54 т фосфатных удобрений, содержащих $3 \cdot 10^5$ Бк ^{238}U и $2 \cdot 10^5$ Бк ^{226}Ra и каждого из продуктов его распада, вносимых в почву с толщиной пахотного слоя 30 см.

Внесение в почву фосфатных удобрений в предположении, что доля времени, проводимого населением на удобряемых полях или около них, составляет 1 %, приводит к увеличению коллективной дозы на $6,5 \cdot 10^5$ чел.-Зв/т руды.

Отходами в производстве фосфорной кислоты являются большие количества фосфогипса, который может использоваться в строительной промышленности. Радиоактивность фосфогипса по сравнению с природным гипсом значительно выше в связи с тем, что большая часть ^{226}Ra из руды переходит в фосфогипс. Его концентрация оценивается в 900 Бк/кг. Использование фосфогипса приводит к увеличению доз облучения людей, проживающих в зданиях, построенных с его использованием.

К дополнительному облучению приводит использование шлаков с содержанием ^{226}Ra – 1500 Бк/кг, ^{230}Th – 740 Бк/кг, ^{238}U – 1000 Бк/кг при строительстве дорог, изготовлении фундаментов зданий и т.д.

Принимая мировое производство товарной руды $1,3 \cdot 10^8$ кг/год и учитывая, что 70 % ее используется для изготовления фосфатных удобрений, а 10 %, получаемого в качестве побочного продукта гипса, используется в строительстве, величина коллективной эффективной дозы за счет производства фосфатной руды составила $3 \cdot 10^5$ чел.-Зв/год. При этом основной вклад дает использование побочного продукта в строительстве. Сумма других вкладов составляет всего 6000 чел.-Зв/год.

Облучение при сжигании угля на ТЭС

Одним из источников повышенного уровня облучения за счет естественных радионуклидов является сжигание угля, продукты сгорания которого в газообразном виде и в виде аэрозольных частиц выбрасываются в атмосферу, а зола используется в строительстве. Для ТЭС, работающих на угле, концентрация активности в топливе колеблется в довольно широких пределах. Обычно она принимается равной в Бк/кг угля: 50 – ^{40}K , 20 – ^{238}U ^{232}Th , и все продукты распада ^{238}U и ^{232}Th находятся с ними в радиоактивном равновесии. Исследования, проведенные на угольных ТЭС, позволяют принять в среднем характерные значения концентраций радионуклидов в летучей золе Бк/кг: 240 – ^{226}Ra ; 140 – ^{228}Ra ; 110 – ^{228}Th ; 70 – ^{232}Th ; 200 – ^{238}U ; 930 – ^{210}Pb ; 1700 – ^{210}Po ; 265 – ^{40}K , что

приводит к представительным значениям годового выброса активности для станции мощностью 1 ГВт: 5 ГБк – ^{238}U , ^{232}Th и продуктов их распада и 4 ГБк – ^{40}K . Эти значения соответствуют электростанции, работающей на угле с содержанием золы 10 %, оборудованной фильтрующей системой, позволяющей задерживать 97,5 % золы. Выбросы газообразных ^{222}Rn и ^{220}Rn , не улавливаемых действующими системами очистки, составляют 60 ГБк/ГВт (эл)·год.

В табл.6.6 приведены годовые ожидаемые коллективные эффективные дозы, обусловленные указанными выбросами.

Таблица 6.6

Ожидаемые коллективные эффективные дозы при работе ТЭС,
чел.-Зв/ГВт(эл).год, $\times 10^{-2}$

Пути воздейств.		^{238}U	^{230}Th	^{222}Rn	^{210}Pb	^{210}Po	^{232}Th	^{228}Th	^{220}Rn	Σ
Ингаляция из облака		4,5	18	0,1	2,3	2,5	86	18	—	140
От выпадений	Внутр	0,6	0,9	20	22	22	0,3	1,6	9,4	56
	Внеш	3,5				5,4				9

Согласно современным оценкам производство 1 ГВт (эл)·год на ТЭС обходится человечеству в 2 чел.-Зв ожидаемой коллективной эффективной дозы облучения, т.е., принимая производство электроэнергии на ТЭС мира 10^3 ГВт (эл)·год, можно оценить ожидаемую коллективную годовую эффективную дозу от всех работающих на угле электростанций во всем мире в 2000 чел.-Зв.

В табл.6.7 сравниваются выбросы радионуклидов угольной ТЭС с выбросами АЭС той же мощности и создаваемые ими коллективные эффективные дозы для населения.

Видно, что при одинаковой мощности станции коллективная эффективная доза для населения от радиоактивных выбросов угольной ТЭС превышает дозу от выбросов АЭС той же мощности, поскольку на ТЭС не принимается практически никаких мер по удержанию выбрасываемой радиоактивности.

На приготовление пищи и отопление жилых домов расходуется меньше угля, но зато больше зольной пыли попадает в воздух на

Таблица 6.7

Газоаэрозольные выбросы радиоактивных веществ и коллективные дозы населения при работе угольной ТЭС и АЭС, на 1ГВт (эл) · год

Выбросы радионуклидов, ТБк:	Угольная ТЭС	АЭС с реакторами	
		ВВЭР	РБМК
Благородные газы	-	13	470
Аэрозоли	0,037	0,00032	0,015
Коллективные дозы населения, чел.-Зв/год	2	0,07	0,6

единицу сжигаемого топлива. Кроме того, в отличие от угольных ТЭС, городские котельные имеют относительно невысокие трубы и расположены в центре населенных пунктов, что приводит к большим концентрациям радионуклидов в местах проживания населения.

По оценкам из-за сжигания угля в домашних условиях для обогрева жилищ и приготовления пищи в предположении, что 5 % производимого угля используется в домашних условиях, ожидаемая коллективная эффективная доза облучения населения Земли возросла на 10^5 чел.-Зв.

Следует отметить, что дополнительные дозы облучения могут формироваться в результате образования зольных отходов. Большая их часть в виде жидкого шлака перекачивается в пруды-отстойники, ~ 50 % находит различное применение в производстве цемента и бетона, в дорожном строительстве и т.д. Однако оценок доз облучения населения по этой причине крайне мало.

Облучение, обусловленное использованием различных строительных материалов

Данные исследований в ФРГ, России, Швеции и Великобритании концентраций естественных радионуклидов в различных строительных материалах и создаваемые ими поглощенные дозы приведены в табл.6.8.

Из приведенных данных видно, что применение некоторых строительных материалов может привести к повышению уровней облучения населения внутри помещений.

Таблица 6.8

Концентрации естественных радионуклидов в различных строительных материалах, Бк/г, и мощность поглощенной дозы в воздухе, нГр/ч

Материал	Концентрация			Мощность*
	^{40}K	^{226}Ra	^{232}Th	дозы
Дерево	-	< 0,001	< 0,001	< 4
Природный гипс	0,02÷0,15	0,004÷0,02	0,001÷0,01	10÷40
Гравий и песок	0,3	0,01÷0,02	0,02	<60
Известняк, мрамор	0,04	<0,02	<0,02	50
Цемент	0,20÷0,23	0,04÷0,05	0,04÷0,05	80÷130
Щебень	0,8	0,05	0,003÷0,07	120÷200
Кирпич	0,6÷0,9	0,05÷0,09	0,04÷0,1	160÷300
Бетон	0,5÷0,7	0,04÷0,07	0,03÷0,08	150÷200
Гранит	1÷1,5	0,08÷0,11	0,08÷0,17	280÷450
Бетон из глинистых сланцев	0,85	1,5	0,07	1450
Фосфогипс	0,04÷0,1	0,60÷1,5	0,007÷0,26	540÷1200
Кальций-силикатный шлак		1,3÷2,1		1100÷1800
Шлак из печи	0,2	0,7	0,02	110

* Рассчитанная в бесконечной среде из данного материала для сравнения разных строительных материалов.

Правда, следует отметить, что реальная мощность дозы в помещении, построенном из того или иного материала, в несколько раз меньше рассчитанной, исходя из концентрации радионуклидов в строительном материале, так как используется много и иных материалов с более низкими концентрациями радионуклидов.

Более существенную роль играет дополнительное внутреннее облучение внутри помещений, связанное с повышенной концентрацией ^{222}Rn и продуктов его распада.

Так, в ряде жилых домов Швеции и США, где в качестве строительных материалов использовались глинистый сланец или отходы урановой промышленности, средняя равновесная концентрация ^{222}Rn составляла 200 - 260 Бк/м³ (при средней естественной вне помещений 10 Бк/м³), что соответствовало годовой эффективной дозе — 15 мЗв.

Важным моментом увеличения концентрации радона в помещениях является поступление его из почвы, на которой построено здание. В Швеции в домах, построенных на участках, содержащих хвосты от производства глинистых сланцев, эквивалентная равновесная концентрация радона составляет 500 Бк/м^3 , что соответствует годовой эффективной дозе 30 мЗв . В домах, не имеющих покрытых полом погребов, обнаружены концентрации радона, эманулирующего из почвы, более 10000 Бк/м^3 , что приводит к годовой эффективной дозе равной примерно 600 мЗв . Радон, содержащийся в воде, где его концентрация может варьироваться практически от нуля до 100 МБк/м^3 , может быть также значительным источником загрязнения в помещениях. В ряде домов в Хельсинки (Финляндия) по этой причине концентрация радона внутри помещений в среднем составляла 360 Бк/м^3 при максимальной 1200 Бк/м^3 . Использование природного газа в газовых плитах также может явиться источником повышенной концентрации радона в помещениях, однако измерения показали, что даже при отсутствии вытяжной вентиляции дополнительная концентрация радона не превышает $0,3 \text{ Бк/м}^3$.

По современной оценке среднемировая годовая эффективная доза, обусловленная повышенной концентрацией радона в домах по сравнению с аналогичной вне помещений, составляет $1,25 \text{ мЗв}$.

Облучение, обусловленное выбросами радионуклидов в процессе добычи и переработки полезных ископаемых

Многие промышленные производства приводят к дополнительному выходу естественных радионуклидов в процессе добычи, переработки и складирования накапливающихся отходов. К таким производствам можно отнести добычу и переработку фосфатов, переработку металлических руд и других сырьевых материалов, добычу и использование органического топлива. Поступление радионуклидов и их распространение на большие расстояния наиболее существенно в высокотемпературных тепловых процессах производства фосфора, железа, стали, но имеет место и при низкотемпературных процессах производства кирпича и керамики.

Во вторичную переработку различных материалов, особенно металлических отходов, часто вовлекаются материалы с повышенным уровнем радиации, что приводит к дополнительным дозовым нагрузкам. Все указанное выше приводит как к внешнему, так и

внутреннему дополнительному облучению. Естественно, что максимальные дозы наблюдаются непосредственно в местах переработки, на удалении они быстро снижаются. В связи с этим наибольшие дозовые нагрузки получают работники производств, в меньшей степени население.

В целом дозы, связанные с процессами переработки сырьевых ресурсов, в среднем составляют 1-10 мкЗв/год и не дают существенного вклада в дозы естественного фонового облучения.

Облучение, обусловленное предметами широкого потребления

Многие предметы широкого использования содержат радионуклиды, и население в ходе своей нормальной деятельности подвергается облучению, часто и не зная об этом.

Эти предметы можно разделить на несколько категорий: радиолюминесцентные товары; электронная и электрическая аппаратура; антистатические устройства; детекторы дыма; керамические и стеклянные изделия, содержащие уран и торий.

К радиолюминесцентным товарам в основном можно отнести часы со светящимся циферблатом, в которых в качестве источника излучения используются ^{226}Ra , ^{147}Pm или ^3H , а в качестве сцинтиллятора — сульфид цинка, содержащий медь и серебро.

