
К. Ленг АСТРО/
ФИЗИЧЕСКИЕ
ФОРМУЛЫ

2

KENNETH R. LANG

ASTROPHYSICAL
FORMULAE

*A Compendium
for the Physicist
and Astrophysicist*

*Springer-Verlag
Berlin Heidelberg New York
1974*

К. Ленг АСТРО/
ФИЗИЧЕСКИЕ
ФОРМУЛЫ

РУКОВОДСТВО
ДЛЯ ФИЗИКОВ
И АСТРОФИЗИКОВ

Часть **2**

Перевод с английского
А. Г. ДОРОШКЕВИЧА,
А. В. ЗАСОВА, М. Ю. ХЛОПОВА

под редакцией
Д. К. НАДЕЖИНА
и Л. М. ОЗЕРНОГО

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА 1978

«Информационный взрыв» в научной литературе резко повысил необходимость в обзорных работах и справочных изданиях, из которых можно было бы быстро получать необходимые краткие сведения и наиболее важные библиографические ссылки. Именно такую задачу — собрать воедино многочисленные формулы, табличный материал и ссылки по астрофизике и смежным вопросам физики — поставил перед собой автор предлагаемой книги.

В русском переводе книга для удобства пользования разбита на две части. В часть 2 книги «Астрофизические формулы» вошли две главы. Гл. 4 включает разделы, посвященные ядерной астрофизике: ядерным реакциям в звездах, слабым взаимодействиям, происхождению химических элементов. В гл. 5 приводятся данные о земном сфероне, различных системах небесных координат, измерении времени, расстояниях, массах и светимостях небесных объектов. В этой главе рассматриваются также основные положения общей теории относительности, различные космологические модели и их тесты, некоторые космологические объекты, гравитационные волны и фоновое излучение.

Книга явится ценным пособием для физиков, астрономов, математиков, механиков — как специалистов, так и студентов старших курсов.

*Редакция литературы по космическим исследованиям,
астрономии и геофизике*

© by Springer-Verlag, Berlin, Geidelberg 1974. All Rights Reserved. Authorized translation from English language edition published by Springer-Verlag Berlin — Geidelberg — New York

© Перевод на русский язык, «Мир», 1978

Некоторые фундаментальные постоянные

Символ	Величина	Численное значение
c	Скорость света в вакууме	$2,997924562 (11) \cdot 10^{10}$ см/с
$h = 2\pi\hbar$	Постоянная Планка	$6,626196 (50) \cdot 10^{-27}$ эрг · с
$\hbar = h/2\pi$	Постоянная Планка, деленная на 2π	$1,0545919 (80) \cdot 10^{-27}$ эрг · с
k	Постоянная Больцмана	$1,380622 (59) \cdot 10^{-16}$ эрг/К
e	Заряд электрона	$4,803250 (21) \cdot 10^{-10}$ эл. ст. ед.
m	Масса покоя электрона	$9,109558 (54) \cdot 10^{-28}$ г
G	Постоянная тяготения	$6,6732 (31) \cdot 10^{-8}$ дин · см ² /г ²
N_A	Число Авогадро	$6,022169 (40) \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
m_U	Атомная единица массы	$1,660531 (11) \cdot 10^{-24}$ г
α	Постоянная тонкой структуры	$7,297351 (11) \cdot 10^{-3}$
e/m	Удельный заряд электрона	$5,272759 (16) \cdot 10^{17}$ эл. ст. ед./г
R_∞	Постоянная Ридберга	$1,09737312 (11) \cdot 10^5$ см ⁻¹
a_0	Радиус Бора	$5,2917715 (81) \cdot 10^{-9}$ см
$h/(mc)$	Комптоновская длина волны	$2,4263096 (74) \cdot 10^{-10}$ см
$r_0 = e^2/(mc^2)$	Классический радиус электрона	$2,817939 (13) \cdot 10^{-13}$ см
R	Газовая постоянная	$8,31434 (35) \cdot 10^7$ эрг/(моль · К)
σ	Постоянная Стефана — Больцмана	$5,66961 (96) \cdot 10^{-5}$ эрг/(см ² · с · К ⁴)
σ_T	Томсоновское сечение	$6,652453 (62) \cdot 10^{-25}$ см ²
а. е.	Астрономическая единица	$1,49597892 (1) \cdot 10^{13}$ см
пс	Парсек	$3,0856 (1) \cdot 10^{18}$ см
св. год	Световой год	$9,4605 \cdot 10^{17}$ см = $6,324 \cdot 10^4$ а. е.
M_\odot	Масса Солнца	$1,989 (2) \cdot 10^{33}$ г
R_\odot	Радиус Солнца	$6,9598 (7) \cdot 10^{10}$ см
L_\odot	Светимость Солнца	$3,826 (8) \cdot 10^{33}$ эрг/с
1 эВ	1 электрон-вольт:	
	соответствующая длина волны	$12\,396,3 \cdot 10^{-8}$ см
	соответствующее волновое число	$8067,1$ см ⁻¹
	соответствующая частота	$2,41838 \cdot 10^{14}$ Гц
	соответствующая энергия	$1,60219 \cdot 10^{-12}$ эрг
	соответствующая температура	$11604,9$ К

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА
И ЧАСТИЦЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Некоторые физические исследования прошлого года позволяют мне предположить, что какая-то часть внутриатомной энергии действительно высвобождается в звездах. По-видимому, эксперименты Ф. У. Астона не оставляют ни малейших сомнений в том, что все элементы состоят из атомов водорода, связанных между собой отрицательными электронами. Ядро атома гелия, например, состоит из четырех атомов водорода, связанных двумя электронами. Астон показал далее, что масса атома гелия меньше, чем сумма масс входящих в него атомов водорода. . . . Поскольку масса не может исчезнуть бесследно, эта разность может представлять собой только энергию, которая выделяется в таком превращении. . . . Если лишь пять процентов массы звезды состоит первоначально из атомов водорода, которые постепенно соединяются в более сложные элементы, то выделяющегося полного количества тепла будет более чем достаточно и мы будем избавлены от необходимости дальнейших поисков источника звездной энергии. . . . Если действительно внутриатомная энергия в звездах поддерживает огонь в их гигантских топках, то мы, по-видимому, оказываемся немного ближе к осуществлению нашей мечты об овладении этой скрытой мощью для процветания человеческого рода или для его самоубийства.

А. С. Эддингтон (1920)

Нам представляется поэтому обоснованным выдвинуть в качестве пробной гипотезу о том, что космические лучи образуются в процессе вспышки сверхновой. . . . При всех возможных оговорках мы выдвигаем идею о том, что явление сверхновой отражает превращение обычной звезды в нейтронную звезду, состоящую главным образом из нейтронов.

В. Бааде и Ф. Цвикки (1934)

Когда условия значительно отличаются от статических, нет необходимости в тенденции к равномерному распределению энергии; напротив, энергия может чрезвычайно сильно концентрироваться в некоторых малых частях системы. Так, при ударе кнута конец ремня движется быстрее звука, хотя запястье кучера вовсе не движется быстро. Или, например, когда большая морская волна ударяет о стену маяка, брызги достигают огромной высоты, и это несмотря на то, что их последующий подъем сильно замедляется сопротивлением воздуха. . . . Предполагается, что космические лучи могут возникать вследствие механизмов подобного рода, и, хотя не исключены и другие возможности, наиболее очевидным источником космических лучей являются «бурные моря», которые должны покрывать поверхности многих звезд.

Дарвин (1949)

4.1. ПЕРВЫЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ, СИМВОЛЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

4.1.1. Электрон, протон, нейтрон, их античастицы и фотон

Приблизительно в то же время, когда Томсон [382] обнаружил, что все атомы испускают электроны, Рентген [322] наблюдал фотоны с энергиями в интервале 1—500 кэВ, названные рентгеновскими лучами. Фотоны с энергиями более 500 кэВ, названные гамма-лучами (γ -лучами), впоследствии наблюдал Виллард [406]. Затем Эйнштейн [143] предположил, что частица фотон с энергией $h\nu$ и нулевой массой является электромагнитной волной с частотой ν , и наоборот. Резерфорд [328, 329] предложил далее ядерную теорию вещества. Он выдвинул гипотезу, что атом, радиус которого составляет приблизительно 10^{-8} см, состоит в действительности из роя электронов, окружающих положительно заряженное ядро с радиусом менее 10^{-12} см. Последовавшее открытие протона Резерфордом и Чедвиком [330] еще более подтвердило соображения о том, что ядро содержит положительно заряженные частицы. Затем был открыт нейтрон [97, 128], и Гейзенберг [216] предположил, что атомное ядро содержит наряду с протонами и нейтральные нейтроны. Примерно в то же время в результате изучения космических лучей был открыт позитрон [8], который отличается от электрона только тем, что его заряд положителен. Хотя теория давала основания ожидать, что аналогичные античастицы существуют для протона и нейтрона, такие античастицы не были обнаружены вплоть до появления больших ускорителей [98]. Свойства этих первых элементарных частиц приведены в табл. 37.

4.1.2. Символы, наименования и единицы

Следующие числа определяют ядро:

Атомный номер = Z = число протонов,

Нейтронное число = N = число нейтронов,

Массовое число = A = $N + Z$ = число нуклонов,

Изотопическое число = $N - Z$ = $A - 2Z$.

(4.1)

Если масса атома $M_{A, Z}$ известна, то массу ядра M_{nucl} можно вычислить по формуле [155, 381]

$$M_{nucl} = M_{A, Z} - 5,48593 \cdot 10^{-4} Z + 1,67475 \cdot 10^{-8} Z^{7/3} \text{ а. е. м.}, \quad (4.2)$$

где Z — атомный номер ядра. Второй член в правой части уравнения (4.2) дает поправку на массу электронов, а последний член представляет собой энергию связи Томаса — Ферми,

Таблица 37

Свойства электрона, протона, нейтрона, их античастиц и фотона¹⁾

Частица	Обозначение	Масса покоя		Заряд, СГСЭ	Спин	Магнитный момент ²⁾	Среднее время жизни, с
		г	а. е. м.				
Нейтрон, или электрон	β^- или e^-	$9,109558 \cdot 10^{-28}$	$5,485930 (30) \cdot 10^{-4}$	$0,5110041 (16)$	$21 \cdot 10^{-10} \cdot 1/2$	$1,0011596577 (35) \mu_N$	∞
Позитрон	β^+ или e^+	$9,109558 (54) \cdot 10^{-28}$	$5,485930 (34) \cdot 10^{-4}$	$0,5110041 (16) + 4,803250 (21) \cdot 10^{-10}$	$21 \cdot 10^{-10} \cdot 1/2$	$-1,0011596577 (35) \mu_N$	∞
Протон	p	$1,672614 (11) \cdot 10^{-24}$	$1,00727661 (8)$	$938,2592 (52)$	$21 \cdot 10^{-10} \cdot 1/2$	$2,792782 (17) \mu_N$	∞
Антипротон	\bar{p}	$1,672614 (11) \cdot 10^{-24}$	$1,00727661 (8)$	$938,2592 (52)$	$21 \cdot 10^{-10} \cdot 1/2$	$-2,792782 (17) \mu_N$	∞
Нейтрон	n	$1,674920 (11) \cdot 10^{-24}$	$1,00866520 (10)$	$939,5527 (52)$	$1/2$	$-1,913148 (66) \mu_N$	$9,35 (14) \times 10^{23}$
Антинейтрон	\bar{n}	$1,674920 (11) \cdot 10^{-24}$	$1,00866520 (10)$	$939,5527 (52)$	$1/2$	$1,913148 (66) \mu_N$	$\times 10^{23}$
Фотон	γ	$0,0$	$0,0$	$0,0$	1	$0,0$	∞

¹⁾ Цифры в скобках представляют собой стандартную ошибку в определении последних цифр приведенных в таблице чисел. Значения, приведенные в таблице, взяты из работ [367, 380]. Коэффициенты перехода к другим единицам массы: 1 грамм = $5,609538 (24) \cdot 10^{26}$ МэВ, атомная единица массы 1 а. е. м. = $931,4812 (52)$ МэВ.

²⁾ Магнетон Бора $\mu_B = 9,274096 (65) \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс = $0,5788381(18) \cdot 10^{-14}$ МэВ/Гс, а ядерный магнетон $\mu_N = 5,050951 (50) \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс = $3,152528 (21) \cdot 10^{-18}$ МэВ/Гс.

³⁾ Среднее время жизни нейтрона $(9,35 \pm 0,14) \cdot 10^2$ с соответствует периоду полураспада $10,61 \pm 0,16$ мин (см. [108]).

составляющую $15,6 Z^{1/4}$ эВ. Массовое число A есть целое, ближайшее к значению точной массы M , выраженной в атомных единицах массы.

Для ядер, у которых какие-либо из чисел Z , N или A одинаковы, введены специальные названия:

$$\begin{aligned} \text{Изотопы} &— \text{одинаковые } Z, \text{ различные } N, \\ \text{Изотоны} &— \text{одинаковые } N, \text{ различные } Z, \\ \text{Изобары} &— \text{одинаковые } A, \text{ различные } N, Z, \\ \text{Изомеры} &— \text{одинаковые } A, \text{ одинаковые } Z. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Невозбужденные ядра обозначаются символами (Z, A) , возбужденные — символами $(Z, A)^*$.

Реакция, в которой частица a взаимодействует с ядром X , образуя ядро Y и новую частицу b , записывается в виде

$$a + X \rightarrow Y + b + Q \quad \text{или} \quad X(a, b)Y, \quad (4.4)$$

где Q — энергия, выделяющаяся в такой реакции. Элемент B обозначается символом

$${}_Z B_N^A, \quad \text{или} \quad {}_N^A B, \quad \text{или} \quad {}^A B, \quad \text{или} \quad B^A. \quad (4.5)$$

Здесь A — массовое число, Z — атомный номер и N — нейтронное число. Для элементов, стоящих в скобках при соответствующей записи реакции, введены обозначения

$$\begin{aligned} p &\text{ для } \text{H}^1, \quad D &\text{ для } \text{H}^2, \quad T &\text{ для } \text{H}^3, \\ \tau &\text{ для } \text{He}^3 \quad \text{и} \quad \alpha &\text{ для } \text{He}^4. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Фундаментальная частица, такая, как, например, пион π , обладающая положительным (+), отрицательным (−) или нейтральным 0 зарядом, обозначается символами

$$\pi^+, \pi^- \text{ или } \pi^0. \quad (4.7)$$

Для обозначения античастиц ставят черту над символом частицы. Например, антипротон записывают так: \bar{p} .

В ядерной астрофизике используют следующие единицы:

$$\begin{aligned} 1 \text{ барн} &= 10^{-24} \text{ см}^2, \\ 1 \text{ а. е. м.} &= 931,4812 (52) \text{ МэВ}/c^2 = \\ &= 1,660531 (11) \cdot 10^{-24} \text{ г}, \\ 1 \text{ МэВ} &= 1,6021917 (70) \cdot 10^{-6} \text{ эрг}, \\ 1 \text{ ферми} &= 10^{-13} \text{ см}, \\ \text{Постоянная Больцмана } k &= 8,61708 (37) \cdot 10^{-11} \text{ МэВ}/\text{К} = \\ &= 1,380622 (59) \cdot 10^{-16} \text{ эрг}/\text{К}, \\ \text{Постоянная Планка } \hbar &= 1,0545919 (80) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = \\ &= 0,6582183 (22) \cdot 10^{-21} \text{ МэВ} \cdot \text{с}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Значения физических констант взяты из работы [380], а цифры в скобках соответствуют одному стандартному отклонению в неопределенности последних цифр приведенных значений.

4.1.3. Энергия связи, дефект массы, избыток массы, масса атома, концентрация по массе, упаковочный множитель, энерговыделение, магические числа и массовые формулы

Разность энергий E_B , соответствующих массе атома и сумме масс частиц, составляющих атом, называется энергией связи и электронов:

$$E_B(A, Z) = c^2 [ZM_H + (A - Z)M_N - M_{AZ}] = c^2 [ZM_p + (A - Z)M_N - M_{nucl}] = c^2 \Delta M. \quad (4.9)$$

Здесь скорость света $c = 2,997924562(11) \cdot 10^{10}$ см/с, Z — атомный номер, A — массовое число, ΔM — дефект массы, M_H — масса нейтрального атома водорода, M_N и M_p — массы нейтрона и протона соответственно, а M_{AZ} и M_{nucl} — массы нейтрального атома и ядра соответственно. С учетом полуэмпирической массовой формулы выражение для энергии связи принимает вид (4.19). Из соотношения эквивалентности массы и энергии Эйнштейна [144—146] следует, что выражение для энергии отрыва нейтрона, т.е. энергии, которую необходимо затратить, чтобы переместить нейтрон на бесконечность, имеет вид

$$S_N = (M_{A-1, Z} + M_N - M_{A, Z}). \quad (4.10)$$

Избыток массы атома ΔM_{AZ} дается формулой

$$\Delta M_{AZ} = (M_{AZ} - A) \text{ а. е. м.} = 931,481 (M_{AZ} - A) \text{ МэВ}, \quad (4.11)$$

где масса атома M_{AZ} выражена в атомных единицах массы, а A — массовое число. Для массы ядра M_{nucl} имеем

$$M_{nucl} = A + \Delta M_{AZ} - 5,48593 \cdot 10^{-4} Z + 1,67475 \cdot 10^{-8} Z^{7/2} \text{ а. е. м.}, \quad (4.12)$$

где Z — атомный номер. Значения избытков масс атомов приведены в табл. 38. Массы ядер, энергии связи и энергии отрыва нейтрона можно вычислить для известных избытков масс атомов по формулам (4.9) — (4.12).

Массы атомов можно рассчитать для заданных избытков масс по формуле (4.11). Приведем значения некоторых часто используемых масс атомов:

$$\begin{aligned} A_N &= 1,008665 \text{ а. е. м.}, & A_T &= 3,016050 \text{ а. е. м.}, \\ A_H &= 1,007825 \text{ а. е. м.}, & A_{He^3} &= 3,016030 \text{ а. е. м.}, \\ A_D &= 2,014102 \text{ а. е. м.}, & A_{He^4} &= 4,002603 \text{ а. е. м.}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

где символ A_i означает массу атома для элемента i .

При описании распространенности данного элемента i , входящего в состав газа плотностью ρ , часто употребляют концентрацию по массе X_i :

$$X_i = A_i N_i / \rho N_A, \quad (4.14)$$

где A_i — масса, выраженная в а. е. м., N_i — концентрация элемента i и $N_A = 6,022169(40) \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ — число Авогадро.

Упаковочный множитель определяется так:

$$f = (M_{AZ} - A)/A, \quad (4.15)$$

где M_{AZ} — масса атома с массовым числом A и атомным номером Z .

Из соотношения Эйнштейна [144—146] $E = Mc^2$ между энергией E и массой M следует, что энергосодержание Q в реакции $a + X \rightarrow b + Y + d + Q$ дается формулой

$$\begin{aligned} Q = E_{bYd} - E_{aX} &= c^2 (M_a + M_X - M_b - M_Y - M_d) = \\ &= 931,481 (A_a + A_X - A_b - A_Y - A_d) \text{ [МэВ]}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Здесь E_{aX} и E_{bYd} — кинетические энергии в системах центров масс исходных и образующихся частиц, M_i — масса i -й частицы, c — скорость света, A_i — атомная масса i -й частицы, выраженная в атомных единицах массы. Вследствие того, что в реакции сохраняется число нуклонов, мы можем записать также

$$Q = \Delta M_b + \Delta M_Y + \Delta M_d - \Delta M_a - \Delta M_X, \quad (4.17)$$

где ΔM_i — избыток массы i -й частицы в энергетических единицах. Если ядерная реакция сопровождается испусканием позитрона, то обычно к величине Q , даваемой уравнениями (4.16) и (4.17), добавляют энергию аннигиляции $2mc^2 = 1,022$ МэВ = $= 1,637 \cdot 10^{-6}$ эрг.

Ядерные энергии связи, приходящиеся на один нуклон ядра, заключены в узком диапазоне значений $7,4$ МэВ $\leq E_B/A \leq 8,8$ МэВ для $A > 10$ [23]. Тем не менее некоторые ядра выделяются своей чрезвычайной стабильностью [147], и особенно стабильными оказываются ядра, у которых значения Z или N составляют «магические числа». Магическими числами являются [265]

2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, или 126.