Годовые коллективные эффективные дозы, связанные с использованием люминесцентных часов, оценивались для населения Швейцарии, Англии и США. Годовые эффективные индивидуальные дозы равнялись $8 \cdot 10^{-7}$; $6 \cdot 10^{-7}$ и $8 \cdot 10^{-8}$ Зв для швейцарца, англичанина и американца соответственно.

Если принять среднюю величину $5 \cdot 10^{-7}$ Зв, то ежегодная коллективная эффективная доза для населения мира составит ~ 2000 чел.-Зв/год.

Электронная и электрическая аппаратура может приводить к облучению, если она содержит радионуклиды или испускает рентгеновское излучение. Радиоактивные излучения, создавая предварительную ионизацию, способствуют более быстрой, надежной и стабильной работе оборудования. Примерами могут быть пускатели для люминесцентных ламп, триггерные лампы в электроприборах, устройства для защиты от избыточного напряжения. В этих случаях чаще всего используются ^{85}Kr , ^{147}Pm и ^{232}Th . При нормальной эксплуатации такого оборудования

радиационное воздействие ничтожно мало. Оно может быть значительным только при авариях.

Современные телевизионные приемники испускают незначительные потоки рентгеновского излучения. Проведенные измерения показали, что мощность дозы на расстоянии 5 см от экрана цветных телевизоров составляет 10^{-3} мГр/ч. Рассчитанная годовая доза облучения гонад в условиях нормального пользования телевизором составляет ~ 10 мкГр, что соответствует значению годовой эффективной дозы примерно 10 мкЗв.

Антистатические устройства используют радионуклиды для удаления накапливающихся электрических зарядов на определенных материалах за счет ионизации воздуха. Годовая эффективная доза оценивается в 10^{-2} мкЗв.

В детекторах дыма на основе ионизационных камер используется альфа-излучение, создающее ионизацию в воздухе между электродами. Хотя некоторые детекторы дыма содержат ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{85}Kr , ^{63}Ni , предпочтительным является ^{241}Am . Если предположить, что в качестве источника излучения используется ^{241}Am со сроком службы 10 лет и осуществляется их удаление на свалке мусора или сжигание, то коллективная эффективная доза составит ~ 10 чел.-Зв/год, причем основная ее часть обусловлена внешним облучением в период эксплуатации.

В керамике, изделия из стекла и т.д. в качестве пигмента или, когда требуется высокая плотность, вводят уран или торий. Некоторые линзы, содержащие до 30 вес.% урана или тория, могут создавать существенные дозы облучения хрусталика глаза. Высокие концентрации урана и тория обнаруживаются в офтальмологическом стекле, как следствие процесса производства стекла.

Еще одним примером является практика внесения урана в фарфоровые материалы, используемые для пломбирования и протезирования зубов для имитации цвета естественных зубов. При этом поглощенная доза в базальном слое ротовой полости не будет превышать 0,01 Гр/год.

В целом можно констатировать, что дозы отдельных лиц, формирующиеся в результате использования потребительских товаров, незначительны, и основной вклад дает облучение тела, связанное с ношением радиолюминесцентных часов. Возникают трудности оценки коллективной эффективной дозы в связи с отсутствием данных об используемых активностях, количестве продукции, способах

удаления таких устройств. Однако можно предположить, что среднегодовая эффективная доза не превышает 10 мкЗв, причем практически вся она накапливается в связи с использованием радиолометрических часов.

Облучение персонала в нерадиационных производствах

Максимальное воздействие источники техногенно измененного фона оказывают на персонал, занятый в производстве, связанном и этими источниками. Ниже приведены данные среднегодовые дозы персонала, связанного с дополнительным облучением естественными источниками излучений, мЗв.

Экипажи самолетов.....	3,0
Шахтеры, за исключением добычи урана.....	2,7
Добыча угля.....	0,7
Переработка минералов.....	1,0
Работа на больших высотах.....	4,8

Из приведенных данных видно, что работники производств, отнюдь не связанных с использованием ионизирующих излучений, в среднем получают дополнительное облучение от источников естественного фонового излучения, равное примерно еще одному естественному фону.

Контрольные вопросы к разделу 6.2.2

1. Назовите причины появления технологически повышенного естественного фона.
2. Перечислите основные источники технологически повышенного естественного фона.
3. Чем обусловлен рост дозы естественного фона при полетах на самолетах?
4. Перечислите причины роста естественного радиационного фона при использовании фосфатных удобрений и побочных продуктов переработки фосфатной руды.

5. В чем кроется радиационная опасность при получении энергии на ТЭС?

6. Как зависят дозовые нагрузки внутри помещений от используемого в строительстве минерального сырья?

7. Назовите некоторые источники повышенного радиационного фона в быту?

6.2.3. Искусственный радиационный фон

За последние десятилетия человек создал несколько тысяч искусственных радионуклидов, ввел в практику использование установок, испускающих излучения, научился использовать энергию атома в самых разных целях. По состоянию на 31 декабря 2009 г. только в России количество организаций, предприятий и учреждений, осуществлявших свою деятельность в области использования атомной энергии под надзором межрегиональных территориальных управлений по надзору за ядерной и радиационной безопасностью, составляло 2271. Поднадзорные объекты имели в своем составе 4738 стационарных радиационных источников, 1438 пунктов, где проводились работы с радиоактивными веществами, радиоактивными отходами и радионуклидными источниками.

Например, в металлургической промышленности России в 2007 г. использовалось более 10 тыс. приборов, содержащих источники ионизирующих излучений, а также твердые радиоактивные отходы в виде радиоактивного металлического лома. В судостроительной промышленности на 20 судостроительных и судоремонтных заводах и предприятиях используются радиоактивные источники специального назначения, содержащие радионуклиды до 1800 наименований. Все это приводит к увеличению дозы облучения как отдельных лиц, так и населения Земли в целом.

По типу и характеру испускаемого излучения искусственные источники излучения ни чем не отличаются от естественных, однако их удельная мощность значительно выше, что, как правило, требует применения специальных и сложных систем защиты, обеспечивающих радиационную безопасность.

Неизбежным является попадание искусственных радионуклидов в окружающую среду и их включение в биогеохимические круговороты веществ в биосфере. Так же, как и естественные радионуклиды, долгоживущие искусственные радионуклиды глобально

го радиоактивного загрязнения, например, ^{137}Cs или ^{90}Sr присутствуют в любом живом организме планеты. Они появились в последние 60 лет и хотя с точки зрения радиационного воздействия их роль практически нулевая, с точки зрения общебиологических аспектов – это новый фактор (исключая радиационные аспекты) окружающей среды, к которому естественно никакая экосистема не сумела еще адаптироваться.

В отличие от естественного фонового излучения индивидуальные дозы от искусственных источников радиации сильно различаются. Так, индивидуальные дозы от медицинских обследований варьируют от нуля (кто ни разу не проходил рентгенологического обследования) до многих тысяч среднегодовых "естественных" доз (для пациентов, которые лечатся от рака). В связи с этим возникают трудности определения коллективных эффективных доз за счет искусственного радиационного фона, поэтому к приводимым ниже цифрам необходимо относиться, как к грубым оценкам, которые будут уточняться по мере накопления информации.

К наиболее значимым источникам искусственного радиационного фона можно отнести использование ионизирующих излучений в медицине, загрязнения, связанные с ядерными испытаниями и ядерным топливным циклом.

Радиационный фон от загрязнений биосферы, вызванных ядерными испытаниями

Радиоактивное загрязнение окружающей среды и дополнительные радиационные нагрузки от глобального загрязнения в результате испытаний ядерного оружия — один из ярких примеров глобального радиоактивного загрязнения окружающей среды в результате деятельности человека. В период с 1945 по 1980 гг. разными странами мира было проведено 543 ядерных испытания в атмосфере суммарной мощностью 440 Мт.

В табл. 6.9 приведены последние данные о количестве и суммарной мощности взрывов, произведенных в атмосфере в период с 1945 по 1980 гг. Здесь же приведены сведения о распределении мощности зарядов, поступившей в разные области атмосферы.

Таблица 6.9

Количество испытаний и мощность взрывов, проведенных разными странами в атмосфере

Страна	Число испытаний	Мощность, Мт			Распределение мощности		
		Деление	Синтез	Сумма	Локально	Тропосфера	Стратосфера
Китай	22	12,2	8,5	20,7	0,15	0,66	11,40
Франция	45	6,17	4,02	10,20	0,23	0,57	5,37
Англия	21	4,22	3,83	8,05	0,07	1,76	2,39
США	197	81,5	72,2	153,8	28,2	8,25	44,9
СССР	219	83,5	162,0	247,3	0,13	4,28	80,8
Мир	543	189	251	440	29	16	145

Из приведенных данных видно, что основная доля активности при ядерных испытаниях попадала в стратосферу, что привело к глобальному загрязнению всех элементов биосферы.

Радионуклиды, попавшие в верхние слои стратосферы, подвергаются глобальному перемешиванию и обуславливают основную часть глобального радиоактивного загрязнения окружающей среды долгоживущими продуктами деления и синтеза.

Аэрозоли и газы в самых верхних слоях атмосферы перемешиваются и опускаются за счет гравитационного осаждения в нижележащие слои и вовлекаются в нерегулярные потоки воздушных масс. Среднее время перехода аэрозолей из верхних слоев атмосферы в стратосферу оценивается в 2 года; из верхней стратосферы в нижележащие ее слои в 6-9 месяцев и миграция из нижней стратосферы в тропосферу колеблется от 3 до 12 месяцев в полярных областях и от 8 до 36 месяцев в экваториальных областях. В итоге суммарное пребывание радиоактивных аэрозолей в атмосфере Земли составляет от 3 до 5 лет. За это время все короткоживущие радионуклиды успевают распасться, и на биоту у поверхности Земли и в почве оказывают воздействие лишь долгоживущие радионуклиды, основными из которых являются ^3H , ^{14}C , ^{137}Cs , ^{95}Zr , ^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{144}Ce , трансурановые элементы.

В табл.6.10 приведены рассчитанные выбросы долгоживущих радионуклидов.

Таблица 6.10

Выбросы радионуклидов при ядерных испытаниях

Нук- лид	T _{1/2}	Выброс, ПБк	Нук- лид	T _{1/2}	Выброс, ПБк
³ H	12,35 лет	186 000	¹²³ Sb	2,76 лет	741
¹⁴ C	5730 лет	213	¹³¹ I	8,02 сут	675 000
⁵⁴ Mn	312,3 сут	3980	¹⁴⁰ Ba	12,75 сут	759 000
⁵⁶ Fe	2,73 лет	1530	¹⁴¹ Ce	32,5 сут	263 000
⁸⁹ Sr	50,53 сут	117 000	¹⁴⁴ Ce	284,9 сут	30 700
⁹⁰ Sr	28,78 лет	622	¹³⁷ Cs	30,07 лет	948
⁹⁵ Zr	64,02 сут	148 000	²³⁹ Pu	24 110 лет	6,52
¹⁰³ Ru	39,26 сут	247 000	²⁴⁰ Pu	6563 лет	4,35
¹⁰⁶ Ru	273,6 сут	12 200	²⁴¹ Pu	14,35 лет	142

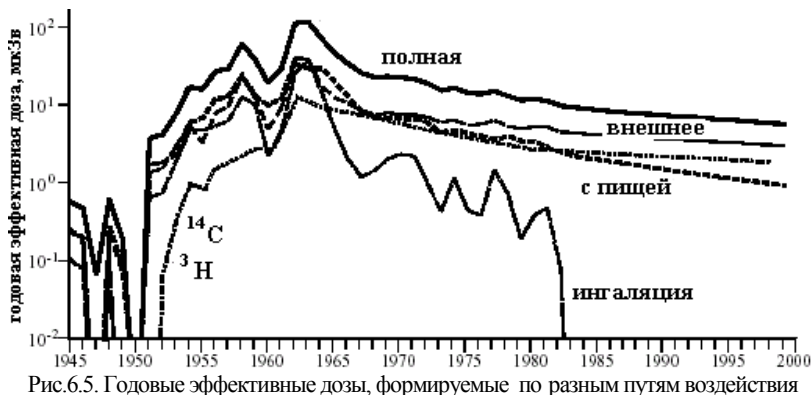
На основе развитой модели миграции радионуклидов в атмосфере и выпадения на поверхность Земли были вычислены плотности выпадений радионуклидов с учетом широтного эффекта и распределения населения по широте

Большинство радионуклидов давали высокую плотность выпадений во время проведения испытаний; начиная с 1965 г. все выпадения определяются ⁹⁰Sr и ¹³⁷Cs, которые к 2000 г. стали доминирующими. Мощные термоядерные взрывы сопровождались глобальным загрязнением атмосферы ³H и ¹⁴C. Основным путем формирования дозы этими радионуклидами является их поступление в организм с пищевым рационом.

Оцененная максимальная среднемировая индивидуальная эффективная доза наблюдалась в 1963 г и равнялась 0,11 мЗв/год. К 1990 г. она понизилась до 6 мкЗв/год. Основной вклад в дозу давало внешнее облучение ¹³⁷Cs. В настоящее время вклад от внешнего облучения ¹³⁷Cs и от поступления с пищевым рационом ¹⁴C практически одинаковый (53 и 47% соответственно).

Динамика формирования дозы по годам и путям воздействия на организм человека показана на рис.6.5.

По данным на 2000 г. средняя годовая индивидуальная эффективная доза, взвешенная по населению северного полушария составляла 5,9 мкЗв/год (3,16 мкЗв/год – внешнее облучение; 2,71 мкЗв/год – внутреннее от поступления с пищей), аналогичные



данные для южного полушария – 2,68 мкЗв/год (0,79 мкЗв/год – внешнее облучение; 1,89 мкЗв/год – внутреннее) и усредненные по населению всего мира – 5,51 мкЗв/год (2,9 мкЗв/год – внешнее облучение; 2,61 мкЗв/год – внутреннее).

Доза внешнего облучения в четыре раза для жителей южного полушария ниже, чем для северного, что обусловлено большим загрязнением ^{137}Cs почв северного полушария. Меньшая разница в дозах внутреннего облучения связана с более интенсивным перемешиванием ^{14}C между полушариями.

В целом, оценивая глобальное радиоактивное загрязнение биосферы в результате проведенных испытаний ядерного оружия, можно констатировать, что максимальное радиационное воздействие наблюдалось в 1963 году и составляло примерно 5% от естественного фонового облучения, в настоящее время оно не превышает 0,2% от естественного фона.

Радиационный фон при использовании радиации в медицине

Более 100 лет ионизирующие излучения используются в медицине и в настоящее время это уже привычная рутинная диагностическая или терапевтическая процедура. Медицинская радиология дает существенный, может даже определяющий вклад в дополнительное облучение. И тем не менее использование радиоактивных излучений в медицине – яркий пример анализа выгода / ущерб, в котором выгоды от использования ионизирующих излу-

чений значительно превышают наносимый ущерб, исходя из концепции приемлемого риска.

Можно ожидать, что облучаемость населения мира в целом будет расти за счет развития медицинской техники в странах, находящихся на стадии ее развития. С другой стороны, все более проявляются тенденции к пересмотру сложившейся практики использования ионизирующих излучений в диагностике, направленные на снижение индивидуальных доз за процедуру, замену ионизирующей радиации на другие способы диагностики, оптимизацию использования той или иной процедуры, приводящую к снижению дозовых нагрузок.

При использовании ионизирующих излучений в медицине необходимо выделить три основные области их применения.

1. Диагностические исследования с использованием рентгеновской техники – радиография, флюороскопия, компьютерная томография, костная денситометрия и т.д. и радиофармпрепаратов, вводимых внутрь организма (ядерная медицина). Задача состоит в получении максимальной диагностической информации при минимальных дозах облучения.

2. Терапевтические процедуры с небольшим контингентом облучаемых, но при больших дозовых нагрузках. Задача состоит в полном уничтожении раковых клеток при минимальном повреждении здоровых. Обычно для этих целей используется внешнее облучение на мощных источниках излучений (специальные установки и радионуклиды), реже вводятся радионуклиды внутрь организма.

3. Использование радиации для тканевого анализа с целью выяснения в клинической практике состояния пациента, например, нейтронный активационный анализ содержания кальция, азота, кадмия и т.д. в организме.

Очевидно, что дополнительные дозовые нагрузки, обусловленные использованием радиации в медицине, различны для населения разных стран, что обусловлено уровнем ее использования. Это привело к разделению всех стран мира на 4 категории, сильно различающиеся уровнем использования радиационных технологий в медицине.

О количественных характеристиках использования радиации в отмеченных областях медицины в мире в целом на рубеже XX – XXI веков можно судить по следующим цифрам; они же определяют и соответствующие дозовые нагрузки.

- Использование излучений в диагностике (2,5 млрд. процедур в мире за год) почти в 500 раз превышало частоту их использование в терапии (5,5 млн. процедур).

- На долю рентгенодиагностики приходилось 78 % полного числа процедур (330 на 1000 жителей), на стоматологию 21 % (90 на 1000 жителей) и лишь 1% на ядерную медицину (5,6 на 1000 жителей).

- Полная годовая коллективная эффективная доза оценивалась в 2000 г. в $2,5 \cdot 10^6$ чел.-Зв, или средняя годовая доза на душу населения мира составляла 0,4 мЗв/год и лишь 6% этой величины давала ядерная медицина.

- При использовании излучений в терапии на долю телетерапии и брахитерапии приходится свыше 90 % процедур (0,8 и 0,07 на 1000 жителей соответственно), на радиофармакотерапию лишь 7 % (0,065 на 1000 жителей). Вклад терапевтического использования радиации в дозовую нагрузку пренебрежимо мал.

- В зависимости от уровня здравоохранения в разных странах частота использования излучений в медицине отличается в 50-1500 раз, а по дозовым нагрузкам в 60-300 раз.

Для количественной оценки дозовых нагрузок при различных терапевтических процедурах в табл. 6.11 приведены значения эффективных доз, получаемых пациентами в Германии и России при различных процедурах.

Таблица 6.11

Типичные значения эффективных доз пациентов при различных процедурах, мЗв

Страна	Грудная клетка		Маммография	Поясница	ЖКТ	Голова	Холицистеграфия
	Радиография	Фотофлюорография					
Германия	0,3		0,5	2	13	0,03	7,1
Россия	0,4	0,67	0,56	-	3,3		

После естественного радиационного фона использование радиации в медицине дает максимальную дозовую нагрузку из всех остальных источников радиационного фона.

Следует отметить, что по уровню использования радиации в медицине Россия относится к первой категории стран мира и в среднем ежегодно каждый житель России проходит примерно 1 рентгенодиагностическую процедуру.

Это в среднем дает дополнительную среднюю индивидуальную дозовую нагрузку в 1,1 мЗв/год.

Дозовые нагрузки в ядерном топливном цикле

Радиационные технологии с искусственными источниками, например, ^{137}Cs , ^{60}Co или электронными ускорителями нашли применение в разных сферах человеческой деятельности, в частности, в металлургии, дефектоскопии, сельском хозяйстве, при создании маломощных автономных источников электропитания и т. д. При этом меры противорадиационной защиты обеспечивают радиационную безопасность персонала и населения при их работе, а попадание радиоактивности в окружающую среду при их нормальной эксплуатации практически исключается. На фоне рассмотренных выше источников радиационного фона эти источники практически не дают вклада в дозовые нагрузки для населения. Исключением из этих технологий является использование делящихся материалов для получения электроэнергии на мощных реакторных установках, что формирует ядерный топливный цикл, в котором неизбежны выбросы и сбросы радионуклидов в окружающую среду, приводящие к дополнительным дозовым нагрузкам для населения мира.

На рис.6.6 приведена схема типичного ядерного топливного цикла для легководного реактора на тепловых нейтронах с указанием входящих в него производств и масс перерабатываемых материалов и радиоактивных отходов.

Выделяют три стадии ядерного топливного цикла: начальная, начинающаяся с добычи урановой руды, ее переработки и заканчивающаяся изготовлением тепловыделяющих сборок для реактора АЭС; основная – это получение электроэнергии на АС; заключительная, связанная с переработкой отработавшего ядерного топли-

ва и обращением с радиоактивными отходами, их хранением и захоронением.

С точки зрения радиационной опасности для персонала и населения необходимо отметить особенности каждой стадии ЯТЦ.

На начальной стадии ЯТЦ радиационная обстановка определяется естественными радионуклидами, содержащимися в урановой руде, причем, как видно из схемы ЯТЦ, основная масса радиоактивных отходов (РАО) формируется на гидрометаллургическом заводе и их радиоактивность определяется в основном радием и продуктами его распада, в частности, газообразным радоном, поступающим в атмосферный воздух. Эта стадия отличается большими массами отходов, но незначительной их активностью.

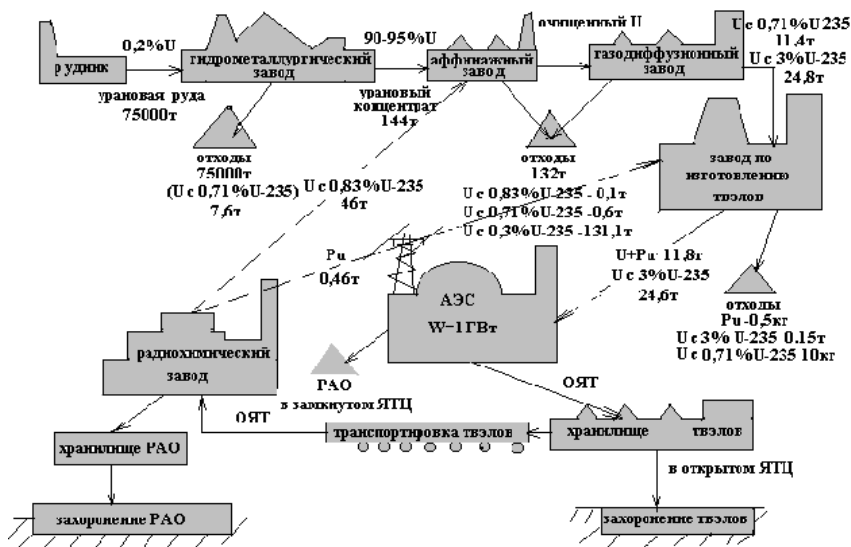


Рис.6.6. Схема типичного замкнутого ЯТЦ для АЭС с легководным реактором на тепловых нейтронах

В результате основной стадии ЯТЦ происходит интенсивный рост активности за счет накопления радиоактивных продуктов деления в ядерном топливе (активность топлива при трехгодичной кампании возрастает примерно в 10^7 раз), но меры по удержанию

активности внутри АЭС обеспечивают ее радиационную безопасность как для персонала, так и для населения. Наиболее сложным с точки зрения радиационного воздействия является заключительная стадия ЯТЦ. Здесь приходится иметь дело с высокоактивным отработавшим топливом и РАО высокой активности, накапливаемыми в результате его переработки.

Таким образом, на всех этапах ЯТЦ персонал имеет дело с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений, что требует принятия мер по обеспечению его радиационной безопасности.

Выбросы радионуклидов в окружающую среду, также присущие в той или иной степени всем этапам ЯТЦ, приводят к их поступлению во все элементы биосферы и в итоге оказывают влияние на формирование дозовых нагрузок на население.