Первая полуэмпирическая формула для массы атома M_{AZ} при заданных значениях A и Z была получена Вейцеккером [414]. Она имеет вид

$$M_{AZ} = M_N A - (M_N - M_H) Z - E_B(A, Z)/c^2. \quad (4.18)$$

Здесь масса нейтрона $M_N = 1,008665$ а. е. м., масса атома водорода $M_H = 1,007825$ а. е. м., в качестве атомной единицы массы

принята 1 а. е. м. = 931,481 МэВ, а ядерная энергия связи $E_B(A, Z)$ задается соотношением

$$- E_B(A, Z) = - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 (Z^2 A^{-1/3}) + 0,25 a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}.$$

Грин [205] приводит численные значения констант $a_1 = 16,9177$ МэВ, $a_2 = 19,120$ МэВ, $a_3 = 0,76278$ МэВ и $a_4 = 101,777$ МэВ. Часто в выражение для энергии связи вводят дополнительный член $\pm 132 A^{-1}$ МэВ, причем знак (+) или (-) выбирают в зависимости от того, являются ли значения $N = A - Z$ и Z соответственно оба нечетными или оба четными. Современные попытки получить массовые формулы включают экстраполяцию на основе известных ядерных масс, чтобы предсказать массу и энергию связи еще не изученных ядер. Измеренные массы атомов можно найти в [411], и эти значения приведены в табл. 38. Была также проведена значительная работа по вычислению теоретических значений масс атомов и ядер (см., например, [193, 242, 279, 395]). Если воспользоваться полуэмпирической формулой и принять во внимание оболочечные эффекты, то выражение для ядерной энергии связи $E_B(A, Z)$, которое следует подставлять в уравнение (4.18), будет иметь вид [279]

$$- E_B(A, Z) = - c_1 A + c_2 A^{2/3} + c_3 (Z^2 A^{-1/3}) - c_4 Z^2 A^{-1} + [4E^3/(9F^2)] - [8E^3/(27F^2)], \quad (4.19)$$

где

$$c_1 = 15,677 \left[1 - 1,79 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \text{ МэВ,}$$

$$c_2 = 18,56 \left[1 - 1,79 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \text{ МэВ,}$$

$$c_3 = 0,717 \text{ МэВ,}$$

$$c_4 = 1,21129 \text{ МэВ,}$$

$$E = \frac{2}{5} c_2 A^{2/3} (1 - \chi) \alpha_0^2,$$

$$F = \frac{4}{105} c_2 A^{2/3} (1 + 2\chi) \alpha_0^3,$$

$$\chi = c_3 Z^2 / (2c_2 A),$$

$$\alpha_0^2 = 0,3645 A^{-2/3}.$$

Современное обсуждение некоторых физических эффектов, включенных в уравнение (4.19), дано в [278], а конкретные значения масс можно получить по формуле Гарвея и из его таблиц масс (см., например, [193]).

Таблица 38

Атомный номер Z , массовое число A , измеренный избыток атомной массы, распространенность в Солнечной системе и сечение захвата нейтронов химическими элементами

Измеренные избытки атомной массы даются по [411] и нормированы так, что избыток массы $^{12}\text{C} = 0,000$, а $1 \text{ а. е. м} = 931,504 \text{ МэВ}/c^2$. Стандартная ошибка в значении избытка массы меньше, чем десятикратно увеличенная последняя цифра приведенного в таблице числа. В столбце «Происхождение» указаны различные способы образования элементов: С — взрывное горение углерода, Е — ядерное статистическое равновесие, Н — горение водорода, Не — горение гелия, N — взрывы новых, О — взрывное горение кислорода, Р — обогащенные протонами нуклиды, R — быстрый захват нейтронов, S — медленный захват нейтронов, Si — взрывное горение кремния, U — космологический нуклеосинтез и X — реакции скалывания космическими лучами. Способ образования и распространенность в Солнечной системе приводятся по Камерону (частное сообщение; см. также [89]). Данные о распространенности нормированы, так чтобы распространенность Si = 10^6 , и взяты главным образом из книг *B. Mason, Handbook of elemental abundances in Meteorites, Gordon and Breach, New-York, 1971*, и *G. A. Whitbroe, The chemical composition of the photosphere and corona, Mensel symposium on Solar physics, atomic spectra, and gaseous nebulae, Nat. Bureau of Standards, Wash. Publ. No. 353, 127, 1971*. Сечения захвата нейтронов представляют собой эффективные сечения, определенные согласно (4.28) и рассчитанные для тепловой энергии 30 кэВ ($kT = 3,48 \cdot 10^8 \text{ К}$), и взяты из [5]. Значения сечений, помеченные звездочкой, являются полуэмпирическими оценками, а в скобках приводятся неуверенно определенные экспериментальные значения

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
0	Нейтрон					
0	N	1	8,07169			
1	H	1	7,28922		$3,18 \cdot 10^{10}$	
		2	13,13627	P	$3,18 \cdot 10^{10}$	
		3	14,95038		$5,2 \cdot 10^5$	
		4	25,9			
		5	33,8			
2	He	3	14,93173	H, P	$2,21 \cdot 10^9$	
		4	2,42494	U, H	$\sim 3,7 \cdot 10^5$	
		5	11,39		$2,21 \cdot 10^9$	
		6	17,5973			
		7	26,111			
		8	31,65			
3	Li	4	25,13		49,5	
		5	11,68			
		6	14,0875	X	3,67	
		7	14,9086	P	45,8	
		8	20,9475			
		9	24,966			
		10	35,3			
		11	43,3			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы. МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
4	Be	6	18,375		0,81	
		7	15,7703			
		8	4,9418			
		9	11,3484	X	0,81	
		10	12,6081			
		11	20,177			
		12	25,0			
5	B	13	35,7		350,0	
		7	27,94			
		8	22,9223			
		9	12,4157			
		10	12,0523	P	68,7	
		11	8,66795	P	281,3	
		12	13,3704			
		13	16,562			
6	C	14	24,2			
		15	29,4			
		9	28,912		1,18 · 10 ⁷	0,2 ± 0,04
		10	15,7027			
		11	10,6502			
		12	0,00000	He	1,17 · 10 ⁷	
		13	3,12527	N	1,31 · 10 ⁵	
		14	3,01995			
		15	9,8735			
7	N	16	13,693			
		17	17,6			
		11	25,5		3,74 · 10 ⁶	
		12	17,344			
		13	5,3457			
		14	2,86382	H	3,63 · 10 ⁶	
		15	0,1018	N	1,33 · 10 ⁴	
		16	5,6835			
		17	7,871			
		18	13,274			
8	O	19	16,4			
		13	23,106		2,15 · 10 ⁷	
		14	8,00859			
		15	2,8611			
		16	-4,73668	He	2,14 · 10 ⁷	
		17	-0,8074	N	8040	
		18	-0,78250	N, He	4,38 · 10 ⁴	
		19	3,3323			
		20	3,800			
		21	10,7			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
9	F	15	17,7		2450	5,6±0,4
		16	10,693			
		17	1,9518			
		18	0,8728			
		19	-1,4861	P	2450	
		20	-0,0157			
		21	-0,046			
		22	2,828			
10	Ne	17	16,48		3,44 · 10 ⁶	
		18	5,319			
		19	1,7521			
		20	-7,0417	C	3,06 · 10 ⁶	
		21	-5,7312	He, N	9290	
		22	-8,0251	He, N	3,73 · 10 ⁵	
		23	-5,1500			
		24	-5,948			
11	Na	19	12,98		6,0 · 10 ⁴	
		20	6,84			
		21	-2,183			
		22	-5,1829			
		23	-9,5290	C	6,0 · 10 ⁴	2,7±0,4
		24	-8,4167			
		25	-9,356			
		26	-7,51			
27	-6,6					
12	Mg	20	17,5		1,061 · 10 ⁶	4,0±1,0
		21	10,911			
		22	-0,384			
		23	-5,4724			
		24	-13,9313	C	8,35 · 10 ⁵	
		25	-13,1915	C	1,07 · 10 ⁵	
		26	-16,2134	C	1,19 · 10 ⁵	
		27	-14,5847			
		28	-15,0170			
		28			8,5 · 10 ⁴	
13	Al	22	18,0			
		23	6,77			
		24	-0,049			
		25	-8,9123			
		26	-12,2088			
		27	-17,1950	C	8,5 · 10 ⁴	4,6±0,8
		28	-16,8488			
		29	-18,213			
		30	-15,89			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб		
14	Si	24	10,8		$1,00 \cdot 10^6$	$3,8 \pm 1,0$		
		25	3,82					
		26	-7,147					
		27	-12,3854					
		28	-21,4911	O, Si				
		29	-21,8933	O			$9,22 \cdot 10^5$	$3,8 \pm 1,0$
		30	-24,4313	O			$4,70 \cdot 10^4$	$10,4^*$
		31	-22,9479				$3,09 \cdot 10^4$	(1,9)
		32	-24,091					
		15	P	27			0,2	
28	-7,154							
29	-16,950							
30	-20,2039							
31	-24,4396			O	9600	(7)		
32	-24,3042							
33	-26,3370							
34	-24,83							
16	S	29	-3,2		$5,0 \cdot 10^5$	$3,0 \pm 0,6$		
		30	-14,065					
		31	-18,998					
		32	-26,0143	O, Si			$4,75 \cdot 10^5$	$3,0 \pm 0,6$
		33	-26,5860	O, Si			3800	
		34	-29,9292	O, Si			$2,11 \cdot 10^4$	
		35	-28,8456					
		36	-30,6659	C, R			68	
		37	-26,907					
		38	-26,863					
17	Cl	31	-7,2		5700	11 ± 4		
		32	-13,263					
		33	-21,0024					
		34	-24,4384					
		35	-29,0130	O, Si			4310	$13,5 \pm 5$
		36	-29,5218					
		37	-31,7615	O, Si			1390	(3)
		38	-29,800					
		39	-29,802					
		40	-27,5					
18	Ar	33	-9,4		$1,172 \cdot 10^5$			
		34	-18,395					
		35	-23,0494					
		36	-30,2305	O, Si			$9,87 \cdot 10^4$	
		37	-30,9474					
		38	-34,7144	O, Si			$1,85 \cdot 10^4$	

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		39	-33,240			
		40	-35,0392	C, R	~ 20?	(4,5)
		41	-33,0661			
		42	-34,42			
19	K	35	-11,2			
		36	-17,317			
		37	-24,7984			
		38	-28,792			
		39	-33,8053	O, Si	3910	16±2
		40	-33,5341			
		41	-35,5583	O, Si	289	22±3
		42	-35,0214			
		43	-36,582			
		44	-35,801			
		45	-36,611			
		46	-35,426			
		47	-35,704			
20	Ca				7,21 · 10 ⁴	10±1
		37	-13,23			
		38	-22,023			
		39	-27,283			
		40	-34,8457	O, Si	6,99 · 10 ⁴	
		41	-35,1371			
		42	-38,5381	O, Si	461	
		43	-38,3990	C	105	
		44	-41,4636	O Si	1490	
		45	-40,8063			
		46	-43,138	C, R	2,38	
		47	-42,343			
		48	-44,222	C, R	133	
		49	-41,292			
		50	-39,578			
21	Sc				35	
		40	-20,521			
		41	-28,641			
		42	-32,1070			
		43	-36,1790			
		44	-37,814			
		45	-41,0631	C	35	44±6
		46	-41,7584			
		47	-44,3289			
		48	-44,495			
		49	-46,552			
		50	-44,545			
		51	-43,227			

Продолжение табл. 88

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
22	Ti				2775	20
		42	-25,121			
		43	-29,320			
		44	-37,548			
		45	-39,0007			
		46	-44,1258	Si, E	220	34 *
		47	-44,9292	C	202	92 *
		48	-48,4856	Si, E	2050	12 *
		49	-48,5573	C	153	20 *
		50	-51,4336	C, E	148	(2)
		51	-49,739			
		52	-49,470			
23	V				262	25±8
		45	-31,9			
		46	-37,0714			
		47	-42,0048			
		48	-44,4702			
		49	-47,9561			
		50	-49,2167	C	0,63	
		51	-52,1974	E	261	25±8
		52	-51,4369			
		53	-51,861			
54	-49,93					
24	Cr				1,27 · 10 ⁴	6,2±2
		47	-34,5			
		48	-42,816			
		49	-45,388			
		50	-50,2557	Si, E	547	31±4
		51	-51,4460			
		52	-55,4150	Si, E	1,06 · 10 ⁴	3,8±1,0
		53	-55,2838	Si, E	1210	40±5
		54	-56,9323	E	302	23 *
		55	-55,121			
56	-55,266					
25	Mn				9300	
		49	-37,72			
		50	-42,6246			
		51	-48,240			
		52	-50,705			
		53	-54,6865			
		54	-55,557			
		55	-57,7100	Si, E	9300	50±2
		56	-56,9087			
		57	-57,62			
58	-56,06					
26	Fe				8,3 · 10 ⁵	18±8
		52	-48,333			
		53	-50,942			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб				
27	Co	54	-56,2517	Si, E	4,83 · 10 ⁴	34 ± 10				
		55	-57,4784							
		56	-60,6094	Si, E			7,61 · 10 ⁵	13,5 ± 2,0		
		57	-60,1838				E	1,82 · 10 ⁴	30 ± 5	
		58	-62,1551	E			2740	4,5 *		
		59	-60,6700							
		60	-61,435							
		61	-59,03							
		61	-59,03							
		27	Co	54			-48,002	E	2210	35 ± 10
				55			-54,0124			
56	-56,0412									
57	-59,3470									
58	-59,8472									
59	-62,2357									
60	-61,6556									
61	-62,920									
62	-61,530									
63	-61,863									
64	-60,1									
28	Ni	56	-53,908	E	4,80 · 10 ⁴	12,4 ± 2				
		57	-56,104							
		58	-60,2350				3,26 · 10 ⁴	17 ± 3		
		59	-61,1626							
		60	-64,4792				E	1,26 · 10 ⁴	7,5 ± 2	
		61	-64,2270							
		62	-66,7519				C	571	(30)	
		63	-65,5215					1760	6 *	
		64	-67,1093				C	518	(10)	
		65	-65,133							
		66	-66,060							
67	-63,20									
67	-63,20									
29	Cu	58	-51,668	E	540	47 ± 7				
		59	-56,363							
		60	-58,352							
		61	-61,9818							
		62	-62,805							
		63	-65,5874				373	49 ± 14 (92)		
		64	-65,4318							
		65	-67,2648				C	167	42 ± 7 (18)	
		66	-66,2598							
		67	-67,302							
		68	-65,42							
69	-65,94									

Продолжение табл. 33

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
30	Zn				1244	41 ± 10
		60	-54,193			
		61	-56,58			
		62	-61,115			
		63	-62,222			
		64	-66,0064			
		65	-65,9141	E	608	50 *
		66	-68,8945	E	346	40 *
		67	-67,8767	C	51,1	160 *
		68	-70,0043	C	231	23 ± 3
		69	-68,4162			
		70	-69,5597	C	7,71	16 *
	71	-67,332				
	72	-68,131				
31	Ga				48	115 ± 20
		63	-56,7			
		64	-58,934			
		65	-62,655			
		66	-63,719			
		67	-66,876			
		68	-67,085			
		69	-69,3230	E	29,0	130 ± 30
		70	-68,9060			
		71	-70,1381	C	19,0	120 ± 30 (60)
			72	-68,5876		
	73	-69,74				
	74	-67,92				
32	Ge				115	74 ± 7
		65	-56,4			
		66	-61,617			
		67	-62,45			
		68	-66,698			
		69	-67,0975			
		70	-70,5595	E	23,6	84 *
		71	-69,9030			
		72	-72,5807	E	31,5	65 *, 40
		73	-71,2932	C	8,92	270 *
		74	-73,4224	E	42,0	34 ± 20
		75	-71,841			
		76	-73,2123	C	8,92	53 ± 10
			77	-71,16		
	78	-71,78				
	79	-69,39				
33	As				6,6	
		69	-63,13			
		70	-64,338			
		71	-67,894			
		72	-68,230			
	73	-70,954				

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		74	-70,8587			
		75	-73,0297	S, R	6,6	490±100
		76	-72,2862			
		77	-73,917			
		78	-72,76			
		79	-73,69			
		80	-71,76			
		81	-72,59			
34	Se				67,2	94±8
		71	-62,9			
		72	-67,6			
		73	-68,214			
		74	-72,213	P	0,58	160 *
		75	-72,1649			
		76	-75,2546	S	6,06	100 *
		77	-74,6014	S, R	5,09	340 *
		78	-77,0268	S, R	15,8	60 *
		79	-75,933			
		80	-77,7570	S, R	33,5	20±12
		81	-76,387			
		82	-77,587	R	6,18	36±15
		83	-75,440			
		84	-75,92			
35	Br				13,5	600±60
		73	-63,5			
		74	-65,2			
		75	-69,155			
		76	-70,2			
		77	-73,2369			
		78	-73,453			
		79	-76,0741	S, R	6,82	600±150
		80	-75,8853			
		81	-77,974	S, R	6,68	460±80
		82	-77,503			
		83	-79,018			
		84	-77,73			
		85	-78,67			
		86	-76,0			
		87	-74,2			
36	Kr				46,8	
		74	-62,1			
		75	-64,1			
		76	-69,2			
		77	-70,237			
		78	-74,147	P	0,166	250 * 500
		79	-74,443			
		80	-77,896	S, P	1,06	140 * 280
		81	-77,68			
		82	-80,591	S	5,41	80 * 200

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы. МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		83	-79,987	S, R	5,41	225 * 670
		84	-82,4332	S, R	26,6	28 * 60
		85	-81,4726			
		86	-83,2613	R	8,13	9 * 20
		87	-80,700			
		88	-79,70			
		89	-76,560			
		90	-74,89			
		91	-71,5			
37	Rb				5,88	160±20
		79	-70,92			
		80	-72,1			
		81	-75,42			
		82	-76,194			
		83	-78,949			
		84	-79,753			
		85	-82,1596	S, R	4,16	215±20
		86	-82,7383			
		87	-84,5926	R	1,72	24±4
		88	-82,604			
		89	-81,710			
		90	-79,30			
		91	-78,00			
		92	-75,0			
		93	-73,1			
38	Sr				26,9	120±40
		81	-71,6			
		82	-75,6			
		83	-76,699			
		84	-80,6398	P	0,151	330 *
		85	-81,096			
		86	-84,5094	S	2,65	74±7
		87	-84,8661	S	1,77	109±9
		88	-87,9076	S, R	22,2	6,9±2,5
		89	-86,196			
		90	-85,9279			
		91	-83,684			
		92	-82,92			
		93	-79,95			
		94	-78,74			
		95	-75,5			
39	Y				4,8	
		83	-72,2			
		84	-73,690			
		85	-77,836			
		86	-79,336			
		87	-82,984			
		88	-84,289			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Присхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		89	-87,6856	S, R	4,8	21±4
		90	-86,4739			
		91	-86,349			
		92	-84,834			
		93	-84,254			
		94	-82,26			
		95	-81,236			
		96	-78,6			
		97	-76,8			
40	Zr				28	25±10
		85	-72,9	S, R	14,4	12±2
		86	-77,9			
		87	-79,484			
		88	-83,61			
		89	-84,851			
		90	-88,7626			
		91	-87,8935			
		92	-88,4569			
		93	-87,1437			
		94	-87,2631			
		95	-85,666			
		96	-85,426			
		97	-82,933			
		98	-81,273			
		99	-78,4			
		100	-77,1			
		101	-72,9			
				R	0,784	30±12
41	Nb				1,4	
		87	-74,3	S, R	1,4	285±30
		88	-76,4			
		89	-80,98			
		90	-82,652			
		91	-86,632			
		92	-86,453			
		93	-87,2071			
		94	-86,3643			
		95	-86,7885			
		96	-85,609			
		97	-85,605			
		98	-83,51			
		99	-82,9			
		100	-80,2			
		101	-79,4			
		102	-76,2			
42	Mo				4,0	160±20
		88	-71,8			
		89	-75,01			
		90	-80,165			
		91	-82,188			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		92	-86,8084	P	0,634	50 *
		93	-86,809			
		94	-88,4099	P	0,362	80 *
		95	-87,7133	S, R	0,629	430±50
		96	-88,7959	S	0,661	90±10
		97	-87,5402	S, R	0,378	350±50
		98	-88,1109	S, R	0,951	150±40, 110
		99	-85,956			
		100	-86,1851	R	0,385	100±40
		101	-83,504			
		102	-83,6			
		103	-80,5			
		104	-80,2			
43	Tc	91	-76,6			
		92	-78,86			
		93	-83,623			
		94	-84,150			
		95	-86,012			
		96	-85,86			
		97	-87,195			
		98	-86,52			
		99	-87,328			800 *
		100	-85,85			
		101	-86,325			
		102	-84,6			
		103	-84,90			
		104	-82,8			
		105	-82,53			
		106	-79,8			
44	Ru	93	-77,4		1,9	(550)
		94	-82,569			
		95	-83,450			
		96	-86,073	P	0,105	270±60
		97	-86,04			
		98	-88,223	P	0,0355	300 *
		99	-87,6202	S, R	0,242	1240 *
		100	-89,2219	S	0,240	290 *
		101	-87,9557	S, R	0,324	1120 *
		102	-89,1002	S, R	0,601	330±50
		103	-87,253			
		104	-88,094	R	0,353	120±60
		105	-85,930			
		106	-86,323			
		107	-83,71			
		108	-83,7			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб		
45	Rh	95	-78,4		0,4			
		96	-79,630					
		97	-82,55					
		98	-83,166					
		99	-85,568					
		100	-85,592					
		101	-87,402					
		102	-86,778					
		103	-88,016	S, R		0,4	900±100	
		104	-86,944					
		105	-87,847					
		106	-86,362					
46	Pd	107	-86,86		1,3	440±40		
		108	-85,0					
		109	-85,1					
		110	-82,94					
		97	-77,7					
		98	-81,4					
		99	-82,163					
		100	-85,2					
		101	-85,412					
		102	-87,927	P			0,0125	320 *
		103	-87,463					
		104	-89,411	S			0,143	270 *
105	-88,413	S, R	0,289	1130 *				
106	-89,902	S, R	0,355	230 *				
107	-88,373							
108	-89,526	S, R	0,347	200±60				
109	-87,606							
110	-88,340	R	0,154	170±70				
111	-86,02							
112	-86,28							
47	Ag	99	-76,13		0,45	920±100		
		100	-77,9					
		101	-81,0					
		102	-82,367					
		103	-84,78					
		104	-85,311					
		105	-87,078					
		106	-86,928					
		107	-88,408	S, R			0,231	1150±150
		108	-87,605					
		109	-88,7215	S, R			0,219	620±50
		110	-87,4555					
111	-88,224							
112	-86,58							

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб	
48	Cd	113	-87,035				
		114	-85,0				
		115	-84,91				
		116	-82,4				
			101	-75,5		1,48	340±50
			102	-79,5			
			103	-80,4			
			104	-84,0			
			105	-84,28			
			106	-87,1302	P	0,0180	210 *
			107	-86,991			
			108	-89,2480	P	0,0130	210 *
			109	-88,539			
			110	-90,3464	S	0,124	210 *
			111	-89,2516	S, R	0,189	840 *
			112	-90,5769	S, R	0,356	210 *
			113	-89,0449	S, R	0,181	840 *
			114	-90,0142	S, R	0,427	200±40
			115	-88,090			
	116	-88,7150	R	0,112	220±40		
	117	-86,408					
	118	-86,704					
	119	-84,21					
49	In	102	-69,7		0,189	760±80	
		103	-73,8				
		104	-75,5				
		105	-79,2				
		106	-80,390				
		107	-83,50				
		108	-84,10				
		109	-86,520				
		110	-86,42				
		111	-88,426				
		112	-87,989				
		113	-89,342	P, S	0,008	220±70	
		114	-88,584				
		115	-89,541	S, R	0,181	800±100	
		116	-88,248				
		117	-88,929				
		118	-87,45				
119	-87,714						
120	-85,5						
121	-85,82						
122	-83,2						
123	-83,42						
124	-80,8						

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб	
50	Sn				3,6	95±15	
		103	-65,9				
		104	-70,9				
		105	-72,6				
		106	-77,1				
		107	-78,2				
		108	-82,0				
		109	-82,7				
		110	-85,824				
		111	-85,918				
		112	-88,648		P	0,0346	180 *
		113	-88,317				
		114	-90,565		P	0,0238	130 *
		115	-90,027		P, S	0,0126	550 *
		116	-91,5218		S	0,515	100±15
		117	-90,3926		S, R	0,274	420±30
		118	-91,6483		S, R	0,865	63±5
		119	-90,0616		S, R	0,309	260±40
		120	-91,0943		S, R	1,18	50±15
		121	-89,2027				
		122	-89,9356		R	0,170	23±5 (165)
		123	-87,809				
		124	-88,229		R	0,214	23±4 (180)
		125	-85,890				
		126	-86,013				
		127	-83,5				
		128	-83,40				
		51	Sb				0,316
105	-63,2						
106	-65,7						
107	-70,1						
108	-72,2						
109	-76,0						
110	-77,6						
111	-81,0						
112	-81,85						
113	-84,419						
114	-84,87						
115	-86,997						
116	-87,02						
117	-88,64						
118	-87,953						
119	-89,483						
120	-88,414						
121	-89,5899		S, R	0,181	740±100		
122	-88,3256						
123	-89,2191		S, R	0,135	440±50		
124	-87,6142						
125	-88,262						

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		126	-86,33			
		127	-86,708			
		128	-84,70			
		129	-84,591			
		130	-82,3			
		131	-82,1			
		132	-79,6			
		133	-79,0			
52	Te				6,42	97±9 (204)
		107	-60,0			
		108	-65,3			
		109	-67,4			
		110	-72,1			
		111	-73,6			
		112	-77,7			
		113	-78,5			
		114	-82,2			
		115	-82,46			
		116	-85,46			
		117	-85,15			
		118	-87,7			
		119	-87,189			
		120	-89,402	P	0,0057	400 *
		121	-88,6			
		122	-90,3038	S	0,158	270±30
		123	-89,1620	S	0,056	820±30
		124	-90,5141	S	0,296	150±20
		125	-89,0273	S, R	0,449	430±30
		126	-90,0649	S, R	1,20	82±8
		127	-88,289			
		128	-88,9889	R	2,04	32,5±5
		129	-87,004			
		130	-87,3454	R	2,21	13,5±2,0
		131	-85,191			
		132	-85,193			
		133	-82,90			
		134	-82,6			
		135	-77,8			
53	I				1,09	
		113	-71,3			
		114	-73,5			
		115	-77,0			
		116	-78,2			
		117	-80,84			
		118	-81,6			
		119	-84,0			
		120	-84,1			
		121	-86,2			
		122	-86,16			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		123	-87,96			
		124	-87,354			
		125	-88,8793			
		126	-87,914			
		127	-88,9814	S, R	1,09	760±50
		128	-97,7351			
		129	-88,503			
		130	-86,888			
		131	-87,4432			
		132	-85,698			
		133	-85,86			
		134	-83,97			
		135	-83,776			
		136	-79,42			
		137	-76,8			
54	Xe				5,38	
		115	-69,5			
		116	-73,7			
		117	-74,8			
		118	-78,2			
		119	-79,0			
		120	-81,9			
		121	-82,4			
		122	-85,1			
		123	-85,29			
		124	-87,45	P	0,00678	1200 *
		125	-87,14			
		126	-89,165	P	0,00619	800 *
		127	-88,317			
		128	-89,8601	S	0,117	300 *
		129	-88,694	S, R	1,48	760 *
		130	-89,8801	S	0,229	100 *
		131	-88,4140	S, R	1,15	250 *
		132	-89,2784	S, R	1,40	36 *
		133	-87,660			
		134	-88,123	R	0,547	13 *
		135	-86,502			
		136	-86,423	R	0,451	5 *
		137	-82,213			
		138	-80,1			
		139	-75,98			
		140	-73,2			
55	Cs				0,387	
		123	-81,1			
		124	-81,6			
		125	-84,07			
		126	-84,2			
		127	-86,227			
		128	-85,953			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, Мэв	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		129	-87,6			
		130	-86,857			
		131	-88,059			
		132	-87,179			
		133	-88,087	S, R	0,387	700±40
		134	-86,906			
		135	-87,659			
		136	-86,356			
		137	-86,561			
		138	-82,9			
		139	-80,78			
		140	-77,54			
		141	-74,9			
		142	-71,1			
56	Ba				4,8	61±5
		125	-79,6			
		126	-82,4			
		127	-82,7			
		128	-85,2			
		129	-85,2			
		130	-87,297	P	0,00485	2000 *
		131	-86,719			
		132	-88,451	P	0,00466	650 *
		133	-87,572			
		134	-88,965	S	0,116	155 †
		135	-87,868	S, R	0,316	315 *
		136	-88,904	S	0,375	37 *
		137	-87,734	S, R	0,543	76 *
		138	-88,274	S, R	3,44	8±2,5
		139	-84,926			
		140	-83,241			
		141	-79,97			
		142	-77,77			
		143	-74,0			
		144	-71,8			
57	La				0,445	44±4
		127	-77,7			
		128	-78,4			
		129	-81,2			
		130	-81,6			
		131	-83,76			
		132	-83,74			
		133	-85,7			
		134	-85,255			
		135	-86,83			
		136	-86,03			
		137	-87,2			
		138	-86,480	P	0,00041	
		139	-87,186	S, R	0,445	44±4, 48

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, Мэв	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		140	-84,276			
		141	-82,969			
		142	-79,970			
		143	-78,21			
		144	-74,9			
		145	-72,9			
		146	-69,4			
58	Ce				1,18	35±5
		131	-79,5			
		132	-82,3			
		133	-82,4			
		134	-84,7			
		135	-84,5			
		136	-86,462	P	0,00228	100 *
		137	-86,0			
		138	-87,536	P	0,00295	30 *
		139	-86,911			
		140	-88,042	S, R	1,04	3±3, 12
		141	-85,399			
		142	-84,487	R	0,131	360±60 (450)
		143	-81,593			
		144	-80,403			
		145	-77,11			
		146	-75,74			
		147	-72,2			
		148	-70,7			
59	Pr				0,149	
		134	-78,6			
		135	-80,9			
		136	-81,3			
		137	-83,3			
		138	-83,099			
		139	-84,799			
		140	-84,654			
		141	-85,980	S, R	0,149	110±20
		142	-83,752			
		143	-83,038			
		144	-80,719			
		145	-79,599			
		146	-76,82			
		147	-75,43			
		148	-72,5			
		149	-71,38			
		150	-68,7			
60	Nd				0,78	
		136	-78,8			
		137	-79,3			
		138	-81,8			

Продолжение табл. 3^о

z	Элемент	A	Избыток массы, Мэв	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		139	-82,0			
		140	-84,18			
		141	-84,175			
		142	-85,916	S	0,211	70 *
		143	-83,970	S, R	0,0949	425 *
		144	-83,716	S, R	0,186	100 *
		145	-81,404	S, R	0,0647	600 *
		146	-80,898	S, R	0,134	150 *
		147	-78,129			
		148	-77,381	R	0,0447	210±80
		149	-74,377			
		150	-73,662	R	0,0438	240±150
		151	-70,899			
		152	-70,126			
61	Pm	139	-77,5			
		140	-78,3			
		141	-80,45			
		142	-81,10			
		143	-82,901			
		144	-81,34			
		145	-81,234			
		146	-79,421			
		147	-79,023			2000 *
		148	-76,852			
		149	-76,046			
		150	-73,53			
		151	-73,365			
		152	-71,35			
		153	-70,74			
		154	-68,4			
62	Sm	141	-76,1		0,226	920±50
		142	-79,05			
		143	-79,422			
		144	-81,904	P	0,00698	120±55
		145	-80,596			
		146	-80,947			
		147	-79,248	S, R	0,0349	1150±190
		148	-79,317	S	0,0254	260±50
		149	-77,118	S, R	0,0313	1620±280
		150	-77,033	S	0,0168	370±70
		151	-74,553			
		152	-74,749	R	0,0604	450±50
		153	-72,544			
		154	-72,451	R	0,0513	380±60
		155	-70,193			
		156	-69,359			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб		
63	Eu				0,085	3350±150		
		143	-74,42					
		144	-75,577					
		145	-77,876					
		146	-77,075					
		147	-77,486					
		148	-76,217					
		149	-76,4					
		150	-74,719					
		151	-74,629	S, R			0,0406	3600±500
		152	-72,863					
		153	-73,347	S, R			0,0444	2700±300
		154	-71,713					
		155	-71,818					
		156	-70,072					
		157	-69,461					
		158	-67,25					
159	-65,92							
160	-63,5							
64	Gd				0,297	940±50		
		144	-71,9					
		145	-72,9					
		146	-75,9					
		147	-75,158					
		148	-76,207					
		149	-75,072					
		150	-75,728					
		151	-74,165					
		152	-74,691	P			0,000594	500 *
		153	-73,106					
		154	-73,691	S			0,00639	520 *
		155	-72,065	S, R			0,0437	2280 *
		156	-72,524	S, R			0,0608	470 *
		157	-70,821	S, R			0,0466	2070 *
		158	-70,680	S, R			0,0739	540±70
		159	-68,553					
160	-67,934	R	0,0650	100±30				
161	-65,494							
162	-64,29							
65	Tb				0,055			
		146	-67,8					
		147	-70,6					
		148	-70,59					
		149	-71,375					
		150	-71,060					
		151	-71,557					
		152	-70,871					
		153	-71,3					
		154	-70,3					

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы. МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		155	-71,220			
		156	-70,2			
		157	-70,757			
		158	-69,440			
		159	-69,503	S, R	0,055	2200±200
		160	-67,813			
		161	-67,445			
		162	-65,69			
		163	-64,67			
		164	-62,59			
66	Dy				0,36	730±40
		148	-67,8			
		149	-67,5			
		150	-69,1			
		151	-68,552			
		152	-70,057			
		153	-69,090			
		154	-70,356			
		155	-69,121			
		156	-70,491	D	0,000189	870 *
		157	-69,394			
		158	-70,384	P	0,000325	770 *
		159	-69,138			
		160	-69,648	S	0,00826	650 *
		161	-68,027	S, R	0,0680	2800±300
		162	-68,151	S, R	0,0919	470±50
		163	-66,351	S, R	0,0899	1600±300
		164	-65,934	S, R	0,101	180±40
		165	-63,577			
		166	-62,563			
67	Ho				0,079	
		149	-61,6			
		150	-62,0			
		151	-63,5			
		152	-63,67			
		153	-64,832			
		154	-64,598			
		155	-65,8			
		156	-65,4			
		157	-66,9			
		158	-66,407			
		159	-67,4			
		160	-66,728			
		161	-67,21			
		162	-65,981			
		163	-66,342			
		164	-64,955			
		165	-64,873	S, R	0,079	1250±150 (2000)
		166	-63,044			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы. МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		167	-62,298			
		168	-60,20			
		169	-58,75			
		170	-56,39			
68	Er				0,255	750±50
		150	-57,9			
		151	-58,2			
		152	-60,4			
		153	-60,2			
		154	-62,4			
		155	-62,01			
		156	-63,7			
		157	-63,0			
		158	-64,9			
		159	-64,3			
		160	-65,9			
		161	-65,161			
		162	-66,299	P	0,000306	900 *
		163	-65,134			
		164	-65,918	P, S	0,00351	750 *
		165	-64,501			
		166	-64,904	S, R	0,0752	560 *
		167	-63,268	S, R	0,0516	2000 *
		168	-62,968	S, R	0,0609	400 *
		169	-60,899			
		170	-60,091	R	0,0335	250±30
		171	-57,700			
		172	-56,480			
		173	-53,42			
69	Tm				0,034	
		151	-50,9			
		152	-51,9			
		153	-53,9			
		154	-54,5			
		155	-56,3			
		156	-56,7			
		157	-58,2			
		158	-58,3			
		159	-60,1			
		160	-60,1			
		161	-61,64			
		162	-61,60			
		163	-62,717			
		164	-61,956			
		165	-62,936			
		166	-61,869			
		167	-62,521			
		168	-61,27			
		169	-61,251	S, R	0,034	1500±200

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		170	-59,773			
		171	-59,190			
		172	-57,369			
		173	-56,215			
		174	-53,87			
		175	-52,28			
		176	-49,34			
70	Yb				0,216	600±50
		153	-47,3			
		154	-50,0			
		155	-50,4			
		156	-53,1			
		157	-53,2			
		158	-55,3			
		159	-55,1			
		160	-57,3			
		161	-57,1			
		162	-59,3			
		163	-59,0			
		164	-60,9			
		165	-60,184			
		166	-61,609			
		167	-60,566			
		168	-61,549	P	0,000292	700 *
		169	-60,344			
		170	-60,741	S	0,00654	510 *
		171	-59,287	S, R	0,0309	1320 *
		172	-59,239	S, R	0,0471	380 *
		173	-57,535	S, R	0,0348	990 *
		174	-56,933	S, R	0,0688	275 *
		175	-54,681			
		176	-53,485	R	0,0275	200±50
		177	-50,975			
		178	-49,5			
71	Lu				0,036	1400±300 (3700)
		155	-42,7			
		156	-43,9			
		157	-46,3			
		158	-47,1			
		159	-48,9			
		160	-49,5			
		161	-51,6			
		162	-52,2			
		163	-54,2			
		164	-54,5			
		165	-56,2			
		166	-56,1			
		167	-57,50			
		168	-57,19			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		169	-58,074			
		170	-57,301			
		171	-57,9			
		172	-56,7			
		173	-56,845			
		174	-55,562			
		175	-55,149	S, R	0,0351	1460±110
		176	-53,370	S	0,00108	2250±200
		177	-52,371			
		178	-50,17			
		179	-49,10			
		180	-46,47			
72	Hf				0,21	600±50
		157	-39,0			
		158	-42,2			
		159	-42,7			
		160	-45,2			
		161	-45,5			
		162	-48,2			
		163	-48,6			
		164	-51,1			
		165	-51,1			
		166	-53,4			
		167	-53,2			
		168	-55,2			
		169	-54,70			
		170	-56,1			
		171	-55,3			
		172	-56,3			
		173	-55,2			
		174	-55,760	P	0,00038	800 *
		175	-54,542			
		176	-54,559	S	0,0109	640±160
		177	-52,868	S, R	0,0389	110 *
		178	-52,422	S, R	0,0570	370 *
		179	-50,450	S, R	0,0289	960 *
		180	-49,766	S, R	0,0740	290±80
		181	-47,389			
		182	-45,90			
		183	-43,219			
73	Ta				0,021	800±80
		163	-41,5			
		164	-42,5			
		165	-44,9			
		166	-45,6			
		167	-47,8			
		168	-48,2			
		169	-50,1			
		170	-50,1			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		171	-51,6			
		172	-51,3			
		173	-52,3			
		174	-51,8			
		175	-52,3			
		176	-51,46			
		177	-51,710			
		178	-50,51			
		179	-50,331			
		180	-48,840	P	0,00000258	
		181	-48,412	S, R	0,0210	800±80
		182	-46,403			
		183	-45,259			
		184	-42,637			
		185	-41,38			
		186	-38,58			
74	W				0,16	290±30
		165	-37,8			
		166	-40,6			
		167	-41,4			
		168	-44,0			
		169	-44,3			
		170	-46,6			
		171	-46,6			
		172	-48,5			
		173	-48,3			
		174	-49,9			
		175	-49,3			
		176	-50,5			
		177	-49,7			
		178	-50,42			
		179	-49,2			
		180	-49,65	P	0,000216	270 *
		181	-48,225			
		182	-48,208	S, R	0,0422	260±30
		183	-46,327	S, R	0,0230	550±50
		184	-45,667	S, R	0,0490	180±20
		185	-43,345			
		186	-42,475	R	0,0454	220±20
		187	-39,870			
		188	-38,634			
		189	-35,44			
75	Re				0,053	1420±100 (950)
		167	-33,7			
		168	-35,0			
		169	-37,5			
		170	-38,4			
		171	-40,7			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		172	-41,2			
		173	-43,2			
		174	-43,5			
		175	-45,0			
		176	-45,0			
		177	-46,1			
		178	-45,76			
		179	-46,5			
		180	-45,86			
		181	-46,4			
		182	-45,348			
		183	-45,771			
		184	-44,1			
		185	-43,774	S, R	0,0185	1530±200 (2200)
		186	-41,881			
		187	-41,181	S, R	0,0341	1570±100 (780)
		188	-38,983			
		189	-37,942			
		190	-35,49			
		191	-34,5			
76	Os				0,75	300±40
		169	-29,6			
		170	-32,6			
		171	-33,5			
		172	-36,1			
		173	-36,7			
		174	-39,1			
		175	-39,3			
		176	-41,4			
		177	-41,4			
		178	-43,0			
		179	-42,7			
		180	-44,0			
		181	-43,4			
		182	-44,2			
		183	-43,4			
		184	-44,158	P	0,000135	400 *
		185	-42,759			
		186	-42,958	S	0,00968	330 *
		187	-41,184	S	0,0088	900 *
		188	-41,101	S, R	0,0998	275 *
		189	-38,952	S, R	0,121	765 *
		190	-38,674	S, R	0,198	230 * (750)
		191	-36,362			
		192	-35,850	R	0,308	(200)
		193	-33,367			
		194	-32,397			
		195	-29,9			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
77	Ir	171	-25,2		0,717	1120±200
		172	-26,6			
		173	-29,3			
		174	-30,4			
		175	-32,7			
		176	-33,6			
		177	-35,6			
		178	-36,0			
		179	-37,6			
		180	-37,9			
		181	-39,1			
		182	-39,0			
		183	-40,0			
		184	-39,44			
		185	-40,3			
		186	-39,127			
		187	-39,7			
		188	-38,268			
		189	-38,5			
		190	-36,62			
191	-36,672	S, R	0,267	1900±300		
192	-34,799					
193	-34,499	S, R	0,450	600±80		
194	-32,494					
195	-31,851					
196	-29,46					
197	-28,41					
198	-25,51					
78	Pt	173	-20,8		1,4	470±60
		174	-24,0			
		175	-25,0			
		176	-27,9			
		177	-28,7			
		178	-31,1			
		179	-31,6			
		180	-33,7			
		181	-33,8			
		182	-35,6			
		183	-35,5			
		184	-36,9			
		185	-36,5			
		186	-37,5			
187	-36,8					
188	-37,728					
189	-36,5					
190	-37,293	P	0,000178	770 *		
191	-35,672					