Не останавливаясь подробно на радиоактивности в ядерном топливном цикле, для оценки вклада этого искусственного источника радиации в фоновое облучение человека приведем величины индивидуальных и коллективных доз для персонала и населения, обусловленные сбросом и выбросом радионуклидов на разных этапах ЯТЦ (табл.6.12).

Основной вклад в коллективную дозу, формируемую в ЯТЦ, вносит профессиональное облучение. Наибольшие дозы наблюдаются для работников АЭС и шахтеров урановых рудников, но они значительно ниже допустимых пределов.

В целом локальные и региональные коллективные эффективные дозы населения за 1995–1997 гг. составили 600 чел.-Зв, из которых 180 чел.-Зв обусловлены сбросами и выбросами радионуклидов на начальной стадии ЯТЦ, 320 чел.-Зв при эксплуатации АЭС и 100 чел.-Зв за счет работы РХЗ, что дает в среднем годовую коллективную дозу от ЯТЦ примерно 200 чел.-Зв.

Наличие в отработавшем ядерном топливе долгоживущих радионуклидов и сложности их удержания в процессе переработки в пределах РХЗ приводит к их выбросам через высокую вентиляционную трубу в атмосферу. В отличие от регионального загрязнения это приводит к глобальному радиоактивному загрязнению атмосферы долгоживущими ^{85}Kr , ^{129}I , ^{14}C и др.

Глобальная доза составляет около 50 чел.-Зв/ГВт(эл)год за 10000 лет и в основном за счет внутреннего облучения при поступлении с пищей ^{14}C .

Таблица 6.12

Индивидуальные (мЗв) и региональные коллективные эффективные дозы (чел.-Зв), создаваемые на разных этапах ЯТЦ в период 1990–1997 гг., приведенные к выработанной АЭС энергии 1 ГВт(эл)-год

Этап ЯТЦ	Персонал		Население	
	Средн. индивид.	Кол-лект.	Максим. индивид.	Кол-лект.
Добыча руды	4,5	1,7	0,9	0,19
Переработка руды	3,3	0,11	0,5	0,008
Очистка, обогащение	0,14	0,02	0,1	0,008
Изготовление ТВС	1,0	0,1–0,6	0,1	0,003
АЭС, выброс в атмосферу	1,4	3,9	0,005	0,4
АЭС, сброс в гидросферу				0,04
РХЗ, выброс в атмосферу	1,5	3,0	0,5	0,04
РХЗ, сброс в гидросферу				0,09
Транспортировка	—	—	—	< 0,1
С у м м а	—	8,8	—	0,91
Отходы: добыча и переработка (радон) за 10 000 лет	—	0,02	—	7,5
АЭС				0,5
РХЗ				0,05
Демонтаж	—	0,4	—	—
Глобальные за 10 000 лет	—	—	—	40
С у м м а (округленно)	—	12	—	50

Средняя индивидуальная эффективная доза на одного жителя от всех источников в ЯТЦ при нормальной эксплуатации оценивается примерно в 0,15 мкЗв/год, что дает менее 0,01 % от естественного фоновое излучения.

В целом, учитывая другие экологические аспекты существующих и развивающихся источников получения энергии, можно считать атомную энергетику одним из наиболее экологически чистых источников получения электроэнергии.

Отдельного внимания заслуживает вопрос радиоактивного загрязнения и радиационных нагрузок в случае аварийных ситуаций на ядерных объектах. С целью снижения вероятности таких инцидентов совершенствуются конструкции установок, предусматри-

ваются меры по снижению попадания радионуклидов в окружающую среду и устанавливаются дополнительные барьеры безопасности. Кроме того, разрабатываются планы мероприятий по снижению последствий уже случившейся аварии, предотвращающие или снижающие радиационные последствия для населения.

6.2.4. Дозовые нагрузки от всех источников радиационного фона

Для оценки вклада в формируемые дозовые нагрузки населения отдельных источников радиации, встречающихся в повседневной жизни, в табл. 6.13 суммированы данные по средним индивидуальным эффективным дозам облучения населения мира и России за 2000 г.

Основными источниками воздействия радиационного фона являются: космическое излучение и радионуклиды естественного происхождения среди естественных источников излучения, выбросы ТЭС и использование фосфогипса в строительстве среди технологически измененного фона, и рентгенодиагностические процедуры среди искусственных источников фона.

Следует отметить, что приведенные цифры дозовых нагрузок мало меняются от года к году, поэтому для оценки доз, действующих в настоящее время могут быть использованы данные, приведенные в табл. 6.13.

Суммарная индивидуальная эффективная доза для жителей Российской Федерации оценивается в 3,5 мЗв/год, а для населения мира 3 мЗв/год. Средние цифры по дозовым нагрузкам от естественной радиации и технологически измененного фона для населения РФ и мира практически совпадают, однако обнаруживается значительная разница в средних индивидуальных дозах от искусственных источников радиации для жителей РФ и мира. Эта разница, как и для многих развитых стран мира, в основном объясняется тем, что при расчете среднемировой индивидуальной эффективной дозы учитывается разная степень использования рентгенодиагностических исследований в развитых и развивающихся странах.

Российская Федерация по уровню медицинского обслуживания с точки зрения использования ионизирующих излучений относится к I-му уровню, и более высокая частота исследований приводит к

Таблица 6.13

Среднегодовые эффективные дозы от различных источников радиационного воздействия на 2000 г., мкЗв/год

Источник	Среднегодовая доза	
	Мир	Россия
<i>Естественные источники</i>		
Космическое излучение	390	460
внешнее облучение	380	450
внутреннее облучение	10	10
Естественные радионуклиды	2050	1910
внешнее облучение	480	440
внутреннее облучение	1570	1470
Сумма	2440	2370
внешнее облучение	860	890
внутреннее облучение	1580	1480
<i>Технологически измененный фон</i>		
Полеты на самолетах	0,6	
Фосфатные руды	60	
Угольные ТЭС	2,0 ¹	0,5 ²
Отопление жилищ и приготовление пищи	25	
Предметы широкого потребления	0,01	—
Сумма	90	
<i>Искусственный фон</i>		
Медицинские обследования	400	1070
Ядерные взрывы	5,5	5,9
внешнее облучение	2,9	3,2
внутреннее облучение	2,6	2,7
Ядерный топливный цикл	0,2 ³	<0,1 ⁴
Сумма	410	1080
Полная	3000	3500

¹ Суммарная мощность 10³ ГВт(эл).

² Суммарная мощность 76^s ГВт(эл).

³ Суммарная мощность АЭС 350 ГВт(эл).

⁴ Суммарная мощность АЭС 21 ГВт(эл).

увеличению средней индивидуальной эффективной дозы в 2,5 раза по сравнению со среднемировой.

Среди прочих источников облучения по степени значимости можно назвать естественные радионуклиды, загрязняющие биосферу, а особенно атмосферу городов, выбрасываемые при исполь-

зовании органического топлива для отопления жилищ и приготовления пищи, и радионуклиды глобальных радиоактивных выпадений, связанные с ядерными испытаниями в атмосфере.

Вклад выбросов ТЭС и АЭС в суммарные дозы крайне мал, хотя естественно будет расти по мере развития тепловой и атомной энергетики, однако даже в обозримом будущем при условии предотвращения аварийных ситуаций он не превзойдет 1 % от естественного фонового облучения.

Структура годовой коллективной эффективной дозы для населения России в 1998 г., составляющей в сумме 286 000 чел.-Зв, формируется следующим образом: естественные источники облучения — 190 500 чел.-Зв (67 %); использование ионизирующих излучений в медицине — 91800 чел.-Зв (32 %); глобальные радиоактивные загрязнения, обусловленные ядерными испытаниями — 3040 чел.-Зв (1 %); деятельность всех предприятий, использующих источники ионизирующих излучений — 540 чел.-Зв (менее 0,2 %)

Контрольные вопросы к разделам 6.2.3, 6.2.4

1. Назовите основные источники искусственного радиационного фона.

2. С чем связано глобальное радиоактивное загрязнение биосферы в результате ядерных испытаний?

3. Какие радионуклиды определяют в настоящее время дозы внешнего и внутреннего облучения, обусловленные радиоактивным загрязнением окружающей среды в результате ядерных испытаний?

4. Назовите основные области использования радиации в медицине.

5. Каков диапазон эффективных доз пациентов при использовании радиации в диагностике?

6. Какова оцененная среднемировая годовая индивидуальная эффективная доза за счет использования радиации в медицине?

7. Какова оцененная среднероссийская годовая индивидуальная эффективная доза за счет использования радиации в медицине?

8. Какие величины доз создаются при использовании радиации в терапии?

9. Назовите основные этапы ядерного топливного цикла.
10. На каком этапе ЯТЦ происходит наибольшее накопление радиоактивности?
11. На каком этапе ЯТЦ возникает наибольшая радиационная нагрузка на население?
12. Какова среднегодовая индивидуальная эффективная доза радиационного фона для населения мира и России?

§ 6.3. Принципы нормирования дозовых пределов

Обнаруженные практически с момента открытия радиоактивности негативные биологические последствия ее воздействия на биологические структуры и, в конечном итоге, на организм человека, привели к необходимости развития и совершенствования систем радиационной безопасности. Первые нормы радиационной безопасности были приняты в 20-х годах XX века и касались ограниченного круга лиц, профессионально связанных с радиацией (в основном научных работников и рентгенологов). Развитие атомной промышленности существенно увеличило контингент работников, связанных с источниками ионизирующих излучений, и тем не менее рекомендации по радиационной безопасности в основном касались лишь профессионалов и людей, проживающих в непосредственной близости к источникам радиации. С 50-60-х годов — периода ядерных испытаний в атмосфере и связанного с этим глобального радиоактивного загрязнения окружающей среды — проблемы радиационной безопасности коснулись всего населения мира.

В современный период быстрого и широкого использования ионизирующих излучений в хозяйственной деятельности, знаменует ростом атомной энергетики, использованием ионизирующей радиации в медицине, значительно расширилось дополнительное воздействие радиации в глобальном масштабе. Аварии на радиационно опасных объектах привлекли к вопросам радиационной безопасности внимание широкого круга общественности. В этих условиях должны разрабатываться новые концепции радиационно-гигиенического нормирования, учитывающие все население земного шара.

Кроме того, глобальное рассеяние радионуклидов приводит к облучению всей биоты в биосфере Земли, что выдвигает задачи

экологического нормирования радиационного воздействия на биогеоценозы. В связи с отсутствием однозначных подходов к нормированию воздействия ионизирующих излучений на живую природу на практике в качестве экологических норм вполне успешно используются санитарно-гигиенические нормы радиационной безопасности.

В основу действующих концепций нормирования радиационного фактора МКРЗ положен антропоцентрический принцип ограничения дозы:

«Нормы контроля окружающей среды, необходимые для защиты человека в той мере, которая в данное время признается желательной, обеспечат безопасность и других биологических видов, хотя случайно их отдельным особям может быть причинен вред, но не до такой степени, которая представляла бы опасность для всего вида или нарушала бы баланс между видами».

Есть и соответствующие оправдания этому: человек как вид *Homo sapiens* является, во-первых, наиболее радиочувствительным объектом в биосфере, как следует из § 6.1, во-вторых, это, с его эгоистических позиций, самый ценный объект на Земле, охрана его здоровья — задача первостепенной важности.

Однако охрана здоровья человека — это не только его прямая защита от облучения, но и обеспечение радиационной безопасности среды его обитания. С этой точки зрения экологические ограничения в ряде случаев могут оказаться более жесткими, чем гигиенические, так как дозы облучения человека и биологических объектов в одном и том же месте воздействия могут существенно различаться (как правило, доза в растениях и животных в результате аварийных радиоактивных выбросов выше, чем у человека). Человек обладает большим арсеналом активных методов защиты от радиации — эвакуация, отказ от пищи и воды, полученных на загрязненных территориях и т. д., что в большинстве случаев недоступно другим живым организмам.