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение. мб
		192	-36,256	S	0,0109	490 *
		193	-34,438			
		194	-34,733	S, R	0,461	310 *
		195	-32,786	S, R	0,473	780 *
		196	-32,635	S, R	0,354	160±40
		197	-30,414			
		198	-29,906	R	0,101	185±20
		199	-27,406			
		200	-26,6			
		201	-23,50			
79	Au				0,202	
		177	-20,6			
		178	-21,9			
		179	-24,3			
		180	-25,4			
		181	-27,4			
		182	-28,1			
		183	-29,7			
		184	-30,1			
		185	-31,5			
		186	-31,5			
		187	-32,7			
		188	-32,4			
		189	-33,5			
		190	-32,9			
		191	-33,8			
		192	-32,742			
		193	-33,4			
		194	-32,224			
		195	-32,557			
		196	-31,153			
		197	-31,161	S, R	0,202	600±50
		198	-29,602			
		199	-29,099			
		200	-27,31			
		201	-26,16			
		202	-23,85			
		203	-22,8			
		204	-20,19			
80	Hg				0,4	250±60
		179	-16,1			
		180	-19,3			
		181	-20,1			
		182	-22,7			
		183	-23,4			
		184	-25,6			
		185	-25,9			
		186	-28,0			
		187	-27,9			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		188	-29,5			
		189	-29,4			
		190	-30,9			
		191	-30,5			
		192	-31,8			
		193	-31,1			
		194	-32,174			
		195	-31,2			
		196	-31,837	P	0,000584	360 *
		197	-30,746			
		198	-30,975	S	0,0408	250 *, 125
		199	-29,552	S, R	0,0674	630 *
		200	-29,509	S, R	0,0925	175 *
		201	-27,662	S, R	0,0529	450 *
		202	-27,346	S, R	0,119	50±15
		203	-25,267			
		204	-24,686	R	0,0274	150±50
		205	-22,282			
		206	-20,937			
81	Tl				0,192	70±5
		187	-21,5			
		188	-21,9			
		189	-23,6			
		190	-23,9			
		191	-25,5			
		192	-25,5			
		193	-26,9			
		194	-26,7			
		195	-28,0			
		196	-27,4			
		197	-28,4			
		198	-27,51			
		199	-28,1			
		200	-27,055			
		201	-27,25			
		202	-26,109			
		203	-25,758	S, R	0,0567	170±30
		204	-24,342			
		205	-23,811	S, R	0,135	48±10
		206	-22,244			
		207	-21,014			
		208	-16,749			
		209	-13,632			
		210	-9,224			
82	Pb				4	4,6±1,5
		189	-17,0			
		190	-19,2			
		191	-19,5			
		192	-21,5			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		193	-21,6			
		194	-23,5			
		195	-23,4			
		196	-25,0			
		197	-24,6			
		198	-26,0			
		199	-25,4			
		200	-26,4			
		201	-25,5			
		202	-26,059			
		203	-24,776			
		204	-25,105	S	0,0788	43±5
		205	-23,768			
		206	-23,777	S, R	0,753	9,6±3,0
		207	-22,446	S, R	0,824	8,7±3,0
		208	-21,743	S, R	2,34	0,33±0,07
		209	-17,609			
		210	-14,720			
		211	-10,463			
		212	-7,544			
		213	-3,1			
		214	-0,147			
83	Bi				0,143	
		191	-12,4			
		192	-12,9			
		193	-15,0			
		194	-15,4			
		195	-17,3			
		196	-17,4			
		197	-19,1			
		198	-19,1			
		199	-20,5			
		200	-20,4			
		201	-21,5			
		202	-20,9			
		203	-21,59			
		204	-20,7			
		205	-21,064			
		206	-20,125			
		207	-20,041			
		208	-18,875			
		209	-13,257	S, R	0,143	12,1±4,0
		210	-14,783			
		211	-11,839			
		212	-8,117			
		213	-5,226			
		214	-1,183			
		215	1,73			
		216	6,0			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
84	Po	193	-7,4			
		194	-9,8			
		195	-10,3			
		196	-12,5			
		197	-12,8			
		198	-14,7			
		199	-14,9			
		200	-16,6			
		201	-16,4			
		202	-17,9			
		203	-17,4			
		204	-18,5			
		205	-17,7			
		206	-18,308			
		207	-17,132			
		208	-17,464			
		209	-16,364			
		210	-15,944			
		211	-12,429			
		212	-10,364			
213	-6,647					
214	-4,460					
215	-0,514					
216	1,786					
217	6,0					
218	8,390					
85	At	196	-3,3			
		197	-5,5			
		198	-6,1			
		199	-8,1			
		200	-8,4			
		201	-10,2			
		202	-10,4			
		203	-11,9			
		204	-11,9			
		205	-13,0			
		206	-12,6			
		207	-13,29			
		208	-12,5			
		209	-12,882			
		210	-12,069			
		211	-11,637			
		212	-8,624			
213	-6,578					
214	-3,409					
215	-1,254					
216	2,260					
217	4,398					

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
		218	8,117			
		219	10,54			
		220	14,2			
86	Rn	200	-3,0			
		201	-3,5			
		202	-5,6			
		203	-5,8			
		204	-7,7			
		205	-7,6			
		206	-9,1			
		207	-8,8			
		208	-9,8			
		209	-9,1			
		210	-9,723			
		211	-8,741			
		212	-8,648			
		213	-5,696			
		214	-4,310			
		215	-1,165			
		216	0,262			
		217	3,666			
		218	5,232			
		219	8,856			
		220	10,616			
		221	14,4			
		222	16,402			
87	Fr	203	1,6			
		204	1,1			
		205	-0,8			
		206	-1,1			
		207	-2,6			
		208	-2,7			
		209	-3,8			
		210	-3,5			
		211	-4,20			
		212	-3,6			
		213	-3,554			
		214	-1,056			
		215	0,331			
		216	2,976			
		217	4,318			
		218	7,013			
		219	8,614			
		220	11,483			
		221	13,280			
		222	16,364			
		223	18,406			
		224	21,7			

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
88	Ra	206	4,3			
		207	3,9			
		208	2,0			
		209	2,0			
		210	0,5			
		211	0,7			
		212	-0,3			
		213	0,2			
		214	-0,026			
		215	2,547			
		216	3,257			
		217	5,890			
		218	6,662			
		219	9,392			
		220	10,279			
		221	12,974			
		222	14,336			
		223	17,257			
		224	18,828			
225	22,011					
226	23,694					
227	27,201					
228	28,962					
229	32,7					
230	34,6					
89	Ac	209	9,4			
		210	8,9			
		211	7,5			
		212	7,3			
		213	6,1			
		214	6,3			
		215	5,97			
		216	8,0			
		217	8,7			
		218	10,746			
		219	11,582			
		220	13,748			
		221	14,529			
		222	16,569			
223	17,821					
224	20,231					
225	21,639					
226	24,327					
227	25,871					
228	28,907					
229	30,7					
230	33,8					
231	33,93					
232	39,2					

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение мб
90	Th	213	12,2		0,058	
		214	10,7			
		215	10,8			
		216	10,2			
		217	12,0			
		218	12,3			
		219	14,4			
		220	14,7			
		221	16,943			
		222	17,215			
		223	19,271			
		224	20,008			
		225	22,319			
		226	23,212			
		227	25,827			
91	Pa	228	26,770			
		229	29,604			
		230	30,886			
		231	33,829			
		232	35,467	R	0,058	500±100
		233	38,752			
		234	40,645			
		222	21,87			
		223	22,352			
		224	23,799			
225	24,331					
226	25,980					
227	26,827					
228	28,883					
229	29,899					
230	32,190					
92	U	231	33,443			
		232	35,953	R		
		233	37,508			
		234	40,382			
		235	42,33			
		236	45,56			
		237	47,71			
		238	51,30			
		227	28,9			
		228	29,236			
229	31,216					
230	31,628					
231	33,80					
232	34,608					
233	36,937					
234	38,168					
235	40,934	R	0,0063	330±40 610 * 860±80		

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхождение	Распространенность	Сечение, мб
		236	42,460			(680)
		237	45,407	R	0,0199	415±50
		238	47,335			
		239	50,604			
		240	52,742			
93	Np	229	33,768			
		230	35,203			
		231	35,65			
		232	37,3			
		233	38,0			
		234	39,976			
		235	41,057			
		236	43,437			
		237	44,889			
		238	47,481			
		239	49,326			
		240	52,23			
		241	54,33			
		242	57,5			
94	Pu	232	38,36			
		233	40,057			
		234	40,363			
		235	42,19			
		236	42,900			
		237	45,113			
		238	46,186			
		239	48,602			
		240	50,140			580±60
		241	52,972			600±100
		242	54,742			
		243	57,777			
		244	59,831			
		245	63,182			
		246	65,32			
95	Am	234	44,4			
		235	44,7			
		236	46,0			
		237	46,7			
		238	48,5			
		239	49,406			
		240	51,5			
		241	52,951			
		242	55,494			
		243	57,189			
		244	59,898			
		245	61,922			
		246	64,94			

Продолжение табл. 38

z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
96	Сm	247	67,2			
		248	70,5			
		236	48,0			
		237	49,2			
		238	49,419			
		239	51,1			
		240	51,721			
		241	53,723			
		242	54,827			
		243	57,196			
		244	58,469			
		245	61,020			
		246	62,641			
		247	65,556			
		248	67,417			
249	70,776					
250	73,1					
97	Bk	238	54,2			
		239	54,3			
		240	55,7			
		241	56,1			
		242	57,8			
		243	58,702			
		244	60,7			
		245	61,840			
		246	64,2			
		247	65,500			
		248	68,0			
		249	69,868			
		250	72,970			
251	75,3					
252	78,6					
98	Ci	240	58,1			
		241	59,2			
		242	59,353			
		243	60,9			
		244	61,474			
		245	63,403			
		246	64,121			
		247	66,2			
		248	67,264			
		249	69,742			
		250	71,195			
		251	74,153			
		252	76,059			
253	79,337					
254	81,4					

Продолжение табл. 38

Z	Элемент	A	Избыток массы, МэВ	Происхо- ждение	Распростра- ненность	Сечение, мб
99	Es	244	66,0			
		245	66,4			
		246	68,0			
		247	68,578			
		248	70,3			
		249	71,146			
		250	73,2			
		251	74,517			
		252	77,2			
		253	79,038			
		254	82,021			
		255	84,1			
256	87,3					
100	Fm	246	70,151			
		247	71,6			
		248	71,900			
		249	73,5			
		250	74,094			
		251	76,0			
		252	76,842			
		253	79,373			
		254	80,934			
		255	83,821			
		256	85,518			
		257	88,628			
101	Md	249	77,3			
		250	78,7			
		251	79,1			
		252	80,6			
		253	81,3			
		254	83,4			
		255	84,9			
		256	87,5			
		257	89,1			
102	No	251	82,8			
		252	82,871			
		253	84,3			
		254	84,754			
		255	86,9			
		256	87,82			
257	90,249					
103	Lr	256	91,8			
		257	92,7			

4.1.4. Альфа-распад и другие естественные ядерные реакции

Вслед за Беккерелем [48], обнаружившим, что соли урана испускают частицы, Резерфорд [327] показал, что существует два типа таких радиоактивных частиц: β - и α -частицы, причем первые обладают более высокой проникающей способностью, чем вторые. Впоследствии Резерфорд и Содди [331, 332] показали, что при испускании α -частицы массовое число A уменьшается на четыре, а атомный номер Z — на два. Отсюда следует, что внутри ядра два протона и два нейтрона объединяются и образуют α -частицу, которая представляет собой ядро He^4 с зарядом $Z_\alpha = 2$ и массой $M_\alpha = 4,002603$ а. е. м. Резерфорд и Содди [331, 332] показали также, что если ядро испускает β -частицу, то массовое число остается прежним, а заряд изменяется на единицу. Это означало, что β -частицы были, возможно, электронами и позитронами, что и подтвердилось впоследствии. В самом деле, в различных термоядерных условиях ядро может испускать α -частицу, позитрон β^+ , электрон β^- , нейтрон n , протон p , дейтрон d , ядро трития (тритон) t и ядро гелия-3 He^3 . Ядро может также захватывать многие из этих частиц. Теория бета-распада и электронного захвата рассмотрена в разд. 4.3, посвященном слабым взаимодействиям, а теория альфа-распада излагается ниже.

Энергии α -распада и периоды полураспада многих элементов приводятся на диаграмме нуклидов, составленной учебным центром «Дженерал электрик» в Скенектади, Нью-Йорк. Эта диаграмма содержит также информацию об энергиях и временах жизни других каналов распада, поэтому такая диаграмма оказывается полезным справочным материалом для интерпретации различных путей превращения элементов. Относительное расположение продуктов различных ядерных процессов на диаграмме нуклидов показано на рис. 23. Другим полезным источником информации о ядрах является таблица изотопов, опубликованная Ледерером и др. [254]. Диаграмма нуклидов показывает, что в естественных условиях на Земле обнаружены всего 30 α -радиоактивных нуклидов. Эти нуклиды образуют три радиоактивных ряда (семейства), начинающихся с элементов ${}^{90}\text{Th}^{232}$, ${}^{92}\text{U}^{238}$, ${}^{92}\text{U}^{235}$ и заканчивающихся элементами с $Z \geq 82$. Соответствующие периоды полураспада составляют $1,39 \cdot 10^{10}$, $4,51 \cdot 10^9$ и $7,13 \cdot 10^8$ лет.

Энергия E α -распада, которую определяют как сумму кинетических энергий α -частицы и ядра отдачи, дается формулой

$$E = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M_\alpha] c^2 = \\ = E_\alpha [1 + M_\alpha / M(Z - 2, A - 4)], \quad (4.20)$$

где $M(Z, A)$ — масса ядра (Z, A) , E_α и M_α — соответственно кинетическая энергия и масса α -частицы. В уравнении (4.20) мы пренебрегли массовым эквивалентом энергии связи электронов. Уравнение (4.20) дает максимальное значение энергии E , поскольку в ядре может происходить α -распад в возбужденное состояние с последующим испусканием гамма-кванта. Обычно значение E находится в интервале 4—9 МэВ.

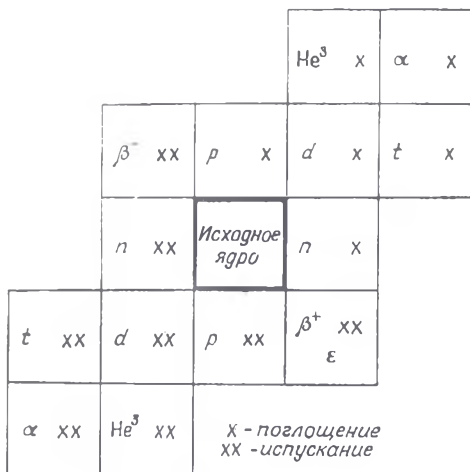


Рис. 23. Относительное расположение продуктов различных ядерных процессов на диаграмме нуклидов. n — нейтроны, p — протоны, d — дейтроны, t — тритий, α — альфа-частицы, β^- — электроны, β^+ — позитроны, ϵ — электронный захват, крестик — поглощение, два крестика — испускание.

Хотя энергия распада E меньше, чем энергия кулоновского барьера ядра, все же существует конечная вероятность вылета α -частицы из ядра в единицу времени λ_α . Часто измеряют период полураспада $\tau_{1/2}$ или среднее время жизни τ :

$$\lambda_\alpha = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}, \tag{4.21}$$

где $\ln 2 \approx 0,69315$. Пусть число ядер, способных к α -распаду, составляет в нулевой момент времени N_0 , тогда число таких ядер N к моменту времени t определяется соотношением

$$N(t) = N_0 \exp[-\lambda_\alpha t], \tag{4.22}$$

или

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda_\alpha N(t).$$

Первая теоретическая формула для λ_α была получена Гамовым [188], а также Гюрнеем и Кондоном [209]. Они предполо-

жили, что потенциальная энергия $V(r)$ α -частицы и ядра имеет вид $V(r) = -V_0$ для $r < R$ и $V(r) = 2(Z-2)e^2/r$ для $r > R$. Здесь r — расстояние между центрами ядра и α -частицы, а радиус ядра R определяется как максимальное расстояние, на котором еще существенны ядерные силы. Эксперименты по рассеянию электронов и нейтронов указывают, что

$$R \approx 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (4.23)$$

Если подставить $V(r)$ в волновое уравнение Шредингера [уравнение (2.126)] и воспользоваться условиями непрерывности при $r = R$, то можно показать [308], что

$$\begin{aligned} \lambda_\alpha &= \frac{2V}{R} \frac{\text{tg } \alpha_0}{f} \exp \left[\frac{-8(Z-2)e^2}{\hbar} \left(\frac{M}{2E} \right)^{1/2} (\alpha_0 - \sin \alpha_0 \cos \alpha_0) \right] \approx \\ &\approx \frac{V}{2R} \{ \exp [2,97(Z-2)^{1/2} R^{1/2} - 3,95(Z-2)E^{-1/2}] \}. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Здесь в приближенном численном соотношении энергия распада E выражена в МэВ, а R — в ферми (1 ферми = 10^{-13} см); приведенная масса M определяется формулой

$$M = M_\alpha M_{Z-2} / (M_\alpha + M_{Z-2}),$$

где M_{Z-2} — масса образующегося ядра; относительная скорость α -частицы и ядра в конечном состоянии дается соотношением

$$V = V_\alpha - V_{Z-2} \approx V_\alpha [1 + (M_\alpha/M_{Z-2})], \quad (4.25)$$

где V_α и V_{Z-2} — соответствующие скорости α -частицы и ядра отдачи, а

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \arccos \left[\frac{4(Z-2)e^2}{VR} \left(\frac{1}{2ME} \right)^{1/2} \right]^{-1/2} \approx \arccos \left[\frac{2(Z-2)e^2}{ER} \right]^{-1/2}, \\ f &= \text{cosec}^2(KR) - \text{ctg}(KR)/KR, \end{aligned}$$

где

$$K \text{ ctg}(KR) = - \frac{MV}{\hbar} \text{tg } \alpha_0,$$

а энергия состояния $E \approx 2(Z-2)e^2/R$. Эксперименты показывают, что уравнение (4.24) довольно хорошо выполняется в случае ядер с четными значениями Z и A для $R = (1,57 \pm 0,015) \times 10^{-13} A^{1/3}$ [см], $E + V_0 = 0,52 \pm 0,01$ МэВ и $KR = 2,986 \pm 0,005$.