Таким образом, принимая принципы радиационно-гигиенического нормирования, следует признать целесообразность дополнить их экологическими критериями, чтобы гарантировать охрану природной среды от радиационных воздействий при использовании ионизирующих излучений.

Следует отметить, что дозы, при которых наблюдаются заметные радиационные повреждения природных экосистем настолько

велики (см. § 6.1), что реально они могут быть достигнуты, либо превышены только в ограниченных зонах сильного радиоактивного загрязнения при крупных радиационных авариях. По этой причине разработка специальных нормативов предельно допустимого радиационного воздействия на природные экосистемы, возможно, и не имеет смысла.

Тем не менее на рубеже XX и XXI веков отмечаются явно выраженные попытки перейти от антропоцентрической концепции к биоцентрическим и экоцентрическим принципам обеспечения безопасности. При биоцентрическом подходе радиационная безопасность распространяется на отдельные особи других видов (кроме человека), а при экоцентрическом — на все в окружающей среде: и на биотическую (человек и другие живые организмы), и на абиотическую компоненты экосистем.

Учитывая неразработанность биоцентрических и экоцентрических принципов обеспечения радиационной безопасности, рассмотрим подходы к нормированию в области радиоактивных излучений с точки зрения обеспечения безопасных условий для человека.

В 90-е годы прошлого века произошло существенное изменение в подходах к санитарному и экологическому нормированию радиационного фактора, а также изменились и сами нормативы. Можно выделить два аспекта задачи нормирования радиационного фактора воздействия: первый — это исследование механизма воздействия радиации на биологические структуры разного уровня организации, начиная с клеточного и кончая сообществом; второй — разработка методологии нормирования и выработка нормативных актов, соблюдение которых позволит обеспечить нормальное функционирование живых организмов в рамках экологических систем. Первый из аспектов подробно рассмотрен в § 6.1. Здесь остановимся на втором.

6.3.1. Основные принципы нормирования радиационного фактора воздействия

В основу отечественных норм радиационной безопасности НРБ-99/2009 положены рекомендации МКРЗ:

1) непревышение допустимых пределов индивидуальных доз облучения людей от всех источников излучения (**принцип нормирования**);

2) запрещение всех видов деятельности по использованию источников излучения, при которых полученная для человека и общества польза не превышает риск возможного вреда, причиненного дополнительным облучением (**принцип обоснованности**);

3) поддержание на возможно низком и реально достижимом уровне с учетом экономических и социальных факторов индивидуальных доз облучения и числа облучаемых лиц при использовании любого источника излучения (**принцип оптимизации**).

При очевидности двух первых пунктов рекомендаций наибольшее внимание привлекает третий пункт, так как он относится ко всему населению. Этот принцип в английской транскрипции получил название «**принцип ALARA**» (As Low As Reasonable and Achievable — настолько низко, насколько это практически достижимо). Один из наиболее приоритетных и эффективных инструментов реализации этого принципа нормирования в области охраны здоровья человека и окружающей среды — применение методологии оценки риска. Ключевым в этой методологии является положение, что вредные воздействия факторов окружающей среды на конкретную популяцию вызывают неблагоприятные последствия, частоту и проявление которых можно характеризовать риском. В работах, посвященных исследованиям риска, он определяется как мера количественного измерения опасности, включающая количественные показатели ущерба от воздействия того или иного опасного фактора и вероятности (частоты) возникновения рассматриваемого опасного фактора. К таким факторам можно отнести и радиацию, а к популяциям — население; так появляется риск неблагоприятных радиационных последствий для здоровья человека. Его количественная оценка базируется на знаниях о биологическом действии радиации на отдельного человека и население Земли в целом, на зависимости неблагоприятных последствий воздействия радиации от дозы излучения. Аналогично можно ввести понятие экологического радиационного риска, как вероятности развития у растений и/или животных неблагоприятных эффектов, обусловленных воздействием радиации.

6.3.2. Концепция приемлемого риска

Рассматривая радиацию как фактор воздействия, и опираясь на знания о биологических эффектах, связанных с ее воздействием, можно ввести следующие подходы к нормированию радиационного фактора:

- 1) концепция нулевого риска;
- 2) беспороговая концепция;
- 3) концепция приемлемого риска.

Суть **концепции нулевого риска** в отношении радиации состоит в предположении, что ее воздействие на организм человека носит пороговый характер, т. е. проявление воздействия радиации наблюдается только при дозах, превышающих некоторое предельно допустимое значение (кривая 1 на рис.6.7 демонстрирует принимаемую в этом случае зависимость доза — неблагоприятный биологический эффект).



Рис.6.7. Зависимость риска R от эффективной дозы E при разных подходах к нормированию

Как отмечалось выше, детерминированные соматические поражения имеют пороговый характер в зависимости от дозы облучения, поэтому установление в нормах радиационной безопасности предельно допустимой дозы облучения для персонала, работающего с источниками ионизирующего излучения, ниже этой пороговой величины полностью исключает возможность детерминированных соматических поражений при работе в полях излучений, удовлетворяющих требованиям НРБ. Согласно концепции нулевого риска устанавливается предельно допустимая доза (ПДД) — это максимальная индивидуальная эффективная годовая доза хронического облучения организма, воздействие которой в течение 50 лет не вы-

зывает в состоянии здоровья персонала неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Следовательно, условия функционирования ядерных объектов, гарантирующие не превышение ПДД, обеспечивают нулевой риск неблагоприятных последствий для персонала.

Беспороговая концепция основывается на следующих положениях: существует не равная нулю вероятность стохастических соматических и генетических эффектов облучения при сколь угодно малой дозе облучения; вероятность неблагоприятного эффекта облучения линейно зависит от дозы:

$$R = k_R \cdot S, \quad (6.2)$$

где R – риск неблагоприятных последствий, S – коллективная эффективная доза, k_R – линейный коэффициент риска (кривая 2 на рис.6.7.). В §6.1 приводились обоснования этого положения. Оно представляется спорным при уровнях доз, близких к естественному фоновому облучению. Если из общебиологических и экологических представлений рассматривать естественную радиацию как неотъемлемый фактор окружающей среды, обеспечивающий гомеостазис в любой экосистеме, в том числе и в биосфере, то вряд ли можно принять, что естественный фон приводит к неблагоприятным последствиям для любых объектов биосферы. И не очень благоприятное впечатление оставляет принцип этой концепции, что облучение в любых дозах является вредным. Существует мнение, что облучение в дозах примерно до 10 естественных фоновых значений оказывает стимулирующий, а не угнетающий эффект.

Концепция приемлемого риска базируется на компромисе беспороговой концепции, предполагающей, что воздействие излучения в любой дозе является вредным для здоровья организма и невозможно тем самым достичь абсолютного благополучия и нулевого риска, и концепции неприемлемости переоблучения, когда приносимый ущерб превышает некоторые заданные границы.

В основе концепции приемлемого риска лежит представление о том, что общество ради удовлетворения своих потребностей готово пойти на определенный риск неблагоприятных последствий от воздействия опасных техногенных факторов, в частности радиации, компенсируемый получаемыми социальными, экономическими и

экологическими выгодами. Такой риск и называют приемлемым риском.

Важным в концепции приемлемого риска является количественная оценка риска различного рода воздействий в окружающей среде и на основе этой шкалы риска определение пределов пренебрежимого, приемлемого и чрезмерного рисков.

Приемлемый риск принимается в промежутке между пренебрежимым и чрезмерным, при этом под пренебрежимым понимается риск неблагоприятных последствий, ниже которого не требуется принимать каких-либо мер по его снижению, чрезмерный – недопустимый по всем возможным критериям.

Рис.6.7 качественно показывает границы приемлемого риска.

Необходимо четко установить и параметры, по которым следует определять величину риска. Часто в качестве такого параметра для человека берется заболевание, приводящее к смертельному исходу. В общем случае риск можно представить в виде произведения вероятности неблагоприятного события и причиненного этим событием ущерба, что и можно выразить единым коэффициентом риска.

На этапах оценки риска для здоровья используются накопленные данные токсикологических исследований и статистического анализа, позволяющие прогнозировать степень риска для здоровья населения от уровня загрязнения различных компонентов окружающей среды, что делает возможным установить вклад каждого фактора воздействия в уровень смертности и заболеваемости. При анализе риска учитываются различные социально-экономические, демографические, этнические и другие характеристики рассматриваемых групп населения. В табл.6.14 приведена классификация источников риска и оценки рисков неблагоприятных последствий в среде обитания человека, полученные на основе статистической информации по пяти странам мира: США, Великобритания, Швеция, Чехословакия, Франция. За показатель неблагоприятных последствий был принят смертельный исход, обусловленный тем или иным фактором воздействия в течение года.

Из приведенных данных следует, что уровень риска в повседневной жизни изменяется в довольно широких пределах: от 10^{-5} для стихийных бедствий в естественной среде обитания, до 10^{-2} для внутренней среды обитания или отраслей производства с повышенным уровнем риска.

Таблица 6.14

Классификация источников риска

Источник риска	Причины смерти	Уровень риска
Внутренняя среда обитания	Заболевания, старение	$\sim 10^{-2}$ *
Естественная среда обитания	Несчастные случаи при стихийных бедствиях	$\sim 10^{-5}$
Искусственная среда обитания	Несчастные случаи в быту, на транспорте, от загрязнения окружающей среды	$\sim 10^{-3}$ ** $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ *** $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ ****
Профессиональная деятельность	Профзаболевания, несчастные случаи на производстве	$< 10^{-4}$ ***** $10^{-4} - 10^{-2}$
Непрофессиональная деятельность	Несчастные случаи в спорте, и других видах деятельности	$10^{-4} - 10^{-2}$
Социальная среда	Самоубийства, преступления, войны	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$ $\sim 10^{-2}$ *****

* от болезней среди мужчин

** от транспорта для мужчин

*** от загрязнения среды в США при производстве энергии сжиганием органического топлива

**** от курения среди мужчин в США

***** безопасные производства

***** для американцев во время войны во Вьетнаме

К настоящему времени разработаны методики расчета риска, связанного с загрязнением окружающей среды, подготовлены базы данных по рискам, реализованные в виде компьютерных программ.

В основу их положены результаты статистической обработки данных по нежелательным событиям в прошлом и экстраполяции результатов в будущее, экспертной оценки, моделирования процессов или явлений. Одним из практических примеров реализации вышеперечисленных математических моделей риска может служить программный комплекс RISK ASSISTANT.

Этот пакет программ основан на нормативных документах Агентства по охране окружающей среды США и разработан в Хемпширском исследовательском институте (США).

В развитых странах Запада приемлемый уровень риска за жизнь, связанного с воздействием загрязненной окружающей среды на здоровье человека, изменяется в пределах от 10^{-6} до 10^{-4} . В США и

Нидерландах установлены следующие значения индивидуального риска: более 10^{-6} в год — область чрезмерного риска; менее 10^{-8} в год — область пренебрежимого риска; диапазон от 10^{-8} до 10^{-6} в год — область приемлемого риска.

Уровень приемлемых рисков для населения России, которые необходимо регулировать экономическими методами, находится в пределах от 10^{-7} в год до 10^{-5} в год для отдельных загрязняющих веществ или факторов риска и от 10^{-6} до 10^{-4} в год для их совместного воздействия.

Не вдаваясь в подробности общей методологии концепции приемлемого риска, рассмотрим радиационные риски для населения.

В табл. 6.15 приведены значения риска и ущерба для здоровья при хронической годовой эффективной дозе на все тело 1 мЗв на все время жизни для населения всех возрастов по данным МКРЗ.