4.2. СКОРОСТИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

4.2.1. Определение сечений и соотношение взаимности

По определению сечение σ некоторого процесса есть число реакций в единицу времени, поделенное на число частиц, проходящих через единичную площадку в единицу времени. Сечение

σ_{12} реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ связано с сечением σ_{34} обратной реакции $3 + 4 \rightarrow 1 + 2$ соотношением [62] (модифицированным согласно [176])

$$\frac{\sigma_{34}}{\sigma_{12}} = \frac{(1 + \delta_{34}) g_1 g_2 A_1 A_2 E_{12}}{(1 + \delta_{12}) g_3 g_4 A_3 A_4 E_{34}}, \quad (4.26)$$

где символ Кронекера δ_{12} равен единице, если частицы 1 и 2 тождественны, и нулю, если частицы 1 и 2 различны; статистический вес g_i i -го ядра дается формулой $g_i = 2I_i + 1$, где I_i — спин

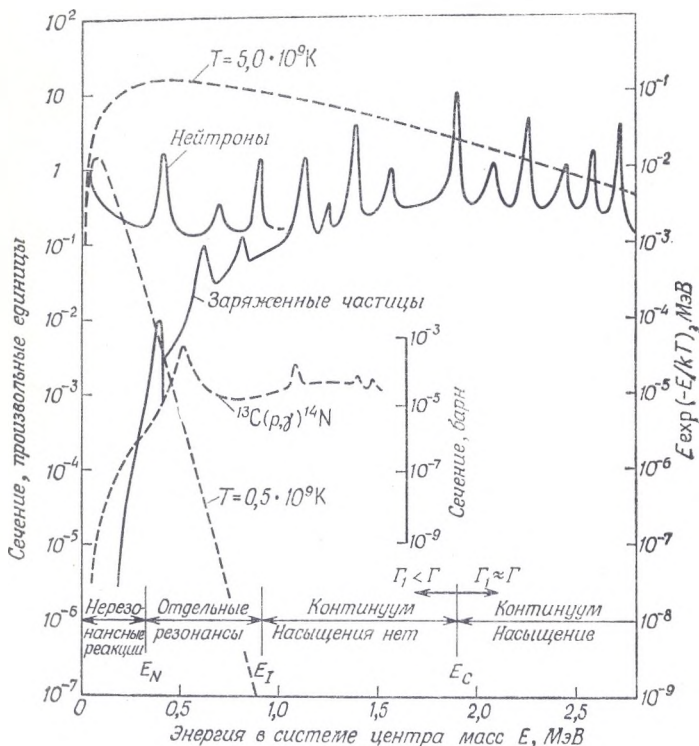


Рис. 24. Схематическое изображение зависимости типичных сечений заряженных частиц и нейтронов от энергии в системе центра масс E вместе с функцией распределения Максвелла (штриховые линии). На рисунке также приведена энергетическая зависимость измеренного сечения реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ (сечение в барнах), в этом случае E означает энергию протона в лабораторной системе. В первом случае кривые взяты из работы [407] (с разрешения Американского астрономического общества и Издательства Чикагского университета), во втором случае — из работы [356].

ядра; A_i — массовое число, а E_{12} и E_{34} — кинетические энергии в системах центров масс частиц 1, 2 и 3, 4 соответственно. При очень высоких температурах ядра могут быть в возбужденных

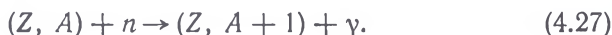
состояниях, находящихся в тепловом равновесии с основными состояниями, и в этом случае следует заменить g_i ядерными статистическими суммами

$$G_i = \sum_j g_{ij} \exp(-E_j/kT),$$

где E_j — энергия возбуждения j -го состояния. На рис. 24 схематически показаны типичные сечения для заряженных частиц и нейтронов, а также функция распределения Максвелла и экспериментальное сечение для реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$.

4.2.2. Нерезонансное сечение захвата нейтрона

Если ядро (Z, A) захватывает нейтрон, то оно превращается в изотоп $(Z, A + 1)$ того же элемента, и при этом может быть испущен фотон γ в реакции



При нормальных условиях в недрах звезды относительная скорость v нейтрона и ядра дается распределением Максвелла. Поэтому удобно определить эффективное сечение $\langle \sigma \rangle$ в соответствии с формулой

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma v \varphi(v) dv}{v_T}, \quad (4.28)$$

где для максвелловской весовой функции $\varphi(v)$ имеем

$$\varphi(v) dv = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{v}{v_T} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{v}{v_T} \right)^2 \right] \frac{dv}{v_T}; \quad (4.29)$$

наиболее вероятная скорость v_T дается формулой

$$v_T = \left(\frac{2kT}{M} \right)^{1/2} \approx 1,284 \cdot 10^4 T^{1/2} \text{ [см/с]}, \quad (4.30)$$

T — температура газа и $M = M_N M_A / (M_N + M_A) \approx M_N = = 1,674920(11) \cdot 10^{-24}$ г — приведенная масса нейтрона. Здесь M_N и M_A — массы нейтрона и ядра соответственно.

У тяжелых элементов с ядрами, более массивными, чем ядра группы железа, эффективное сечение захвата нейтрона $\langle \sigma \rangle$ при наиболее вероятной энергии $kT = 8,6167 \cdot 10^{-5} T$ эВ определяется формулой

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_T \quad (4.31)$$

при $v_T = (1,648 \cdot 10^8 T)^{1/2}$ см/с. В табл. 38 мы приводим значения сечений σ_T , измеренные при 30 кэВ, чему соответствует $T =$

$= 3,48 \cdot 10^8$ К, или $v_T \approx 2,40 \cdot 10^8$ см/с. Значения сечений при других температурах можно вычислить, используя соотношение $\langle \sigma \rangle \propto v_T^{-1} \propto T^{-1/2}$. Некоторые авторы приводят сечение захвата тепловых нейтронов σ_{th} . Эти сечения измеряются при $T = 293$ К, или $v_T = 2,198$ км/с, и $kT = 0,0252$ эВ.

4.2.3. Нерезонансное сечение взаимодействия заряженных частиц

При низких энергиях в нерезонансных взаимодействиях заряженных частиц основную роль играет проникаемость кулоновского барьера, которая рассматривалась впервые в работах Гамова [188] и Гюрнея и Кондона [209, 210]. Поэтому удобно выделить зависимость проникаемости от энергии в форме соответствующего множителя и представить сечение $\sigma(E)$ в виде

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp[-(E_G/E)^{1/2}], \quad (4.32)$$

где для кинетической энергии E в системе центра масс имеем

$$E = \frac{Mv^2}{2} = \frac{M_1 E_{L2}}{M_1 + M_2}, \quad (4.33)$$

приведенная масса M взаимодействующих частиц 1 и 2 дается выражением $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, частицы имеют массы M_1 и M_2 и относительную скорость v , а E_{L2} — энергия частицы 2 в лабораторной системе, где частица 1 покоится.

Энергия Гамова E_G определяется формулой

$$E_G = (2\pi\alpha Z_1 Z_2)^2 (Mc^2/2) = (0,98948 Z_1 Z_2 A^{1/2})^2 [\text{МэВ}]. \quad (4.34)$$

Здесь $\alpha = e^2/(\hbar c) = (137,03602)^{-1}$ — постоянная тонкой структуры, Z_1 и Z_2 — заряды частиц в единицах заряда протона и $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса.

Вдали от ядерных резонансов так называемый астрофизический множитель $S(E)$ является медленно меняющейся функцией энергии E в системе центра масс, и его удобно представить в виде разложения в ряд по степеням энергии:

$$S(E) = S(0) \left[1 + \frac{S'(0)}{S(0)} E + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} E^2 \right], \quad (4.35)$$

где штрих означает дифференцирование по E . В разд. 4.4 мы приводим экспериментальные значения констант в этом выражении для наиболее важных термоядерных реакций в звездах. Вспомогательные величины содержатся в [176, 177]. Если реакция идет на крыльях резонанса, то $S(E)$ можно вычислить, используя результаты измерения резонанса при более высоких энергиях [см. уравнение (4.49)].

4.2.4. Резонансные сечения для нейтронов и заряженных частиц; формула Брейта — Вигнера

Для отдельного резонанса с энергией E_R сечение $\sigma(E)$ ядерной реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + Q$ дается формулой [73]

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{\omega\Gamma_{12}\Gamma_{34}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)} = \frac{0,657}{AE} \frac{\omega\Gamma_{12}\Gamma_{34}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)} \text{ [барн]}. \quad (4.36)$$

Здесь в численном соотношении энергия E в системе центра масс частиц 1 и 2 выражена в МэВ и приведенная длина волны де Бройля $\lambda = \hbar/(Mv)$, где M — приведенная масса частиц 1 и 2, а v — их относительная скорость. Спиновый множитель равен $\omega = (2J + 1)/[(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)]$, где J — спин резонансного состояния, а J_1 и J_2 — соответственно спины частиц 1 и 2. Полная ширина Γ резонансного состояния дается выражением $\Gamma = \hbar/\tau = \Gamma_{12} + \Gamma_{34} + \dots$, где τ — эффективное время жизни состояния. Парциальная ширина Γ_{12} есть ширина упругого испускания частиц 1 и 2, а Γ_{34} — ширина канала образования частиц 3 и 4. Мы приведем подробные формулы для вычисления парциальных ширин в разд. 4.2.7.

4.2.5. Скорость реакции, среднее время жизни и генерация энергии

Скорость реакции между двумя ядрами 1 и 2, движущимися с относительной скоростью v , дается выражением

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \int_0^{\infty} v \sigma(v) \varphi(v) dv = \frac{N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle}{1 + \delta_{12}} \text{ [реакций/(см}^3 \cdot \text{с)]} = \\ &= \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \int_0^{\infty} \left(\frac{2E}{M} \right)^{1/2} \sigma(E) \psi(E) dE \text{ [реакций/(см}^3 \cdot \text{с)],} \end{aligned} \quad (4.37)$$

где $E = Mv^2/2$ — кинетическая энергия в системе центра масс, $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса для ядер с массами M_1 и M_2 , $\sigma(v)$ или $\sigma(E)$ — сечения реакции, N_1 и N_2 — число частиц 1 и 2 в единице объема, $\varphi(v)dv = \psi(E)dE$ — спектр относительных скоростей и δ_{12} — символ Кронекера: $\delta_{12} = 1$, если частицы 1 и 2 тождественны и $\delta_{12} = 0$, если частицы 1 и 2 различны. Для газа плотности ρ число ядер i -го сорта в единице объема N_i часто выражают через концентрацию по массе X_i с помощью соотношения

$$N_i = \rho N_A \frac{X_i}{A_i} \text{ [см}^{-3}\text{]}, \quad (4.38)$$

где $N_A = 6,022169 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро и A_i — атомная масса i в атомных единицах массы.

В случае нерелятивистского невырожденного газа спектр относительных скоростей максвелловский и задается в виде

$$\varphi(v) dv = \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (4.39)$$

или

$$\psi(E) dE = \frac{2E}{\sqrt{\pi} kT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \frac{dE}{(kTE)^{1/2}},$$

где T — температура газа, M — приведенная масса, v — относительная скорость и E — кинетическая энергия в системе центра масс.

Среднее время жизни $\tau_2(1)$ ядра 1 по отношению к взаимодействию с ядром 2 определяется следующим образом:

$$\lambda_2(1) = \frac{1}{\tau_2(1)} = N_2 \langle \sigma v \rangle = \rho N_A \frac{X_2}{A_2} \langle \sigma v \rangle [\text{с}^{-1}], \quad (4.40)$$

где $\lambda_2(1)$ вероятность взаимодействия ядра 1 с ядрами 2 в единицу времени. Генерация энергии ϵ_{12} вследствие прямой реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + Q$ дается выражением

$$\epsilon_{12} = r_{12} Q / \rho \text{ [эрг/(г} \cdot \text{с)],} \quad (4.41)$$

где r_{12} — скорость реакции, Q — энерговыделение и ρ — плотность газа.

4.2.6. Скорости нерезонансных реакций

Из уравнений (4.28), (4.30), (4.31) и (4.37) следует, что выражение для скорости r_{1N} нерезонансной реакции захвата нейтрона имеет вид

$$r_{1N} = N_1 N_N \sigma_T (2kT/M)^{1/2} = N_1 N_N \langle \sigma v \rangle, \quad (4.42)$$

где N_1 и N_N — соответственно числа ядер и нейтронов в единице объема, σ_T — эффективное сечение захвата нейтрона при температуре T (приведенное в табл. 38 для $kT = 30$ кэВ) и $M = M_1 M_N (M_1 + M_N) \approx M_N = 1,674920 \cdot 10^{-24}$ г — приведенная масса. Эффективная энергия и энергетический разброс в реакции захвата нейтрона составляют по порядку величины $kT \approx \approx 0,08617 T_9$ МэВ, где T_9 равно $T/10^9$, а температура T выражена в кельвинах.

Из уравнений (4.32) — (4.35) и (4.37) получаем формулу для скорости нерезонансной реакции заряженных частиц в невырожденном нерелятивистском газе [83, 177]:

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle}{1 + \delta_{12}} = \\ &= \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{8}{\pi M} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int S(E) \exp \left[\left(-\frac{E_G}{E} \right)^{1/2} - \frac{E}{kT} \right] dE = \\ &= \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{2}{M} \right)^{1/2} \frac{\Delta E_0}{(kT)^{3/2}} S_{eff} \exp \left[-\frac{3E_0}{kT} - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right], \quad (4.43) \end{aligned}$$

где N_1 и N_2 — число частиц 1 и 2 в единице объема, символ Кронекера $\delta_{12} = 1$, если частицы 1 и 2 тождественны, и нулю, если частицы 1 и 2 различны. $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса, T — температура. Температура обрезания T_0 вводится в том случае, когда поведение сечения ядерной реакции не соответствует энергетической зависимости проницаемости, даваемой выражением (4.32) [177]. Это условие может иметь место, если эффективная энергия E_0 больше чем энергия E_G [определяемая уравнением (4.34)] либо если существенный вклад в сечение вносит резонанс или континуум.

Подынтегральное выражение в уравнении (4.43) имеет острый максимум (гамовский пик) при эффективной энергии E_0 [181]:

$$E_0 = [\pi \alpha Z_1 Z_2 kT (Mc^2/2)^{1/2}]^{2/3} = 0,1220 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3} T_9^{2/3} \text{ МэВ}, \quad (4.44)$$

где $\alpha = e^2 / (\hbar c) = (137,03602)^{-1}$ — постоянная тонкой структуры, M — приведенная масса, Z_1 и Z_2 — заряды ядер 1 и 2 соответственно в единицах заряда протона, $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса и $T_9 = T / 10^9$, где T — температура. Полная ширина пика в подынтегральной функции в уравнении (4.43) на уровне $1/e$ от максимального значения дается выражением

$$\Delta E_0 = 4 (E_0 kT / 3)^{1/2} = 0,2368 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/6} T_9^{1/6} [\text{МэВ}]. \quad (4.45)$$

Частицы с энергиями, близкими к E_0 и распределенными в интервале ΔE_0 , вносят основной вклад в полную скорость реакции. Для эффективной величины S_{eff} множителя $S(E)$ имеем

$$\begin{aligned} S_{eff} &= S(0) \left[1 + \frac{5kT}{36E_0} + \frac{S'(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{35}{36} kT \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} \left(E_0^2 + \frac{89}{36} E_0 kT \right) \right] [\text{МэВ} \cdot \text{б}], \quad (4.46) \end{aligned}$$

где штрих означает дифференцирование по E — кинетической энергии в системе центра масс. Уравнения (4.38), (4.43), (4.44)

и (4.46) можно скомбинировать и получить полезный результат:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_1 T_9^{-2/3} \exp[-C_2 T_9^{-1/3} - (T_9/T_0)^2] \{1 + C_3 T_9^{1/3} + C_4 T_9^{2/3} + C_5 T_9 + C_6 T_9^{4/3} + C_7 T_9^{5/3}\} [\text{см}^3/(\text{с} \cdot \text{г} \cdot \text{моль})], \quad (4.47)$$

где

$$C_1 = 7,8324 \cdot 10^9 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/6} \frac{S(0)}{A^{1/2}},$$

$$C_2 = 4,2475 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3},$$

$$C_3 = 9,810 \cdot 10^{-2} (Z_1^2 Z_2^2 A)^{-1/3},$$

$$C_4 = 0,1220 \frac{S'(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3},$$

$$C_5 = 8,377 \cdot 10^{-2} \frac{S'(0)}{S(0)},$$

$$C_6 = 7,442 \cdot 10^{-3} \frac{S''(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 A)^{2/3},$$

$$C_7 = 1,299 \cdot 10^{-2} \frac{S''(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3}.$$

Здесь температура $T_9 = T/10^9$, где T — температура в кельвинах, T_0 — эффективная температура обрезания, Z_1 и Z_2 — заряды ядер 1 и 2, выраженные в единицах заряда протона, $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса в атомных единицах массы, а величины $S(0)$, $S'(0)$, $S''(0)$ выражены соответственно в МэВ · барн, барн и барн/МэВ. Атомные массы можно вычислить, если использовать уравнение (4.11) и константы из табл. 38. Результаты лабораторных измерений $S(0)$, $S'(0)$, $S''(0)$ для многих термоядерных реакций приведены в работах [45, 176, 177]. В разд. 4.4 мы приведем численные значения констант из уравнения (4.47) для наиболее важных термоядерных реакций в звездах.

4.2.7. Скорости резонансных реакций

Из уравнений (4.36), (4.37) и (4.39) следует, что скорость резонансной реакции в нерелятивистском невырожденном газе r_{12} равна

$$r_{12} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \int_0^\infty \frac{0,657}{AE} \frac{\omega \Gamma_{12} \Gamma_{34}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)} \left(\frac{2E}{M}\right)^{1/2} \times \\ \times \left[\frac{2E}{\sqrt{\pi} kT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \frac{1}{(kTE)^{1/2}} \right] dE, \quad (4.48)$$

где N_1 и N_2 — число частиц 1 и 2 в единице объема; E — кинетическая энергия в системе центра масс, $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ —

приведенная атомная масса, $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса, E_R — резонансная энергия, T — температура газа, $\omega = (2J + 1) / [(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)]$ — спиновый множитель, где J — спин резонансного состояния, J_1 и J_2 — соответственно спины частиц 1 и 2, Γ — ширина резонансного состояния, парциальная ширина Γ_{12} есть ширина упругого испускания частиц 1 и 2, а Γ_{34} — ширина канала образования частиц 3 и 4. Численная константа 0,657 соответствует сечению в барнах и энергии E в мегаэлектрон-вольтах.

Когда определяемая уравнением (4.44) эффективная тепловая энергия E_0 много меньше, чем энергия резонанса E_R , мы можем вычислить резонансное сечение Брейта — Вигнера — Вигнера на крыльях резонанса и получить астрофизический множитель в виде

$$S(E) = \frac{0,657}{A} \frac{\omega \Gamma_{12}(E) \Gamma_{34}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)} \exp[0,98948 Z_1 Z_2 A^{1/2} E^{-1/2}], \quad (4.49)$$

где $S(E)$ выражено в МэВ · барн и E — в МэВ. Если мы проведем вычисления по формуле (4.49), привлекая результаты измерения резонанса при высоких энергиях, и затем воспользуемся нерезонансными формулами (4.35), (4.43) и (4.46), то получим скорости реакций при низких энергиях.

Когда область эффективных энергий в звезде¹⁾ включает энергию резонанса, следует использовать уравнение (4.48). Если ширина резонанса Γ много меньше эффективного разброса взаимодействующих частиц по энергиям (меньше, чем kT , если в реакции участвуют нейтроны, и меньше, чем ΔE_0 , для двух заряженных частиц), то в уравнении (4.48) можно провести интегрирование и получить полезный результат:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_8 T_9^{-3/2} \exp(-C_9/T_9) [cm^3/(c \cdot g\text{-моль})], \quad (4.50)$$

где

$$C_8 = 1,53986 \cdot 10^{11} A^{-3/2} (\omega \gamma),$$

$$C_9 = 11,605 E_R,$$

$T_9 = T/10^9$ — температура, причем температура T выражена в кельвинах, A — приведенная атомная масса в атомных единицах массы, множитель $(\omega \gamma) = \omega \Gamma_{12} \Gamma_{34} / \Gamma$ — в МэВ, резонансная энергия E_R — в МэВ. Атомные массы можно вычислить, используя константы из табл. 38 и уравнение (4.11). Результаты лабораторных измерений величин $(\omega \gamma)$ и E_R приведены в работах [176, 177]. В разд. 4.4 даны значения констант C_8 и C_9 для многих наиболее важных термоядерных реакций в звездах. Если имеют

¹⁾ Эффективная энергия взаимодействия нейтронов близка к kT , тогда как в случае заряженных частиц она находится в интервале ΔE_0 , центрированном относительно энергии E_0 из (4.44). — Прим. ред.

место несколько резонансов, то полная скорость реакции определяется суммой

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \sum_n C_{8n} T_9^{-3/2} \exp(-C_{9n}/T_9), \quad (4.51)$$

где константы C_{8n} и C_{9n} соответствуют C_8 и C_9 из (4.50), вычисленным для n -го резонанса.

Если плотность резонансов, которые лежат внутри гаммовского пика, становится достаточно большой, то мы можем заменить суммирование в уравнении (4.51) интегрированием по dE/D , где D — среднее расстояние между уровнями внутри гаммовского пика. Такая возможность возникает главным образом в случае элементов, более тяжелых, чем Mg, если энергии превышают несколько МэВ. Тогда мы имеем [215]

$$\begin{aligned} r_{12} &= \rho \frac{\lambda_1}{A_1} N_2 N_A \langle \sigma v \rangle = \\ &= \frac{(2\pi)^{3/2} \hbar^2 N_1 N_2}{(MkT)^{3/2}} \frac{\omega}{D} \int_0^\infty \frac{\langle \Gamma_1(E) \rangle \langle \Gamma_2(E) \rangle}{\langle \Gamma(E) \rangle} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \end{aligned} \quad (4.52)$$

где $M = A$ (1 а. е. м.) — приведенная масса взаимодействующих ядер, $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса, ω — средний спиновый множитель (среднее $(2J + 1) / [(2I_1 + 1) \times (2I_2 + 1)]$), где J — спин резонанса, а I_1 и I_2 — спины ядер, Γ_1 , Γ_2 и Γ — ширина поглощения, ширина испускания и полная ширина соответственно, а угловые скобки означают усреднение. Если учесть, что обычно в интересующей нас области температур ширина испускания много больше, чем ширина поглощения, то из уравнения (4.52) получаем

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{MkT} \right)^{3/2} \frac{\Delta E_0}{\hbar} \frac{\omega \Gamma_1(E_0)}{D} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \approx \quad (4.53)$$

$$\approx \alpha T_9^{-2/3} \exp(-\beta T_9^{-1/3}) [\text{см}^3/\text{с}], \quad (4.54)$$

где M — приведенная масса взаимодействующих ядер, E_0 — эффективная тепловая энергия, определенная в соответствии с уравнением (4.44), ΔE_0 — эффективная область изменения тепловой энергии, которая дается уравнением (4.45),

$$\alpha = 1,78 \cdot 10^{-12} (Z_1^5 Z_2^5 A^{-11})^{1/6} \frac{\theta^2}{DR^{3/2}} \exp[1,05 (Z_1 Z_2 AR)^{1/2}], \quad (4.55)$$

$$\beta = 4,25 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3},$$

D — среднее расстояние между уровнями, выраженное в МэВ. Для $A \geq 20$ мы имеем $\omega \approx 1$ и $D \approx 0,1$ МэВ. Приведенная ширина θ связана с D уравнением

$$\theta^2 = \frac{2\lambda_0 M}{3\pi\hbar^2} RD, \quad (4.56)$$

причем $\lambda_0 \approx 10^{-13}$ см — характерная длина волны нуклонов в ядре, и радиус взаимодействия R определяется формулой

$$R \approx 1,4 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ [см]}. \quad (4.57)$$

Парциальные ширины Γ можно вычислить, используя выражение

$$\Gamma = \frac{3\hbar v}{R} \theta_l^2 P_l, \quad (4.58)$$

где R — радиус взаимодействия, $v = (2E/M)^{1/2}$ — относительная скорость частиц, θ_l^2 — приведенная ширина для частиц с относительным орбитальным моментом l , обычно лежит в пределах $0,01 \leq \theta_l^2 \leq 1,0$, а проницаемость P_l дается формулой

$$P_l = [F_l^2(R) + G_l^2(R)]^{-1}. \quad (4.59)$$

Здесь $F_l(R)$ и $G_l(R)$ — регулярное и нерегулярное решения волнового уравнения Шредингера для заряженной частицы в кулоновском поле, вычисленные для радиуса взаимодействия R . Фрёберг [187] и Халл и Брейт [232] рассмотрели и затабулировали кулоновские волновые функции $F_l(R)$ и $G_l(R)$. Можно получить приближенные значения для проницаемости, используя решение Вентцеля — Крамерса — Бриллюэна (ВКБ) [74, 247, 419] уравнения Шредингера (см. [54, 224]). Запишем энергию кулоновского барьера E_c в виде

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \approx 1,4 \frac{Z_1 Z_2}{R} \text{ [МэВ]}, \quad (4.60)$$

где R — радиус, выраженный в ферми ($R \approx 1,4A^{1/3}$ Фм), тогда решение ВКБ приводит к следующему выражению для проницаемости:

$$\begin{aligned} P_l &\approx (E_c/E)^{1/2} \exp[-W_l] = (E_c/E)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} + \right. \\ &+ 4 \left[\frac{E_c}{\hbar^2 (2MR^2)} \right]^{1/2} - 2l(l+1) \left[\frac{\hbar^2 / (2MR^2)}{E_c} \right]^{1/2} \left. \right\} \approx \\ &\approx \left(\frac{E_c}{E} \right)^{1/2} \exp \left[-\left(\frac{E_G}{E} \right)^{1/2} + 1,05 (ARZ_1 Z_2)^{1/2} - \right. \\ &\left. - 7,62 \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 (ARZ_1 Z_2)^{-1/2} \right], \quad (4.61) \end{aligned}$$

где E — энергия в системе центра масс, $E \ll E_c$, E_G — энергия Гамова, даваемая выражением (4.34), M — приведенная масса взаимодействующих ядер, все энергии выражены в МэВ,

а R — в ферми. Если мы подставим уравнение (4.61) в уравнение (4.58), то получим

$$\begin{aligned} \Gamma &\approx 6,00I_1^2 \left(\frac{\hbar^2}{2MR^2} E_c \right)^{1/2} \exp(-W_I) \approx \\ &\approx 33,00I_1^2 \left(\frac{Z_1 Z_2}{AR^3} \right)^{1/2} \exp(-W_I) \text{ [МэВ]}, \end{aligned} \quad (4.62)$$

где радиус R также выражен в ферми.

При высоких температурах, когда энергии становятся порядка величины энергий резонансов, возможно возбуждение низколежащих ядерных состояний. В специальном случае термодинамически равновесного распределения возбужденных состояний начальных ядер и для реакций, которые идут через резонансы составного ядра, мы имеем соотношение [42]

$$N_A \langle \sigma v \rangle_e = \sum_n \frac{G_1^e}{G_1} N_A \langle \sigma v \rangle_g \left[1 + \sum_{e \neq 0} \frac{\Gamma_{12}^e}{\Gamma_{12}^g} \right]. \quad (4.63)$$

Здесь суммирование идет по n резонансам, $N_A \langle \sigma v \rangle_g$ — скорость реакции, которая дается уравнением (4.50) в предположении, что все ядра мишени находятся в основном состоянии g , Γ_{12}^e — парциальная ширина распада резонанса, при котором переизлучается налетающая частица 2 и в ядре 1 возбуждается состояние e , Γ_{12}^g — ширина распада в основное состояние ядра-мишени, причем эта ширина больше, чем Γ_{12}^e (для одного и того же резонанса), вследствие влияния проницаемости барьера, и G_1 и G_1^e — ядерные статистические суммы, определяемые следующим образом:

$$G_1 = \sum_{e=0}^n G_1^e,$$

где

$$G_1^e = (2J_1^e + 1) \exp\left(-\frac{E_1^e}{kT}\right),$$

$$G_1^g = 2J_1^g + 1,$$

суммирование ведется по n возбужденным состояниям $e = 0, 1, 2, \dots, n$, J_1^e — спин ядра 1 мишени и E_1^e — энергия возбуждения рассматриваемого возбужденного состояния. Баколл и Фаулер [43] вычислили как функции температуры ядерные статистические суммы для ядер с массовыми числами $A \leq 40$, которые имеют низколежащие возбужденные состояния. Затем Мишо и Фаулер [268] и Арнольд [22] рассмотрели влияние возбужденных состояний на термоядерные реакции. Когда эффективная тепловая энергия E_0 больше чем энергия кулоновского барьера E_c и в конечном состоянии образуется фотон γ или если

проницаемость барьера не меняется существенно в интересующей нас области, мы получаем для дополнительного члена в скорости реакции [407]

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_{10} \exp(-C_{11}/T_9). \quad (4.64)$$

где константу C_{10} можно измерить экспериментально и $C_{11} = 11,605E_c$, E_c дается уравнением (4.60).

4.2.8. Скорости обратных реакций и фоторасщепление

Для реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + Q$ справедливо соотношение взаимности

$$N_A \langle 34 \rangle = C_{12} [\exp(-C_{13}/T_9)] N_A \langle 12 \rangle, \quad (4.65)$$

где $\langle 12 \rangle$ и $\langle 34 \rangle$ означают соответственно $\langle \sigma v \rangle$ для прямой и обратной реакций, а константы C_{12} и C_{13} даются формулами [62, 176]

$$C_{12} = \frac{1 + \delta_{34}}{1 + \delta_{12}} \frac{g_1 g_2}{g_3 g_4} \left(\frac{A_1 A_2}{A_3 A_4} \right)^{3/2}, \quad (4.66)$$

$$C_{13} = 11,605Q_6,$$

где символ Кронекера равен единице, если частицы 1 и 2 тождественны, и нулю, если частицы 1 и 2 различны, статистический вес g_i i -го ядра $g_i = (2I_i + 1)$, где I_i — спин ядра, A_i — атомная масса i -го ядра в атомных единицах массы и Q_6 — энергвыделение для прямой реакции в МэВ. Аналогичные формулы взаимности для реакций, включающих пять частиц, получены в [42, 176]. При высоких температурах $T > 10^9$ К возможно возбуждение некоторых ядерных состояний и можно обобщить уравнение (4.66), заменив $g_1 g_2 / (g_3 g_4)$ на $G_1 G_2 / (G_3 G_4)$, где G_i — статистическая сумма для i -го ядра [42]. Баколл и Фаулер [43] вычислили ядерные статистические суммы как функции температуры для ядер с массовыми числами $A \leq 40$, имеющих низколежащие возбужденные состояния.

В специальном случае реакции радиационного захвата $1 + 2 \rightarrow 3 + \gamma + Q$ характерное время жизни $\tau_\gamma(3)$ ядра 3 по отношению к фоторасщеплению в обратной реакции равно [176]

$$\lambda_\gamma(3) = \frac{1}{\tau_\gamma(3)} = C_{14} T_9^{3/2} [\exp(-C_{13}/T_9)] N_A \langle 12 \rangle [c^{-1}], \quad (4.67)$$

где $\langle 12 \rangle$ обозначает $\langle \sigma v \rangle$ для прямой реакции, константа C_{13} дается в соответствии с уравнением (4.66), а для константы C_{14} имеем

$$C_{14} = 0,987 \cdot 10^{10} \frac{g_1 g_2}{(1 + \delta_{12}) g_3} \left(\frac{A_1 A_2}{A_3} \right)^{3/2}. \quad (4.68)$$

В разд. 4.4 мы приведем значения констант C_{12} , C_{13} и C_{14} для важных термоядерных процессов в звездах.

4.2.9. Слабое и сильное электронное экранирование

В плотном газе каждое ядро притягивает ближайшие электроны и отталкивает соседние ядра, что ведет к образованию экранирующего облака электронов. Влияние такого электронного экранирования на скорости реакций зависит от величины определенной комбинации плотности и температуры. Здесь мы рассмотрим слабое и сильное экранирование, когда достаточно лишь ввести дополнительный поправочный множитель f_{12} в скорость реакции r_{12} , определенную на основе лабораторных измерений, чтобы получить правильное ее значение в плотном газе. При достаточно высоких плотностях и низких температурах скорость реакции существенно меняется, и мы рассмотрим этот случай в следующем разделе, посвященном пикноядерным реакциям.

При низких плотностях и высоких температурах ядра ведут себя как классический ионизованный газ, и влияние окружающей плазмы можно вычислить по теории Дебая — Хюккеля [135]. При немного более высоких плотностях и более низких температурах большинство ядер заморожено в кулоновскую решетку, но взаимодействующие ядра можно считать свободными. Какой из этих двух режимов реализуется в действительности, зависит от эффективной тепловой энергии E_0 , тепловой энергии на частицу kT и электростатической энергии на ядро E_c . Эффективная тепловая энергия в случае нерезонансных реакций дается выражением [ср. с формулой (4.44)]

$$E_0 = \frac{1}{3} kT \left(\frac{27\pi^2}{4} \frac{E^*}{kT} \right)^{1/3} \approx 0,122 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3} T_9^{2/3} \text{ [МэВ]}, \quad (4.69)$$

где $T_9 = T/10^9$, $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса взаимодействующих ядер, Z_1 и Z_2 — числа протонов в двух взаимодействующих ядрах, а для эффективной кулоновской энергии ядер имеем

$$E^* = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^*} = 7,9462 \cdot 10^{-8} A (Z_1 Z_2)^2 \text{ [эрг]}, \quad (4.70)$$

где радиус взаимодействия r^* определяется так:

$$r^* = \frac{A_1 + A_2}{2A_1 A_2 Z_1 Z_2} \frac{\hbar^2}{e^2 m_U} \frac{29,030}{AZ_1 Z_2} \text{ [ферми]}. \quad (4.71)$$

В формулах (4.70) и (4.71) удвоенная приведенная атомная масса $A = 2A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ и $m_U \approx 1,66053 \cdot 10^{-24}$ г — единица атомной массы. Для сферы Вигнера — Зейца [425] радиуса a_s с отрицательным зарядом $-4\pi e a_s^3 N_e / 3$ энергия электростатического взаимодействия, рассчитанная на одно ядро, имеет вид

$$E_c = \frac{9}{10} \frac{Z^2 e^2}{a_s} = 1,8278 \lambda E^*, \quad (4.72)$$

где N_e — электронная концентрация,

$$\lambda = r^* \left(\frac{N_e}{2Z_1} \right)^{1/3} = \frac{A_1 + A_2}{2A_1 A_2 Z_1 Z_2} \left[\frac{1}{Z_1 \mu_e} \frac{\rho}{1,3574 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3} \right]^{1/3}. \quad (4.73)$$

Здесь ρ — плотность газа, а средняя электронная молекулярная масса μ_e определяется так:

$$\mu_e^{-1} = \sum_i X_i \frac{Z_i}{A_i} \left(1 + \frac{Z_i m}{A_i m_U} \right)^{-1}, \quad (4.74)$$

причем X_i , Z_i и A_i — концентрация по массе, число протонов и атомная масса ядер типа i соответственно, m — масса электрона и $m_U \approx 1,66053 \cdot 10^{-24}$ г. Условия слабого и сильного экранирования имеют вид

$$\begin{aligned} E_c \ll kT \quad \text{и} \quad E_0 \gg E_c \quad (\text{слабое экранирование}), \\ E_c \gg kT \quad \text{и} \quad E_0 \gg E_c \quad (\text{сильное экранирование}). \end{aligned} \quad (4.75)$$

Множитель слабого экранирования для скоростей нерезонансных реакций имеет вид [339, 342, 346, 348]

$$f_{12} = \exp \left[\sqrt{3} \frac{Z_2}{Z_1} \left(\frac{\mu_e}{Z_1} \right)^{1/2} \xi \Gamma^{1/2} \right] \approx \quad (4.76)$$

$$\approx \exp \left[0,188 Z_1 Z_2 \xi \rho^{1/2} T_6^{-3/2} \right], \quad (4.77)$$

где ρ — плотность газа, $T_6 = T/10^6$, а множитель ξ дается выражением

$$\xi^2 = \sum_i X_i \frac{Z_i^2}{A_i} \left[1 + \frac{Z_i}{A_i} \frac{m}{m_U} \right]^{-1} + \frac{f'}{f} \frac{1}{\mu_e} \approx \quad (4.78)$$

$$\approx \sum_i \frac{X_i}{A_i} (Z_i^2 + Z_i). \quad (4.79)$$

Здесь f'/f — логарифмическая производная функции распределения f Ферми — Дирака по ее аргументу, она равна единице в случае невырожденного газа и нулю в случае полностью вырожденного газа электронов. Безразмерный параметр Γ_z , который характеризует отношение кулоновской и тепловой энергий, имеет вид

$$\Gamma_z = Z^{2/3} \frac{e^2}{kT} \left(\frac{4\pi N_e}{3} \right)^{1/3} \approx Z^{1/3} \frac{5,7562 \cdot 10^8 \text{ К}}{T} \left(\frac{1}{\mu_e} \frac{\rho}{6,203 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3} \right)^{1/3} \quad (4.80)$$

для ядра с зарядом Z .

Множитель сильного экранирования для скоростей нерезонансных реакций дается соотношением [339, 342, 346, 348, 428]

$$f_{12} = \exp [U_{s0} + U_{s1}] \approx \quad (4.81)$$

$$\approx \exp \left\{ 0,205 [(Z_1 + Z_2)^{5/3} - Z_1^{5/3} - Z_2^{5/3}] (\rho/\mu_e)^{1/3} T_6^{-1} \right\}, \quad (4.82)$$

где $T_6 = T/10^6$,

$$U_{s0} = 0,9 (\Gamma_{Z_1+Z_2} - \Gamma_{Z_1} - \Gamma_{Z_2}), \quad (4.83)$$

где $\Gamma_{Z_1+Z_2}$, Γ_{Z_1} , Γ_{Z_2} получаем из уравнения (4.80) заменой Z соответственно на $(Z_1 + Z_2)$, Z_1 , Z_2 , и

$$\exp[U_{s1}] = \frac{1 + 0,3\Gamma_{Z_1+Z_2} + 0,266\Gamma_{Z_1+Z_2}^{3/2}}{(1 + 0,3\Gamma_{Z_1} + 0,266\Gamma_{Z_1}^{3/2})(1 + 0,3\Gamma_{Z_2} + 0,266\Gamma_{Z_2}^{3/2})}. \quad (4.84)$$

Ван Хорн и Солпитер [342] также рассмотрели поправки на экранирование для резонансных реакций и вывели явное выражение для таких поправок в случае тройной альфа-частичной реакции. Они [342] предложили также интерполяционную формулу, которая связывает случаи слабого и сильного экранирования. Более общая теория экранирования ядерных реакций развита в работах [203, 427].