Таблица 6.15

Риск неблагоприятных последствий хронического облучения населения на протяжении жизни эффективной дозой 1 мЗв/год и воздействия однократной дозой в 70 мЗв на новорожденного

Вид ущерба	Пожизненный риск · 10 ³		Годовой риск · 10 ⁵	
	МКРЗ	Россия	МКРЗ	Россия
Смертельный исход	4,0	5,0	5,7	7,1
Рак щитовидной железы со смертельным исходом	0,08		0,11	
Излечимый рак	0,8		1,1	
Генетические эффекты	1,1		1,4	
С о в о к у п н ы й у щ е р б	5,9		8,4	
Смертельный исход при воздействии однократной дозой 70 мЗв на новорожденного	10,2	12,50	14,6	17,9

Представленные цифры означают, что при хроническом облучении контингента населения численностью 1 млн. человек ежегодной эффективной дозой 1 мЗв, например, смертность от облучения оценивается в 4000 человек за всю жизнь или 57 человек в течение года (для сравнения: риск смерти в течение года от различного ро-

да заболеваний составляет 10^{-2} , что почти в 200 раз превышает смертность от облучения дозой 1 мЗв/год).

Эти значения приняты МКРЗ в качестве приемлемых значений риска для населения при нормальной работе любых ядерно-технических установок или источников излучения. Считается, что данный уровень облучения не вызывает серьезных отклонений в состоянии здоровья и индуцируемый им годовой риск может быть принят в качестве базового стандарта приемлемого риска. Приведенные данные МКРЗ усреднены по пяти наиболее различающимся популяциям (Япония, США, Пуэрто-Рико, Великобритания, Китай).

При расчетах риска следует учитывать реальные демографические характеристики изучаемого региона, использование для этих целей некоторых усредненных среднемировых показателей может привести к неправильным результатам. В табл. 6.15 в подтверждение этого факта приведены результаты расчетов Ковалева Е. Е. и др. значений риска, соответствующих демографическим условиям России 1990 года. Значения соответствующих показателей риска для населения России получились примерно на 25 % больше, чем рекомендуемые МКРЗ величины коэффициентов риска для усредненной популяции.

В случае однократного облучения ребенка после его рождения дозой 70 мЗв риск смертельного исхода возрастает по сравнению с хроническим облучением (70 лет по 1 мЗв/год) примерно в 2,5 раза.

6.3.3. Экономические подходы к нормированию

Оптимизация затрат на достижение радиационной безопасности и ущерба, наносимого дополнительным облучением, заложенная в принципе ALARA, требует рассмотрения экономического обоснования деятельности с использованием радиационных технологий. Условие экономической оптимизации можно представить следующим образом:

$$\text{Доход} = \text{Стоимость продукта} - \text{Затраты}. \quad (6.3)$$

При этом для радиационных технологий затраты будут складываться из двух дополнительных компонентов, зависящих от коллективной эффективной дозы: стоимость достижения заданного

уровня безопасности – $X(S)$ и стоимость ущерба, обусловленная недостаточной защищенностью от радиации, исходя из концепции беспорогового риска – $Y(S)$. Поведение этих компонентов в зависимости от величины коллективной эффективной дозы, приведенное на рис. 6.8, очевидно. Исходя из минимизации затрат следует, что $X(S)+Y(S)$ должно быть минимальным и, следовательно, существует из экономических соображений оптимальное значение коллективной эффективной дозы $E_{\text{опт}}$ при которой это выполняется: т.е.

$$(dX(S)/dS)_{E_{\text{опт}}} = -(dY(S)/dS)_{E_{\text{опт}}} . \quad (6.4)$$

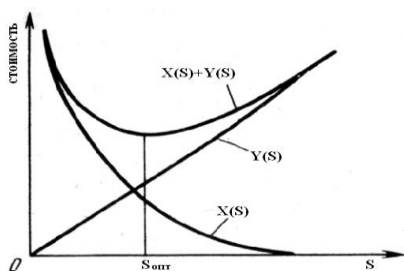


Рис.6.8. Обоснование экономического подхода к нормированию

Основная трудность в решении этого соотношения заключается в корректной экономической оценке ущерба, наносимого дополнительным облучением. Это обусловлено и стоимостью затрат, направленных на достижения риска неблагоприятных последствий, приемлемого обществом, и оценку ущерба от отчуждения земель и трансграничного переноса, решения социальных вопросов и т.д. Несмотря на эти трудности при сооружении новых предприятий, использующих радиационные технологии, например, АЭС, такие оценки обязательно проводятся.

Контрольные вопросы к § 6.3

1. Почему в основу нормирования положен антропоцентрический принцип?
2. В чем сущность трех основных принципов МКРЗ при нормировании дозовых нагрузок?
3. В чем состоит методология оценки риска неблагоприятных радиационных последствий?
4. В чем сущность концепции нулевого риска и как она используется при нормировании?

5. В чем сущность беспороговой концепции риска?
6. Что представляет собой концепция приемлемого риска?
7. Что такое предельно допустимая доза для персонала?
8. Назовите диапазон рисков, встречающихся в повседневной жизни.
9. Назовите диапазон значений приемлемых рисков.
10. В чем сущность экономического подхода к нормированию?

§ 6.4 . Нормы радиационной безопасности. Основные дозовые пределы

В отечественных нормативных документах для обеспечения радиационной безопасности при нормальной эксплуатации источников ионизирующего излучения указанные выше подходы реализованы в Нормах радиационной безопасности НРБ-99/2009.

В настоящих Нормах нашли отражение следующие нормативные документы:

- Федеральный Закон Российской Федерации от 30 марта 1999 года N 52-ФЗ "О санитарно-эпидемиологическом благополучии";
- Федеральный Закон Российской Федерации от 9 января 1996 года N 3-ФЗ "О радиационной безопасности населения";
- Федеральный Закон Российской Федерации от 21 ноября 1995 года N 170-ФЗ "Об использовании атомной энергии";
- Федеральный Закон Российской Федерации от 10 января 2002 года N 7-ФЗ "Об охране окружающей среды";
- Международные основные нормы безопасности для защиты от ионизирующих излучений и безопасного обращения с источниками излучения.

6.4.1. Пределы доз

Нормы радиационной безопасности устанавливают основные пределы доз, допустимые уровни воздействия ионизирующего излучения по ограничению облучения населения. Они распространяются на следующие источники ионизирующего излучения:

- техногенные источники за счет нормальной их эксплуатации;
- техногенные источники в результате радиационной аварии;
- природные источники;

– медицинские источники.

Требования Норм не распространяются на источники излучения, создающие при любых условиях обращения с ними:

- индивидуальную годовую эффективную дозу не более 10 мкЗв;
- коллективную эффективную годовую дозу не более 1 чел.-Зв, либо когда при коллективной дозе более 1 чел.-Зв оценка по принципу оптимизации показывает нецелесообразность снижения коллективной дозы;
- индивидуальную годовую эквивалентную дозу в коже не более 50 мЗв и в хрусталике глаза не более 15 мЗв.

На практике это означает, что такие источники не относятся к категории радиоактивных. Требования Норм не распространяются также на космическое излучение на поверхности Земли и внутреннее облучение человека, создаваемое природным калием, на которые практически невозможно влиять.

Нормы устанавливают следующие категории облучаемых лиц:

- персонал (группы А и Б);
- все население, включая лиц из персонала вне сферы и условий их производственной деятельности.

В соответствии с общепринятой в мире линейной беспороговой концепцией риска стохастических эффектов величина риска определяется через линейные коэффициенты радиационного риска k_R (см. формулу (6.2)), приведенные в табл.6.16.

Таблица 6.16

Коэффициенты риска для разных категорий облучаемых лиц, $\times 10^{-5}$ (чел.-Зв)⁻¹

Облучаемая группа населения	Злокачественные новообразования	Наследственные эффекты	Сумма
Все население	5,5	0,2	5,7
Взрослые	4,1	0,1	4,2

Усредненная величина коэффициента риска, используемая для установления пределов доз персонала и населения, принята равной $5 \cdot 10^{-5}$ (чел.-Зв)⁻¹.

В условиях нормальной эксплуатации источников ионизирующего излучения пределы доз облучения в течение года устанавливаются исходя из следующих значений индивидуального пожиз-

ненного риска: для персонала – $1,0 \cdot 10^{-3}$; для населения – $5,0 \cdot 10^{-5}$. Уровень пренебрежимо малого риска составляет 10^{-6} . При обосновании защиты от источников потенциального облучения в течение года принимаются граничные значения обобщенного риска с 5-кратным запасом.

При нормальных условиях эксплуатации источников излучений для категорий облучаемых лиц устанавливаются два класса нормативов:

– основные пределы доз (ПД), приведенные в табл. 6.17:

Таблица 6.17

Основные пределы доз согласно НРБ-99/2009

Нормируемые величины	Персонал (группа А)*	Население
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год в:		
хрусталике глаза **	150 мЗв	15 мЗв
коже ***	500 мЗв	50 мЗв
кистях и стопах	500 мЗв	50 мЗв

* Основные пределы доз, как и все допустимые уровни облучения, персонала группы Б равны $1/4$ значений для персонала группы А.

** Относится к дозе на глубине 300 мг/см²

*** Относится к среднему по площади в 1 см² значению в базальном слое кожи толщиной 5 мг/см² под покровным слоем толщиной 5 мг/см². На ладонях толщина покровного слоя - 40 мг/см². Указанным пределом допускается облучение всей кожи человека при условии, что в пределах усредненного облучения любого 1 см² площади кожи этот предел не будет превышен. Предел дозы при облучении кожи лица обеспечивает непревышение предела дозы на хрусталик от бета-частиц.

– допустимые уровни монофакторного воздействия (для одного радионуклида, пути поступления или одного вида внешнего облучения), являющиеся производными от основных пределов доз: пределы годового поступления (ПГП), допустимые среднегодовые объемные активности (ДОВА), среднегодовые удельные активности (ДУА) и другие.

Следует отметить, что каждые вновь принимаемые Нормы радиационной безопасности снижают предельные уровни облучения

персонала и населения, что следует из приводимых ниже цифр дозовых пределов для персонала, принятых в разные годы в СССР и Российской Федерации, мЗв/год: 1928 г. – 600, 1936 г. – 300, 1948 г. – 150, 1956 г. – 50, 1999 г. – 20.

С одной стороны, это связано с лучшим пониманием биологического действия радиации на организм человека, с другой стороны, направлено на снижение риска неблагоприятных последствий действия радиации.

Для обеспечения условий, при которых радиационное воздействие будет ниже допустимого, с учетом достигнутого в организации уровня радиационной безопасности, администрацией организации дополнительно устанавливаются контрольные уровни (дозы, уровни активности, плотности потоков и др.).

Основные пределы доз облучения не включают в себя дозы от природного и медицинского облучения, а также дозы вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) – 1000 мЗв, а для населения за период жизни (70 лет) – 70 мЗв. Началом периодов считается 1 января 2000 года. Принимается, что облучение при коллективной эффективной дозе в 1 чел.-Зв приводит к потенциальному ущербу, равному потере 1 чел.-года жизни населения. Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками излучения, вводятся дополнительные ограничения (эквивалентная доза в области живота не должна превышать 1 мЗв/месяц), как и для студентов и учащихся старше 16 лет, проходящих профессиональное обучение с использованием источников излучения (не превышать дозы для персонала группы Б).

Нормы регулируют и дополнительное облучение в производственных условиях от описанных в § 6.2 природных источников радиации. Эффективная доза облучения природными источниками излучения всех работников, включая персонал, не должна превышать 5 мЗв в год. Допустимое значение эффективной дозы, обусловленной суммарным воздействием природных источников излучения, для населения не устанавливается. Снижение облучения населения достигается путем установления системы ограничений на облучение населения от отдельных техногенно измененных природных источников излучения, в частности, устанавливаются

предельно допустимые концентрации радионуклидов в строительных материалах, используемых при сооружении жилых помещений и зданий различного назначения, в минеральном сырье, в минеральных удобрениях и агрохимикатах, в природных водах. В основном эти ограничения связаны с возможным поступлением в организм радона и торона с их продуктами распада (см. § 6.2.).

При использовании радиации в медицине устанавливаются ограничения облучения на основе анализа польза/ущерб и устанавливаются ограничения по дозовым нагрузкам лиц, проживающих с пациентами или обслуживающих их.

6.4.2. Требования по ограничению облучения в условиях радиационной аварии

В случае радиационных инцидентов НРБ разрешают планируемое повышенное облучение персонала группы А выше установленных пределов доз только в случае необходимости спасения людей и (или) предотвращения их облучения. Планируемое повышенное облучение допускается для мужчин, как правило, старше 30 лет лишь при их добровольном письменном согласии, после информирования о возможных дозах облучения и риске для здоровья. Планируемое повышенное облучение в эффективной дозе до 100 мЗв в год и эквивалентных дозах не более двукратных значений допускается органами исполнительной власти субъекта федерации, а облучение в эффективной дозе до 200 мЗв в год и четырехкратных значений эквивалентных доз допускается только федеральными органами исполнительной власти, уполномоченными осуществлять государственный санитарно-эпидемиологический надзор. Лица, не относящиеся к персоналу, привлекаемые для проведения аварийных и спасательных работ, должны быть оформлены и допущены к работам как персонал группы А.

В НРБ-99/2009 большое внимание уделяется мероприятиям по обеспечению радиационной безопасности населения в аварийных ситуациях. В случае возникновения аварии должны быть приняты практические меры для восстановления контроля над источником излучения и сведения к минимуму доз облучения, количества облученных лиц, радиоактивного загрязнения окружающей среды, экономических и социальных потерь, вызванных радиоактивным загрязнением. При планировании защитных мероприятий необхо-

димо обеспечивать максимально возможное превышение пользы от снижения дозы облучения над ущербом, связанным с проведением этих мероприятий. Если предполагаемая доза излучения за короткий срок (2 суток) достигает уровня 1 Гр, при превышении которой возможны детерминированные эффекты, необходимо срочное вмешательство (меры защиты). При хроническом облучении в течение жизни защитные мероприятия становятся обязательными, если годовые поглощенные дозы превышают значения 0,2 Гр на гонады или 0,4 Гр на костный мозг. Уровни вмешательства для временного отселения населения составляют: для начала временного отселения – 30 мЗв в месяц, для окончания временного отселения – 10 мЗв в месяц. Если прогнозируется, что накопленная за один месяц доза будет находиться выше указанных уровней в течение года, следует решать вопрос об отселении населения на постоянное место жительства. При проведении противорадиационных вмешательств устанавливаются уровни вмешательства (дозы и мощности доз облучения, уровни радиоактивного загрязнения) применительно к конкретному радиационному объекту и условиям его размещения с учетом вероятных типов аварии, сценариев развития аварийной ситуации и складывающейся радиационной обстановки. При аварии, повлекшей за собой радиоактивное загрязнение обширной территории, на основании контроля и прогноза радиационной обстановки устанавливается зона радиационной аварии, в которой проводится контроль радиационной обстановки и осуществляются мероприятия по снижению уровней облучения населения.

Принятие решений о мерах защиты населения в случае крупной радиационной аварии с радиоактивным загрязнением территории проводится на основании сравнения прогнозируемой дозы, предотвращаемой защитным мероприятием, и уровней загрязнения с уровнями *A* и *B*, приведенными в табл.6.18.

В качестве критериев для принятия решений об отселении и ограничении потребления загрязненных пищевых продуктов также устанавливается уровень предотвращаемой эффективной дозы (уровень *A*), равный 5мЗв за первый год и 1 мЗв в последующие и удельные активности в пищевых продуктах, кБк/кг: 1 – для ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs ; 0,1 – для ^{90}Sr и 0,01 – для ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am для потребления пищевых продуктов и 50мЗв за первый год для отселения. Для уровня *B* эти величины на порядок выше.

Таблица 6.18

Критерии для принятия неотложных решений в начальном периоде радиационной аварии

Меры защиты	Предотвращаемая доза за первые 10 суток, мГр			
	На все тело		Щитовидная железа, легкие, кожа	
	Уровень А	Уровень Б	Уровень А	Уровень Б
Укрытие	5	50	50	500
Йодная профилактика: взрослые			250*	2500*
дети			100*	1000*
Эвакуация	50	500	500	5000

*Только для щитовидной железы.

Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, не превосходит уровень *A*, нет необходимости в выполнении мер защиты, связанных с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, а также хозяйственного и социального функционирования территории. Если предотвращаемое защитным мероприятием облучение превосходит уровень *A*, но не достигает уровня *B*, решение о выполнении мер защиты принимается по принципам обоснования и оптимизации с учетом конкретной обстановки и местных условий. Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, достигает и превосходит уровень *B*, необходимо выполнение соответствующих мер защиты, даже если они связаны с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, хозяйственного и социального функционирования территории.

На поздних стадиях радиационной аварии, повлекшей за собой загрязнение обширных территорий долгоживущими радионуклидами, решения о защитных мероприятиях принимаются с учетом сложившейся радиационной обстановки и конкретных социально-экономических условий.

6.4.3. Принципы расчетов предельно допустимых уровней и потоков ионизирующих излучений

Контроль и учет индивидуальных доз облучения, полученных гражданами при использовании источников ионизирующего излучения, проведении медицинских рентгенорадиологических процедур, а также обусловленных естественным радиационным и техногенно измененным радиационным фоном, осуществляются в рамках единой государственной системы контроля и учета индивидуальных доз облучения (ЕСКИД).

Основными контролируруемыми параметрами являются:

- годовая эффективная и эквивалентная дозы;
- поступление радионуклидов в организм и их содержание в организме для оценки годового поступления;
- объемная или удельная активность радионуклидов в воздухе, воде, пищевых продуктах, строительных материалах и др.;
- радиоактивное загрязнение кожных покровов, одежды, обуви, рабочих поверхностей;
- доза и мощность дозы внешнего облучения;
- плотность потока частиц и фотонов.

Переход от измеряемых величин к нормируемым определяется методическими указаниями по проведению соответствующих видов радиационного контроля. Для установления взаимосвязей между указанными величинами в табл. 6.19 приведены взятые из НРБ-99/2009 параметры, характеризующие воздействие облучения на разные категории облучаемых лиц.

Таблица 6.19

Параметры, используемые в НРБ-99/2009 для оценки доз излучения

Параметр	Персонал	Население
Время облучения в течение года, час	1700	8800
Объемом вдыхаемого воздуха V , 10^3 м ³ /год	2,4	1-<1 года; 1,9 - (1-2 года); 3,2 - (2-7 лет); 5,2 - (7-12 лет); 7,3-(12-17 лет); 8,1 - >17 лет
Масса потребляемой питьевой воды M , л/год	0	730

Допустимые плотности потоков внешнего облучения

Как следует из табл.6.17 нормируются годовые эффективная и эквивалентная дозы. Однако в расчетах и измерениях часто определяются плотности потоков и мощности дозы внешнего облучения. Для перехода от нормируемой годовой эффективной дозы излучения к допустимой плотности потока можно воспользоваться приведенными в § 4.3 и § 4.4 соотношениями между плотностью потока частиц данной энергии и величиной эффективной дозы.

Принимая нормируемую продолжительность работы персонала 1700 час/год, значение ПДД для персонала 20 мЗв/год, равномерное в течение указанного времени облучение, получаем величину допустимой среднегодовой мощности эффективной дозы для персонала 3,27 нЗв/с.

Пользуясь приведенными в табл.4.5 значениями удельных эффективных доз и подставляя в формулу (4.25) вместо \dot{E} предельно допустимую мощность эффективной дозы, получим среднегодовую допустимую плотность потока – ДПП_{перс} нейтронов и фотонов разных энергий.

Так, при облучении всего тела быстрыми нейтронами со средней энергией 2 МэВ величина ДПП_{перс} меняется примерно от 8 до 18 см⁻²с⁻¹, тепловыми нейтронами от 430 до 1000 см⁻²с⁻¹, а для фотонов с энергией 1 МэВ от 730 до 1000 см⁻²с⁻¹ в зависимости от углового распределения падающего на тело излучения. Учитывая неопределенность величин, обусловленную угловым распределением падающего излучения, при неясном угловом распределении для целей обеспечения радиационной безопасности необходимо использовать минимальные из полученных значений ДПП_{перс}.

Необходимо отметить, что при облучении отдельных органов (кожа, хрусталики глаз) нормируются значения эквивалентной дозы для данного органа, поэтому расчет ДПП_{перс} проводится исходя из нормируемой мощности эквивалентной дозы для этих органов. Это существенно сказывается на величинах ДПП_{перс}, что наглядно видно из представленных в табл. 6.20 данных по ДПП_{перс} для фотонов с энергией 1 МэВ и электронов и β-излучения с той же энергией.

Таблица 6.20

Среднегодовые допустимые плотности потоков излучений для лиц из персонала при внешнем облучении, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

Вид излучения	Все тело	Кожа	Хрусталики глаз
Фотоны с $E=1 \text{ МэВ}$	730 – 1010*	15500	4900 - 6530
Электроны с $E=1 \text{ МэВ}$		230 - 260	80 - 330
β -излучение со средней энергией 1 МэВ		165	

*Получено исходя из эффективной дозы.

Видно, что ДПП_{перс} отличаются в разы, а для фотонов даже на порядки в зависимости от облучаемого органа.

Предельно допустимые концентрации радионуклидов в воде, воздухе и продуктах питания

Описанные в § 4.5 подходы к расчету эффективных доз внутреннего облучения позволяют, исходя из значения ПДД и параметров табл.6.19, рассчитывать допустимые концентрации радионуклидов в элементах окружающей среды и их допустимое поступление в организм человека.

В частности, в НРБ-99/2009 приведены рассчитанные для лиц из персонала предельные годовые поступления – ППП_{перс}, и допустимая среднегодовая удельная активность радионуклидов в воздухе – ДОА_{перс}.

Предел годового поступления (ППП) – уровень поступления данного радионуклида в организм в течение года, который при монофакторном (отдельный радионуклид, один из путей поступления) воздействии приводит к облучению условного человека ожидаемой дозой, равной соответствующему пределу годовой дозы.

Следует отметить, что в отличие от упрощенного подхода, описанного в §4.5, для получения величин использовались более точные многокамерные модели миграции и накопления радионуклидов в отдельных органах человека при поступлении радионуклидов ингаляционным путем, частично отраженные в разделе 4.5.2 §4.5.

Расчеты выполнены для аэрозолей с логарифмически нормальным распределением частиц по активности при медианном по активности аэродинамическом диаметре 1 мкм и стандартном гео-

метрическом отклонении, равном 2,5. В расчетах использована модель органов дыхания МКРЗ.

Химические формы радиоактивных аэрозолей и их химические соединения разделены на три типа в зависимости от скорости перехода радионуклида из легких в кровь:

– тип "М" (медленно растворимые соединения): при растворении в легких веществ, отнесенных к этому типу, наблюдается компонента активности радионуклида, поступающая в кровь со скоростью $0,0001 \text{ сут}^{-1}$;

– тип "П" (соединения, растворимые с промежуточной скоростью): при растворении в легких веществ, отнесенных к этому типу, основная активность радионуклида поступает в кровь со скоростью $0,005 \text{ сут}^{-1}$;

– тип "Б" (быстро растворимые соединения): при растворении в легких веществ, отнесенных к этому типу, основная активность радионуклида поступает в кровь со скоростью 100 сут^{-1} .