4.2.10. Пикноядерные реакции

При достаточно высоких плотностях и низких температурах как ядра, участвующие в реакции, так и соседние ядра связаны в кулоновской решетке, и реакция становится пикноядерной. Пикноядерной называется такая реакция, скорость которой относительно нечувствительна к температуре, но сильно зависит от плотности. Условия для пикноядерных реакций выполняются, когда эффективная тепловая энергия E_0 , определяемая уравнением (4.69), много меньше, чем электростатическая энергия на ядро E_c , которая задается уравнением (4.72), т. е.

$$E_0 \ll E_c$$

и

$$\beta = 0,032234\lambda \left[AZ_1^2 Z_2^2 \frac{7,6696 \cdot 10^{10} \text{ K}}{T} \right]^{1/3} \gg 1 \quad (4.85)$$

для пикноядерной реакции. Здесь для параметра плотности λ имеем

$$\lambda = \frac{1}{2AZ_1Z_2} \left(\frac{1}{Z_1\mu_e} \frac{\rho}{1,3574 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3} \right)^{1/3}, \quad (4.86)$$

$A = A_1A_2/(A_1 + A_2)$ — приведенная атомная масса, ρ — плотность, μ_e — средняя молекулярная масса электронов, которая определяется соотношением (4.74), Z_1 и Z_2 — числа протонов в двух взаимодействующих ядрах.

Пикноядерные реакции рассматривали Уайлдхэк [426], Зельдович [436], Камерон [87], Вольф [428] и Солпитер и ван Хорн [342]. Последние из перечисленных авторов получили для

скорости реакции между одинаковыми ядрами с массой A и зарядом Z при «нулевой температуре» следующее выражение:

$$r = \frac{1}{2} \left(\frac{3,90}{4,76} \right) \cdot 10^{16} \frac{\rho}{\mu_A} A^2 Z^4 S \lambda^{7/4} \exp \left[- \left(\frac{2,638}{2,516} \right) \lambda^{-1/2} \right] \quad [\text{реакций}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]. \quad (4.87)$$

Здесь верхнее и нижнее значения в скобках соответствуют двум различным подходам в оценке потенциала, плотность ρ выражена в $\text{г}/\text{см}^3$ и астрофизический множитель S — в единицах МэВ · барн. Для средней молекулярной массы имеем

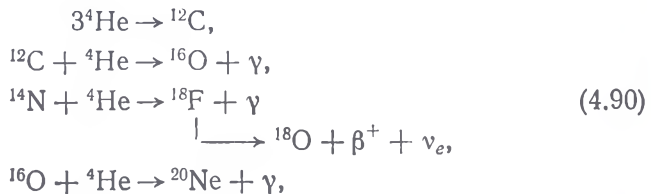
$$\mu_A^{-1} = \sum_i \frac{X_i}{A_i} \left(1 + \frac{Z_i}{A_i} \frac{m}{m_U} \right)^{-1}, \quad (4.88)$$

где X_i , Z_i и A_i — соответственно доля по массе, число протонов и атомная масса ядра сорта i , m — масса электрона, $m_U = 1,66053 \cdot 10^{-24}$ г. Множитель S определяется уравнениями (4.32) и (4.49), а параметр плотности λ — уравнением (4.86). Из уравнений (4.86) и (4.87) следует, что скорость реакции сильно зависит от плотности ρ и ведет себя как $r \sim \rho^{19/18} \exp[-C\rho^{-1/6}]$, где C — константа. Для генерации энергии ε получаем

$$\varepsilon = rQ/\rho \quad [\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})], \quad (4.89)$$

где r можно найти из уравнения (4.87), а Q — энергovyделение на реакцию.

Камерон [87] получил приближенные численные выражения для скоростей пикноядерных реакций как функций температуры и плотности в случае реакций



а также в случае реакций тяжелых ионов ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{23}\text{Ne}$, ${}^{32}\text{Mg}$, ${}^{38}\text{Si}$, ${}^{44}\text{S}$, ${}^{50}\text{Ar}$ и ${}^{56}\text{Ca}$ между собой. Он пришел к выводу, что пикноядерные реакции в гелии могли бы вызвать взрыв звезды на поздних стадиях эволюции.

Солпитер и ван Хорн [342] также вывели пикноядерные поправки в случае сильного экранирования при $E_0 \approx E_c$ и полу-

чили скорость пикноядерной реакции с поправкой на температуру:

$$\frac{r(T)}{r} - 1 = \left(\begin{matrix} 0,0430 \\ 0,0485 \end{matrix} \right) \lambda^{-1/2} \left[1 + \left(\begin{matrix} 1,2624 \\ 2,9314 \end{matrix} \right) \exp(-8,7833\beta^{3/2}) \right]^{-1/2} \times \\ \times \exp \left\{ -7,272\beta^{3/2} + \lambda^{-1/2} \left(\begin{matrix} 1,2231 \\ 1,4331 \end{matrix} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp(-8,7833\beta^{3/2}) \left[1 - \left(\begin{matrix} 0,6310 \\ 1,4656 \end{matrix} \right) \exp(-8,7833\beta^{3/2}) \right] \right\}, \quad (4.91)$$

где r получаем из уравнения (4.87), а λ и β — соответственно из уравнений (4.86) и (4.85).

4.3. ПРОЦЕССЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

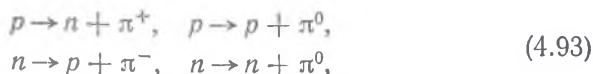
4.3.1. Электронные нейтрино, мюонные нейтрино, мюоны, пионы и теория слабого взаимодействия

Паули [299] первым показал, что радиоактивный бета-распад можно объяснить только в том случае, если протон p и нейтрон n участвуют в слабом взаимодействии:



Здесь β^- — электрон, β^+ — позитрон, ν_e — электронное нейтрино и $\bar{\nu}_e$ — электронное антинейтрино. Свойства электрона и позитрона даны в табл. 37, а свойства электронного нейтрино и всех остальных частиц, которые мы вводим в этом разделе, приводятся в табл. 39.

Предполагается, что сильное взаимодействие, которое объясняет внутриядерные силы, связывающие протоны и нейтроны, вызывается фундаментальной частицей, названной пионом или π -мезоном [290, 432, 433]. Аналогично тому, как фотон возникает при квантовании электромагнитного поля, пион появляется при квантовании поля ядерных сил. Сильные взаимодействия имеют вид



где π^+ и π^- — заряженные пионы, а нейтральный пион π^0 был введен Юкавой [434], чтобы объяснить зарядовую независимость ядерных сил.

Задолго до теоретических изысканий Юкавы наблюдались взрывные высокоэнергичные частицы, названные космическими лучами [220, 221, 243]. Предполагали, что массивный π -мезон,

Таблица 39

Свойства электронного нейтрино, мюонного нейтрино, мюонов и пионов¹⁾

Частица	Обозначение	Спин	Масса покоя, МэВ	Магнитный момент ($e\hbar/2m\mu c$)	Среднее время жизни, с	Мода распада	Относительная вероятность	Q , МэВ
Электронное нейтрино	$\bar{\nu}_e$	$1/2$	$< 0,00006$	0	∞			
Мюонное нейтрино	$\bar{\nu}_\mu$	$1/2$	$< 1,2$	0	∞			
Мюон, μ -мезон	μ^+ , μ^-	$1/2$	105,6594 (4)	1,00116616 (31)	$2,1994 (6) \cdot 10^{-6}$	$\mu^\pm \rightarrow \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu + e^\pm$ $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma + \gamma$ $\mu^\pm \rightarrow 2e^\pm + e^\mp$ $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$	$\sim 100\%$ $< 1,6 \cdot 10^{-5}$ $< 6 \cdot 10^{-9}$ $< 2,2 \cdot 10^{-8}$	105 105 104 105
Пион, π -мезон	π^+ , π^-	0	139,576 (11)	0	$2,6024 (24) \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e$ $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \pi^0 + \nu_e/\bar{\nu}_e$ $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma + \nu_e/\bar{\nu}_e$	$\sim 100\%$ $1,24 (3) \cdot 10^{-4}$ $1,24 (25) \cdot 10^{-4}$ $1,02 (7) \cdot 10^{-8}$ $3,0 (5) \cdot 10^{-8}$	34 139 34 4 139
	π^0	0	134,972 (12)	0	$0,84 (10) \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ $\pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^-$ $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$	98,84 (4)% 1,16 (4)% 3,47 $\cdot 10^{-5}$ $< 5 \cdot 10^{-6}$	135 134 133 135

¹⁾ Значения в скобках представляют собой стандартную ошибку в последних цифрах приведенных в таблице чисел. Значения в таблице даются в соответствии с Розенфельдом и др. [324] и Седлигом и др. [367]. Частицы μ^\pm и π^\pm имеют заряды $\mp e$, где e — заряд электрона. Мода распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ означает $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

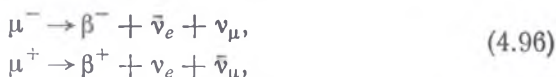
постулированный Юкавой, может быть компонентом космических лучей, и такой компонент был вскоре обнаружен [9]. Детальные измерения сечения и времени жизни компонента космических лучей [280, 283, 325, 372] показали, что эта частица отличается от ядерного π -мезона. Поэтому мезон, обнаруженный в космических лучах, назвали мюоном, или μ -мезоном, и была предложена двухмезонная теория [263, 335]. В соответствии с этой теорией ядерный π -мезон и μ -мезон космических лучей связаны между собой реакциями распада:



где ν_μ — мюонное нейтрино, $\bar{\nu}_\mu$ — мюонное антинейтрино (анти-мю-нейтрино), а γ — гамма-квант. Затем оказалось, что π -мезон также является компонентом космических лучей [253], и образуется при соударениях частиц, разогнанных на ускорителях [192]. Подставляя (4.94) в (4.93), получаем реакции [320]



которые совершенно аналогичны реакциям с электронными нейтрино и антинейтрино (4.92). Помимо участия во взаимодействиях (4.95) мюон распадается в реакциях



со средним временем жизни $\tau \approx 2,199 \cdot 10^{-6}$ с.

Мюонное нейтрино ν_μ обладает всеми свойствами электронного нейтрино ν_e , за исключением того, что оно взаимодействует с мюоном, а не с электроном. Оба этих нейтрино были экспериментально обнаружены, и их сечения взаимодействия составляют

$$\sigma \approx 10^{-44} \text{ см}^2 \text{ при энергии около 1 Мэв} \quad (4.97)$$

для реакции $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$ [320] и

$$\sigma \approx 10^{-38} \text{ см}^2 \text{ при энергии около 1 Гэв} \quad (4.98)$$

для реакций $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ и $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ [129]. Эти результаты согласуются с тем, что взаимодействие обоих нейтрино характеризуется универсальной константой g . Сечение взаимодействия σ имеет вид

$$\sigma \approx \frac{g^2 E_\nu^2}{\hbar^4 c^4} \approx 10^{-44} \left(\frac{E_\nu}{mc^2} \right)^2 [\text{см}^2], \quad (4.99)$$

где E_ν — энергия нейтрино в системе центра масс, а константа взаимодействия Ферми g равна

$$g = 1,4102 \pm 0,0012 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (4.100)$$

Ферми [156] был первым, кто осознал, что β -распад (4.92) вызывается слабым взаимодействием, отличным от ядерного взаимодействия, и постулировал матричный элемент v_{fi} взаимодействия в форме

$$v_{fi} = (\bar{\psi}_n O \psi_p) (\bar{\psi}_e O_L \psi_{\nu_e}). \quad (4.101)$$

Здесь волновая функция ψ снабжена индексами n, p, e или ν_e которые обозначают соответственно нейтрон, протон, электрон и нейтрино, а O и O_L — операторы, которые действуют соответственно на волновые функции нуклонов (нейтрона и протона) и лептонов (электрона и электронного нейтрино). Вероятность перехода W из начального состояния с волновой функцией ψ_i в конечное состояние с волновой функцией ψ_f определяется в соответствии с золотым правилом теории возмущений, зависящих от времени,

$$\begin{aligned} W &= \frac{2\pi}{\hbar} v_{fi}^* v_{fi} \rho(E_f) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H_{int} \psi_i d\tau \right|^2 \rho(E_f) = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H_{int} | \psi_i \rangle|^2 \rho(E_f), \end{aligned} \quad (4.102)$$

где v_{fi} — матричный элемент взаимодействия, H_{int} — гамильтониан взаимодействия, определяющий величину матричных элементов перехода из начальных состояний в конечные состояния, а $\rho(E_f)$ — полное число конечных состояний в интервале энергий от E_f до $E_f + dE_f$.

Во времена Ферми явный вид оператора O не был известен; однако было ясно, что такой оператор должен представлять собой некоторую суперпозицию пяти возможных комбинаций матриц Дирака (ср. [308]) с константами связи, характеризующими величину соответствующих взаимодействий. Было известно также, что протоны, нейтроны, электроны, мюоны и нейтрино взаимодействуют в природе в некоторых определенных комбинациях [384, 424]:

$$(p, n) \leftrightarrow (\mu, \nu_\mu) \leftrightarrow (e, \nu_e) \leftrightarrow (p, n). \quad (4.103)$$

Фейнман и Гелл-Манн [163] постулировали существование универсального слабого взаимодействия. В таком взаимодействии каждая пара из выражения (4.103) может взаимодействовать как с любой другой парой, так и с тождественной ей парой. Гамильтониан указанного однородного слабого взаимодействия имеет вид

$$H_{int} = \sqrt{2} g_V J^* J. \quad (4.104)$$

Здесь ток слабого взаимодействия J дается выражением

$$J = \bar{\psi}_n (V - A) \psi_p + \bar{\psi}_e (V - A) \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_\mu (V - A) \psi_{\nu_\mu}, \quad (4.105)$$

ψ — волновая функция, снабженная индексом, обозначающим соответствующую частицу, а ток J^* — эрмитово сопряженный току J . Оператор $(V - A)$ отражает экспериментальный вывод, что только векторный V и аксиально-векторный A операторы присутствуют в слабом взаимодействии, а также гипотезу Фейнмана и Гелл-Манна о том, что такие операторы появляются в комбинации $(V - A)$. Константа векторного взаимодействия C_V была измерена в бета-распаде ^{26}Al и составляет [183]

$$g_V = C_V = (1,4102 \pm 0,0012) \cdot 10^{-43} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (4.106)$$

Отношение аксиально-векторной константы C_A к константе C_V определяют из периода полураспада нейтрона. Измерения Кристенсена и др. [108] дают для периода полураспада нейтрона $10,61 \pm 0,16$ мин, откуда

$$\frac{C_A}{C_V} = \frac{g_A}{g_V} = 1,239 \pm 0,011. \quad (4.107)$$

Это отношение находят из величины $(ft)_n$ нейтрона, которая определяется так:

$$\begin{aligned} (ft)_n &= \frac{2\pi^3 (\ln 2) \hbar^7}{m^5 c^4 (C_V^2 |M_V|^2 + C_A^2 |M_A|^2)} = \\ &= \frac{1,230627 \cdot 10^{-94}}{C_V^2 + 3C_A^2} \text{ с} \approx 1100 \text{ с}. \end{aligned} \quad (4.108)^1$$

Ток-токовое взаимодействие определяется гамильтонианом β -распадного взаимодействия H_β и гамильтонианом собственного электрон-нейтринного взаимодействия H_W , которые даются выражениями

$$H_\beta = \frac{g_V}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_e] \left[\bar{\psi}_n \gamma_\alpha \left(1 + \frac{C_A}{C_V} \gamma_5 \right) \psi_p \right] \quad (4.109)$$

для (p, n) (e, ν) ,

$$H_W = \sqrt{2} g_V \left[\bar{\psi}_e \gamma_\mu \frac{(1 + \gamma_5)}{\sqrt{2}} \psi_\nu \right] \left[\bar{\psi}_\nu \gamma^\mu \frac{(1 + \gamma_5)}{\sqrt{2}} \psi_e \right] \quad (4.110)$$

для (e, ν) (e, ν)

соответственно. Здесь оператор $(V - A)$ записан в форме комбинаций матриц Дирака γ , а смысл использованных символов

¹⁾ Для нейтрона $|M_V|^2 = 1$, $|M_A|^2 = 3$. — Прим. ред.

разъясняется в монографиях Конопинского [245] и Престона [308]. Выражение (4.110) часто преобразуют к виду

$$H_W = g_V [\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e] \left[\bar{\psi}_\nu \gamma^\mu \frac{(1 + \gamma_5)}{\sqrt{2}} \psi_\nu \right] - \\ - g_V [\bar{\psi}_e \gamma_5 \gamma_\mu \psi_e] \left[\bar{\psi}_\nu \gamma^\mu \frac{(1 + \gamma_5)}{\sqrt{2}} \psi_\nu \right]. \quad (4.111)$$

4.3.2. Бета-распад

Если для реакций β -распада справедливы законы сохранения энергии и импульса, то, как предположил Паули [299], должна существовать частица, названная электронным нейтрино ν_e . Электронный β^- -распад ядра имеет вид

$$(Z - 1, A) \rightarrow (Z, A) + \beta^- + \bar{\nu}_e, \quad (4.112)$$

где (Z, A) — ядро с зарядом Z и массовым числом A , β^- -электрон, а $\bar{\nu}_e$ — электронное антинейтрино. Электронный бета-распад происходит только в том случае, если

$$M_{at}(Z - 1, A) > M_{at}(Z, A), \quad (4.113)$$

или эквивалентно

$$M(Z - 1, A) > M(Z, A) + m_e,$$

где $M_{at}(Z, A)$ — масса атома, $M(Z, A)$ — масса ядра, а масса электрона $m_e = 5,485930 \cdot 10^{-4}$ а. е. м. = $0,5110041$ МэВ/ c^2 . Отрицательные бета-частицы обычно испускаются с энергиями от нескольких кэВ до 15 МэВ.

Позитронный β^+ -распад имеет вид

$$(Z + 1, A) \rightarrow (Z, A) + \beta^+ + \nu_e. \quad (4.114)$$

Здесь положительная бета-частица β^+ — позитрон, а ν_e — электронное нейтрино. Позитронный бета-распад происходит только в том случае, если

$$M_{at}(Z + 1, A) > M_{at}(Z, A) + 2m_e, \quad (4.115)$$

или эквивалентно

$$M(Z + 1, A) > M(Z, A) + m_e.$$

Из выражений (4.102), (4.104) и (4.105) следует, что вероятность перехода для одиночного электронного бета-распада ядра (Z, A) в единицу времени W дается выражением

$$W = \frac{2\pi g_V^2}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 \rho(E_f), \quad (4.116)$$

где ядерный матричный элемент \mathcal{M} имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \int [\bar{\psi}_{Z,A}(V-A)\psi_{Z+1,A}] [\bar{\psi}_e(V-A)\psi_{\nu_e}] d\tau \approx \\ &\approx \int \bar{\psi}_{Z,A}(V-A)\psi_{Z+1,A} d\tau. \end{aligned} \quad (4.117)$$

Здесь интегралы берутся по объему ядра, а волновые функции электрона и нейтрино имеют вид плоских волн со столь малыми значениями аргументов, что вклад этих функций в интеграл в уравнении (4.117) сводится к домножению на множитель порядка единицы. Для ядерного β -распада с разрешенными переходами ядерный матричный элемент \mathcal{M} определяется соотношением

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_F|^2 + \frac{g_A^2}{g_V^2} |\mathcal{M}_{GT}|^2, \quad (4.118)$$

где \mathcal{M}_F и \mathcal{M}_{GT} — соответственно матричные элементы переходов Ферми и Гамова — Теллера. Например, при распаде нейтрона $|\mathcal{M}_F| = |\mathcal{M}_V| = 1$ и $|\mathcal{M}_{GT}| = |\mathcal{M}_A| = \sqrt{3}$, причем мы ввели индексы V и A для векторного и аксиально-векторного ядерных матричных элементов соответственно. Переход Ферми соответствует векторному взаимодействию и подчиняется правилу отбора $\Delta J = 0$ без изменения четности, а переход Гамова — Теллера соответствует аксиально-векторному взаимодействию с правилом отбора $\Delta J = \pm 1, 0$, переход $0 \rightarrow 0$ запрещен, четность не меняется. Здесь J — полный угловой момент ядра.