Для целей нормирования поступления радионуклидов через органы дыхания в форме радиоактивных газов выделены типы "Г" (Г1-Г3) газов и паров соединений некоторых элементов.

В основу расчетов величин $\text{ППП}_{\text{перс}}$ и $\text{ДОА}_{\text{перс}}$ в воздухе положены вычисленные удельные дозовые коэффициенты $e^{\text{возд}}$ (см. формулу (4.46)), т.е. эффективные дозы внутреннего облучения от единичного поступления радионуклидов в организм с вдыхаемым воздухом.

Как сильно сказывается тип радионуклида на рассчитанных величинах демонстрируют выборочные данные, приведенные в табл.6.21.

Разница в скорости перехода радионуклида из легких в кровь приводит к изменению $\text{ППП}_{\text{перс}}$ в несколько раз, причем для быстрорастворимых аэрозолей предельное поступление выше, чем для медленнорастворимых. В значительно большей степени на рассматриваемые величины влияет форма радиоактивных газов. Здесь разница достигает порядков.

Аналогичные данные рассчитаны и приведены в НРБ-99/2009 и для критических групп из населения, указанных в табл.6.19. За критическую группу принимается группа лиц из населения (не менее 10 чел.), однородная по одному или нескольким признакам – полу, возрасту, социальным или профессиональным условиям, месту проживания, рациону питания, которая подвергается наиболь-

шему радиационному воздействию по данному пути облучения от данного источника излучения. При этом из всех типов аэрозолей и газов взяты дающие наименьшие $ПГП_{нас}$ и $ДОА_{нас}$.

Таблица 6.21

Значения удельных дозовых коэффициентов, предела годового поступления с воздухом и допустимой среднегодовой объемной активности в воздухе отдельных радионуклидов для персонала

Радио-нуклид	Тип соединения	$e^{возд}$, Зв/Бк	$ПГП_{перс}$, Бк/год	$ДОА_{перс}$, Бк/м ³
³ H	П	$1,8 \times 10^{-11}$	$1,1 \times 10^9$	$4,4 \times 10^5$
	Г2	$1,8 \times 10^{-15}$	$1,1 \times 10^{13}$	$4,4 \times 10^9$
	Г3	$1,8 \times 10^{-13}$	$1,1 \times 10^{11}$	$4,4 \times 10^7$
¹⁴ C	Г1	$5,8 \times 10^{-10}$	$3,4 \times 10^7$	$1,4 \times 10^4$
	Г2	$6,2 \times 10^{-12}$	$3,9 \times 10^9$	$1,3 \times 10^6$
	Г3	$8,0 \times 10^{-13}$	$2,5 \times 10^{10}$	$1,0 \times 10^7$
⁹⁰ Sr	Б	$2,4 \times 10^{-8}$	$8,3 \times 10^5$	$3,3 \times 10^2$
	М	$1,5 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^5$	$5,3 \times 10^1$
¹³¹ I	Б	$7,6 \times 10^{-9}$	$2,6 \times 10^6$	$1,1 \times 10^3$
	Г1	$2,0 \times 10^{-8}$	$1,0 \times 10^6$	$4,0 \times 10^2$
	Г2	$1,5 \times 10^{-8}$	$1,3 \times 10^6$	$5,3 \times 10^2$
¹³⁷ Cs	Б	$4,8 \times 10^{-9}$	$4,2 \times 10^{10}$	$1,7 \times 10^3$

Кроме того, по аналогичным методикам рассчитаны удельные дозовые коэффициенты $e^{воды}$ и уровни вмешательства УВ (Бк/кг) для взрослых по содержанию отдельных радионуклидов в питьевой воде. Для примера в табл.6.22 приведены некоторые из полученных результатов для значимых радионуклидов.

Если в воде или воздухе содержится смесь из L радионуклидов с известным процентным составом по активности p_l , то допустимая концентрация для смеси $ДК_{см}$ может быть оценена по формуле:

$$ДК_{см} = \sum_{l=1}^L p_l / \sum_{l=1}^L \frac{p_l}{ДК_l}. \quad (6.5)$$

Таблица 6.22

Значения дозовых коэффициентов $e^{\text{воды}}$ при поступлении радионуклидов в организм взрослых людей с водой и уровни вмешательства УВ по содержанию отдельных радионуклидов в питьевой воде

Радионуклид	$e^{\text{воды}}$, мЗв/Бк	УВ, Бк/кг
^3H	$1,8 \times 10^{-8}$	7600
^{14}C	$5,8 \times 10^{-7}$	240
^{90}Sr	$2,8 \times 10^{-5}$	4,9
^{131}I	$2,2 \times 10^{-5}$	6,2
^{137}Cs	$1,3 \times 10^{-5}$	11

6.4.4. Комбинированное воздействие излучений

Предельно допустимые уровни внешних потоков излучений и допустимые концентрации радионуклидов в окружающей среде устанавливаются в НРБ для монофакторного воздействия. В реальных ситуациях (особенно в профессиональных условиях) организм находится одновременно под воздействием многих факторов (разные виды излучений, разные радионуклиды, внутреннее и внешнее облучение). Поэтому для предотвращения переоблучения при работе в смешанных полях излучений требования радиационной безопасности формулируются из условия непревышения суммарной эффективной дозы, что с использованием производных характеристик поля выражается следующим образом:

$$\sum_k \frac{E_k}{\text{ПДД}} + \sum_j \frac{I_j}{\text{ПДП}_j} \leq 1, \quad (6.6)$$

Или, разделяя по разным видам излучений и учитывая простоту оценки каждой составляющей:

$$\sum_n \frac{E_{\gamma n}}{\text{ПДД}} + \sum_i \frac{\Phi_{\beta i} \delta_{\beta i}}{\text{ПДД}} + \sum_m \frac{\Phi_{nm}}{\text{ДПП}_m} + \sum_l \frac{K_l}{\text{ДООА}_l} \leq 1. \quad (6.7)$$

Здесь E_k – годовая эффективная доза внешнего облучения, создаваемого k -м видом излучения, ПДД – годовая предельно допустимая доза, I_j – поступление j -го радионуклида в организм, ПДП _{j} –

предельно допустимое годовое поступление j -го радионуклида в организм по всем возможным путям поступления, E_γ – годовая эффективная доза внешнего облучения, создаваемого n -м гамма-излучателем, $\varphi_{\beta i}$ – плотность потока β -частиц с максимальной энергией $E_{\beta \max i}$, $\delta_{\beta i}$ – удельная эффективная доза β -частиц с максимальной энергией $E_{\beta \max i}$, φ_{nm} – плотность потока нейтронов m -й энергетической группы, ДПП $_m$ – допустимая плотность потока нейтронов m -й энергетической группы, K_l – фактическая концентрация l -го радионуклида в воздухе, ДОА $_l$ – допустимая объемная активность l -го радионуклида в воздухе.

Контрольные вопросы к § 6.4

1. На какие источники излучений распространяется действие НРБ-99/2009?
2. Какие категории облучаемых лиц выделяют действующие НРБ?
3. Какие радиационные риски приняты для персонала и населения?
4. Какие пределы эффективных доз приняты для персонала и населения?
5. Во сколько раз снизилась ПДД для персонала с начала нормирования до настоящего времени?
6. Какие дозы не включаются в дозовые пределы НРБ-99/2009?
7. Чему равны допустимые пределы эффективных доз при радиационных инцидентах?
8. Как влияет тип радиоактивного аэрозоля на величину предельного годового поступления при ингаляции?
9. Каким образом формулируются условия радиационной безопасности при работе в смешанных полях излучений?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1995
2. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от излучений ядерно-технических установок. Физические основы защиты от излучений. Учебник для вузов. Том 1. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1989
3. Нормы радиационной безопасности - НРБ-99. СП 2.6.1.758-99 - Минздрав России, 1999
4. Сахаров В.К. Радиоэкология. С.-Петербург: Изд.-во «Лань». 2006
5. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. Учебник для вузов. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 2002
6. Рекомендации Международной комиссии по радиологической защите 1990 года. Часть 1. Публикация 60. Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1994.
7. United Nations. Sources and Effects of Ionizing Radiation. United Nations Scientific Committee on Effects of Atomic Radiation, 2000 Report to the General Assembly, with scientific annexes. United Nations sales publication E.00.IX.3. United Nations. New York, 2000.
8. Международные основные нормы безопасности для защиты от ионизирующих излучений и безопасного обращения с источниками излучения // Серия изданий по безопасности № 115. - МАГАТЭ, Вена, 1997.
9. Сахаров В.К. Радиоэкология. М.: МИФИ, 1995.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ КОНСТАНТЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

Постоянная Планка	$h=6,626 \times 10^{-34}$ Дж с
Элементарный заряд	$e=1,602 \times 10^{-19}$ Кл
Скорость света в пустоте	$c=2,998 \times 10^8$ м с ⁻¹
Классический радиус электрона	$r_e=2,818 \times 10^{-15}$ м
Длина волны	λ , м
Масса покоя электрона	$mc^2=0,511$ МэВ
Число Авагадро	$N_a=6,02 \times 10^{23}$ (г · моль) ⁻¹
Переходной коэффициент от МэВ в джоули	$1,6 \times 10^{13}$ МэВ/Дж
A, Z	– атомная масса и заряд нуклида
$\vec{\Omega}'$, $\vec{\Omega}$	– направление движения частицы до и после рассеяния
E', E	– энергия частицы до и после рассеяния
E_i^*	– энергия возбуждения i -го уровня ядра
$\theta_s, \mu_s, \theta_c, \mu_c$	– угол и косинус угла рассеяния в лабораторной системе и системе центра масс соответственно
σ, Σ	– микро и макроскопические сечение взаимодействия
$\varphi(\vec{r}), \vec{J}(\vec{r}), \Phi(\vec{r})$	– плотность потока, тока и флюенс частиц
$d^2 \sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})/dE d\Omega$	– дифференциальное сечение взаимодействия частицы или фотона с атомом или ядром
τ, σ, κ	– сечение фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электрон-позитронных пар
$\varepsilon=E/mc^2$	– безразмерная единица энергии
μ, μ_{tr}, μ_{en}	– линейные коэффициенты ослабления, передачи энергии и поглощения энергии фотонов
$\mu^m, \mu_{tr}^m, \mu_{en}^m$	– массовые коэффициенты

Γ_i, Γ	ослабления, передачи энергии и поглощения энергии фотонов – полная и парциальная ширина резонанса в сечении взаимодействия излучения с веществом
$(-dE/dx)_{\text{ион}}, (-dE/dx)_{\text{рад}}, (-dE/dx)$	– ионизационные, радиационные и полные потери энергии заряженной частицы
$\alpha = 2\pi e^2 / \hbar c = 1/137$ D, H, E, S	– постоянная тонкой структуры – поглощенная, эквивалентная, эффективная и коллективная эффективная дозы
w_R, w_T	– радиационный и тканевый взвешивающие коэффициенты.
$ОБЭ$	– относительная биологическая эффективность излучения
$КК$	– коэффициент качества излучения
$\delta_i(E)$	– удельная эффективная доза излучения
λ и λ_b	– постоянная распада радионуклида и константа биологического выведения
$T_{1/2}$	– период полураспада радионуклида
A	– активность радионуклида
Γ_K	– керма-постоянная радионуклида
k_e	– керма-эквивалент радионуклида
e^k	– удельные дозовые коэффициенты внутреннего облучения (к – способ поступления: воздух, вода, пища)
$ДПП$	– допустимая плотность потока частиц
$ППП$	– предел годового поступления радионуклидов
$ДОА$	– допустимая среднегодовая удельная активность радионуклидов в воздухе
$УВ$	– уровни вмешательства