Поскольку можно предположить, что образующееся ядро $(Z+1, A)$ находится в определенном состоянии, только электрон и нейтрино дают вклад в плотность состояний по энергиям $\rho(E_f)$. Если p_e и p_{ν_e} обозначают соответственно импульсы электрона и электронного нейтрино, а W_0 — максимальное энергосодержание при бета-распаде, то из уравнения (4.116) следует, что

$$W = \frac{g_V^2 |\mathcal{M}|^2}{2\pi^3 \hbar^3 c^3} (W_0 - E)^2 p_e^2 dp_e, \quad (4.119)$$

причем число конечных состояний $\rho(E)$ с энергиями от E до $E + dE$ есть

$$\rho(E) = \frac{(W_0 - E)^2 p_e^2 dp_e}{4\pi^4 \hbar^6 c^3}.$$

Интегрирование уравнения (4.119) по всем импульсам вплоть до максимального, соответствующего максимальной энергии W_0 ,

которую электрон может приобрести в бета-распаде, дает полную вероятность перехода в единицу времени λ_β , поэтому скорость бета-распада определяется выражением

$$\lambda_\beta = \frac{\ln 2}{t} = \frac{f \ln 2}{ft} = \frac{m^5 c^4 g_V^2 |\mathcal{M}|^2}{2\pi^3 \hbar^7} \int_1^{W_0} pE (W_0 - E)^2 F(Z, E) dE. \quad (4.120)$$

Здесь $\ln 2 \approx 0,693$, t — период полураспада, а функция Ферми $F(Z, E)$ подробно описана Конопинским [245] и Престоном [308] и для электронного бета-распада может быть приближенно представлена в виде

$$F(Z, E) \approx 2\pi\eta [1 - \exp(-2\pi\eta)]^{-1}, \quad (4.121)$$

где

$$\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v},$$

где Z — заряд ядра в конечном состоянии, v — скорость испускаемого электрона. Величина f дается соотношением

$$f = f(Z, W_0) = \int_1^{W_0} F(Z, E) pE (W_0 - E)^2 dE. \quad (4.122)$$

Здесь, как и в (4.120), E и W_0 — в единицах $m_e c^2$, p — в единицах $m_e c$, а обе функции $F(Z, E)$ и $f(Z, W_0)$ были подробно затабулированы в [3, 137, 151, 152, 261]. Для разрешенного перехода (без изменения четности и $\Delta J = 0, \pm 1$) произведение ft хорошо описывается выражением

$$ft = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m^5 c^4} (g_V^2 |\mathcal{M}_V|^2 + g_A^2 |\mathcal{M}_A|^2)^{-1} \approx \\ \approx 1,230627 \cdot 10^{-94} (g_V^2 |\mathcal{M}_V|^2 + g_A^2 |\mathcal{M}_A|^2)^{-1} [\text{с}]. \quad (4.123)$$

Измеренные значения ft изменяются в диапазоне от $10^{4,5}$ до $10^{6,0}$ с, и поэтому λ_β часто оценивают по табличным значениям f , полагая $ft = 10^{5,5}$ с.

Хойл первым отметил [227], что бета-распад в недрах звезды может быть запрещен вследствие заселенности состояний в электронном фазовом пространстве, в которые обычно попадает конечный электрон в результате распада (так называемый «принцип исключения Паули»). Для разрешенных распадов (без изменения четности, $\Delta J = 0, \pm 1$) и для большинства распадов первого порядка запрета (четность изменяется и $\Delta J = 0, \pm 1$) скорость бета-распада в звезде λ_S связана с лабораторным значением λ_β уравнением [301]

$$\lambda_S = \lambda_\beta (1 - \delta), \quad (4.124)$$

где фактор запрета из-за принципа исключения Паули δ дается формулой

$$\delta = \int S d\lambda / \int d\lambda. \quad (4.125)$$

Здесь [ср. с уравнением (4.120)]

$$d\lambda \propto pE (W_0 - E)^2 F(Z, E) dE \propto E^2 (W_0 - E)^2 dE,$$

E — полная релятивистская энергия электрона и W_0 — максимальная энергия электрона, образовавшегося в распаде. Вероятность S того, что состояния электронов, соответствующие энергиям от E до $E + dE$, окажутся занятыми, определяется соотношением

$$S = \left[1 + \exp \left(\frac{E}{kT} - \frac{E_F}{kT} \right) \right]^{-1},$$

причем E_F — энергия Ферми. Мы имеем приближенные выражения

$$\delta \approx \begin{cases} 0 & \text{для невырожденного газа,} \\ \left[1 - \exp \left(-\frac{E_F}{kT} \right) \right] \approx 1 & \text{для вырожденного газа и} \end{cases} \quad (4.126)$$

$W_0 \ll E_F.$

Петерсон и Баколл [301] приводят весьма громоздкое приближенное соотношение для δ в случае вырождения при $W_0 \gg E_F$, когда $0 \leq \delta \leq 1$.

Как указывали Хойл [227] и Камерон [86], характерные времена бета-распадов значительно уменьшаются при распадах с возбужденных уровней ядер. Такие уровни могут заполняться в термодинамическом равновесии при высоких температурах в недрах звезды. Скорость распада с указанных возбужденных уровней λ_e дается формулой [86]

$$\lambda_e = \frac{1}{P(T)} \sum_i \sum_j \lambda_{sij} (2J_i + 1) \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right), \quad (4.127)$$

где λ_{sij} — скорость бета-распада в звезде, при котором имеет место переход из родительского состояния i в дочернее состояние j , E_i и J_i — энергия возбуждения и спин родительского состояния i . Предполагается, что состояния i заполнены в соответствии с распределением Больцмана, а ядерная функция распределения $P(T)$ определяется соотношением

$$P(T) = \sum_i (2J_i + 1) \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right). \quad (4.128)$$

Функцию распределения часто принимают равной статистическому весу основного состояния $2I + 1$, где I — спин основного состояния ядра. Например, для двухуровневого ядра, основное состояние которого имеет спин J_1 и скорость распада $\lambda_\beta(1)$, а возбужденное состояние имеет спин J_2 и скорость распада $\lambda_\beta(2)$, полная скорость бета-распада λ_β имеет вид

$$\lambda_\beta = \frac{2J_1 + 1}{G} \lambda_\beta(1) + \frac{2J_2 + 1}{G} \lambda_\beta(2) \exp\left(-\frac{E^*}{kT}\right), \quad (4.129)$$

где

$$G = (2J_1 + 1) + (2J_2 + 1) \exp\left[-\frac{E^*}{kT}\right]$$

и E^* — энергия возбужденного состояния. Энергетическим критерием для осуществления такого бета-распада является условие

$$M(Z - 1, A) > M(Z, A) + m_e - (E^*/c^2), \quad (4.130)$$

где $M(Z, A)$ — масса дочернего ядра в основном состоянии. Камерон [86] назвал бета-распад из термически возбужденных состояний фотобета-распадом, поскольку возбуждение состояния вызывается обменом энергией между веществом и излучением (фотонами) в условиях статистического равновесия. Для расчета скоростей бета-распада из возбужденных состояний должны быть известны распределения по уровням и параметры уровней рассматриваемых ядер. Значительную информацию об этом можно получить из сведений о ядерных энергетических уровнях, приведенных в "Nuclear Data Sheets" Национальной лаборатории в Ок-Ридже, или из "Isotope Tables" [254]. С другой стороны, параметры уровней можно оценить по формуле плотности ядерных уровней Гильберта и Камерона [195]. Скорости бета-распада как для возбужденных, так и для невозбужденных ядер даются Хансеном [211] и Вагонером [407].

Если для возбуждения всех подходящих уровней требуется большая энергия и бета-распад из возбужденных состояний не играет заметной роли, то может оказаться важным другой фотобета-процесс. В таком процессе фотон γ рождает в кулоновском поле ядра виртуальную электрон-позитронную пару и позитрон поглощается ядром с испусканием антинейтрино:

$$\gamma + (Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (4.131)$$

Введем обозначение

$$\Delta = M(Z + 1, A) + m_e - M(Z, A), \quad (4.132)$$

где Δ — разность атомных масс, $M(Z, A)$ — масса ядра (Z, A) , а m_e — масса электрона. Тогда для наиболее интересного слу-

чая $\Delta > 0$ скорость λ_p такого индуцированного фотоном бета-распада дается формулой [361]

$$\lambda_p = 2 \frac{\alpha}{\pi} \frac{\ln 2}{ft} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{9/2} \exp \left[-\frac{\Delta}{kT} \right] \text{ для } kT < 0,3mc^2 \text{ и } \Delta < 2mc^2, \quad (4.133)$$

$$\lambda_p = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\ln 2}{ft} \left[5,78 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^5 \ln \left(\frac{kT}{mc^2} \right) + 3,10 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^5 + \dots \right] \text{ для } kT \gg mc^2 \text{ и } \Delta,$$

где $\alpha = 2\pi e^2/(hc) \approx (137,037)^{-1}$ — постоянная тонкой структуры, величина ft характеризует ядерный матричный элемент перехода из состояния (Z, A) в состояние $(Z + 1, A)$, T — температура газа.

Когда тепловая энергия становится близкой к энергии покоя электрона, $T \gtrsim 10^9$ К, начинают образовываться электрон-позитронные пары. При значительной концентрации свободных позитронов даже стабильные в земных условиях ядра могут испытывать бета-превращения. Хотя, возможно, этот процесс и не является важным для астрофизики, мы приведем вероятность в единицу времени λ захвата позитрона с кинетической энергией $W = (E - 1)mc^2$ ядром (Z, A) с образованием ядра $(Z + 1, A)$. Ривс и Стюарт [319] получили для λ формулу

$$\lambda = \sum_i A_i \lambda_i. \quad (4.134)$$

Здесь относительная заселенность A_j уровня j со спином J_j определяется соотношением

$$A_j = \frac{(2J_j + 1) \exp[-E_j/kT]}{\sum_i (2J_i + 1) \exp[-E_i/kT]},$$

где E_i — энергия возбуждения i -го уровня, суммирование проводится по всем уровням ядра, и

$$\lambda_i = \frac{N^+ \ln 2}{4\pi ft} \left(\frac{h}{mc} \right)^3 \int_{E_m}^{\infty} (W - W_m)^2 F(Z, W) N(E) dE / \int_1^{\infty} N(E) dE,$$

где W , W_m и E в единицах mc^2 , W_m — энергетический порог реакции, $W = (E - 1)$ — кинетическая энергия позитрона, N^+ — число позитронов в единице объема, определяемое формулой

$$N^+ = [(N_0^2/4) + (4I^2/h^6)]^{1/2} - N_0/2,$$

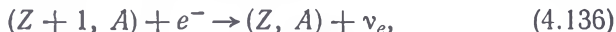
¹⁾ Здесь значение λ_i завышено в 2 раза (см. примечание на стр. 169).—
Прим. ред.

$N_0 = \rho / (2m_U)$ — избыточное число электронов в единице объема, где ρ — плотность газа, m_U — атомная единица массы, а $l = 4\pi (mc)^3 z^{-1} K_2(z)$, где $z = mc^2 / (kT)$ и K_2 — модифицированная функция Бесселя второго порядка. Энергетический спектр позитронов имеет вид

$$N(E) dE = \frac{8\pi (mc/h)^3 E (E^2 - 1)^{1/2} dE}{(2l/N^+ h^3) \left[\exp\left(\frac{mc^2 E}{kT}\right) + 1 \right]}. \quad (4.135)$$

4.3.3. Электронный захват

Нестабильное относительно позитронного бета-распада ядро $(Z + 1, A)$ может захватить один из окружающих его электронов [273, 432]. Кроме того, любое ядро может захватить электрон, если энергия электронов в звездном веществе достаточно велика. Этот процесс захвата электронов всеми ядрами называется нейтронизацией и играет фундаментальную роль в теории эволюции звезд. Реакция захвата электрона ядром имеет вид



где мы использовали символ e^- для обозначения электрона. Можно показать [151], что коэффициент пропорциональности, который связывает лабораторные скорости распада с испусканием позитрона λ_{β^+} и электронного захвата с K -оболочки λ_K , является функцией атомного номера Z образовавшегося ядра и максимального энерговыделения Q . Для больших Z и малых Q электронный захват становится более вероятным, чем испускание β^+ , тогда как для малых Z и больших Q более вероятно испускание позитрона. Точные значения отношения $\lambda_K / \lambda_{\beta^+}$ даны в [151, 308], величины f для электронного захвата атабулированы в [261]. Как отметил Баколл [29], в недрах звезды атомы сильно ионизованы, поэтому захват электронов с замкнутых орбит затруднен. Однако ядра, у которых в земных условиях электронный захват происходит с замкнутых орбит, могут захватывать в условиях звезд свободные электроны.

Скорость захвата λ_{ce} свободных электронов в условиях звезд ядрами, позитронный распад которых в земных условиях разрешен или первого порядка запрета, дается формулой [31]

$$\lambda_{ce} = \frac{K \ln 2}{ft}. \quad (4.137)$$

Здесь для величины ft берется ее измеренное в земных условиях значение, $\ln 2 \approx 0,693$, а функция фазового объема в звездде K имеет вид

$$K = \int_{p_0}^{\infty} p^2 q^2 F(Z, W) \left[1 + \exp\left(-\frac{\mu}{kT} + \frac{W}{kT}\right) \right]^{-1} dp, \quad (4.138)$$

где W — полная релятивистская энергия электрона, μ — химический потенциал $\mu \approx E_F$ (E_F — энергия Ферми), p — импульс электрона в единицах $m_e c$ и $F(Z, W)$ — функция Ферми, а $q = (W + W_0)/(m_e c^2)$ — энергия нейтрино в единицах $m_e c^2$. Если W_0 — разность масс начального и конечного ядер, то пороговое значение импульса p_0 определяется следующим образом:

$$p_0 = \begin{cases} 0, & \text{если } W_0 \geq -mc^2 \text{ (экзоэнергетический захват),} \\ \frac{1}{mc^2} (W_0^2 - m^2 c^4)^{1/2}, & \text{если } W_0 \leq -mc^2 \text{ (эндоэнергетический захват).} \end{cases} \quad (4.139)$$

Для нерелятивистских энергий электрона функция Ферми $F(Z, W)$ дается формулой

$$F(Z, W) = 2\pi\eta [1 - \exp(-2\pi\eta)]^{-1}, \quad (4.140)$$

где

$$\eta = \frac{\alpha Z W}{pc} = \frac{\alpha Z c}{v} \approx \alpha Z \left(\frac{mc^2}{3kT} \right)^{1/2},$$

$\alpha = 2\pi e^2/(hc) \approx (137,037)^{-1}$, Z — заряд ядра, захватывающего электрон, v — скорость захватываемого электрона, и мы полагаем, что $\alpha^2 Z^2 \ll 1$. Фаулер и Хойл [181] заметили, что $F(Z, W)$ является медленно меняющейся функцией p и ее можно заменить некоторым средним значением $\langle F \rangle$, найденным этими авторами, и вынести из-под знака интеграла. Хансен [211] провел численные расчеты интеграла (4.138) для K и получил значения λ_{ce} для нескольких ядер.

Как в невырожденном, так и в нерелятивистски вырожденном газе при пороговой энергии бета-перехода $W_0 > 0$ приближенно имеем

$$K = \pi^2 \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 N_e \langle F \rangle (W_0 + 1)^2, \text{ если } \langle E \rangle \ll 1. \quad (4.141)$$

Здесь N_e число электронов в единице объема, а $\langle F \rangle$ — функция Ферми, вычисленная при $W = 1 + \langle E \rangle$, причем средняя кинетическая энергия $\langle E \rangle \approx kT/(mc^2)$ для невырожденного газа и $\langle E \rangle \approx E_F/(mc^2)$, а энергия Ферми E_F для вырожденного нерелятивистского газа

$$E_F = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} N_e^{2/3}. \quad (4.142)$$

Для невырожденного газа, к которому применима статистика Больцмана, Баколл [29] приводит выражение

$$K \approx \pi^2 W_0^2 \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 N_e, \text{ если } \eta \ll 1, \quad \alpha^2 Z^2 \ll 1, \quad kT \ll mc^2. \quad (4.143)$$

Для вырожденного газа Баколл [29] и Цурута и Камерон [398] дают

$$K \approx \langle F \rangle \left\{ \frac{1}{5} P_F^5 + \frac{1}{3} P_F^3 (1 + W_0^2) + \frac{1}{4} W_0 [2P_F E_F^3 - P_F E_F - \ln(P_F + E_F)] \right\}, \quad (4.144)$$

если $W_0 > -1$ (экзоэнергетическая реакция) и $\eta_F \ll 1$;

$$K \approx \langle F \rangle \left\{ \frac{1}{5} (P_F^5 - P_0^5) + \frac{1}{3} (P_F^3 - P_0^3) (1 + W_0^2) - \frac{1}{4} |W_0| [2(P_F E_F^3 - P_0 |W_0|^3) - (P_F E_F - P_0 |W_0|) - \ln(P_F + E_F) + \ln(P_0 + |W_0|)] \right\}, \quad (4.145)$$

если $W_0 < -1$ (эндоэнергетическая реакция) и $\eta_F \ll 1$;

а в случае сильного вырождения выражения упрощаются:

$$K \approx \frac{2\pi\alpha Z}{5} \left[(E_F^5 + \frac{5}{2} W_0 E_F^4 + \frac{5}{3} W_0^2 E_F^3) - (1 + \frac{5}{2} W_0 + \frac{5}{3} W_0^2) \right],$$

если $W_0 > -1$ (экзоэнергетическая реакция) и $\eta_F \gg 1$; (4.146)

$$K \approx \frac{2\pi\alpha Z}{5} \left[(E_F - |W_0|)^5 + \frac{5}{2} |W_0| (E_F - |W_0|)^4 + \frac{5}{3} |W_0|^2 (E_F - |W_0|)^3 \right],$$

если $W_0 < -1$ (эндоэнергетическая реакция) и $\eta_F \gg 1$.

В (4.143)–(4.146) энергии E_F и W_0 выражены в единицах mc^2 и

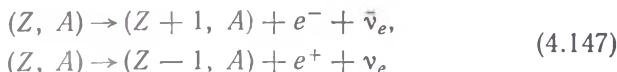
$$\langle F \rangle = \begin{cases} 2\pi\alpha Z & \text{для } Z > (2\pi\alpha)^{-1} \approx 23, \\ 1 & \text{для } Z < (2\pi\alpha)^{-1} \approx 23, \end{cases}$$

α — постоянная тонкой структуры, $P_F = (E_F^2 - 1)^{1/2}$ — импульс Ферми, E_F — полная энергия Ферми, в отличие от (4.142) учитывающая энергию покоя электрона, а $P_0 = (W_0^2 - 1)^{1/2}$, где W_0 — пороговая энергия бета-перехода (здесь импульсы выражены в единицах mc , а энергии — в единицах mc^2).

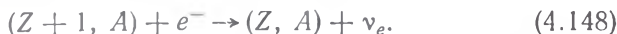
Финци и Вольф показали [167], что сжатие белых карликов, которые обладают ядрами, обогащенными магнием, или оболочками, обогащенными кальцием, может привести к вспышкам сверхновых I типа. Согласно Финци и Вольфу, сжатие вызывается реакциями электронного захвата в Mg^{24} и Ca^{40} , для характерных времен которых они получили соответствующие выражения.

4.3.4. Урка-процессы

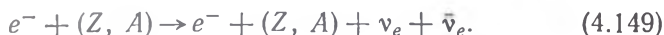
Ядро (Z, A) может быть источником нейтрино вследствие реакции бета-распада



или вследствие реакции электронного захвата



В обычном урка-процессе ядро попеременно захватывает электрон e^- и испытывает электронный бета-распад, в результате происходит излучение нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$ по схеме [190]:



Только ядра с нечетным массовым числом могут участвовать в обычном урка-процессе в вырожденном газе. Дело в том, что ядро с четным массовым числом имеет более низкий порог для электронного захвата после захвата одного электрона. Следовательно, в вырожденном газе могут существовать только ядра с четным массовым числом и четным зарядом, и такие ядра будут, вообще говоря, стабильны относительно как электронного захвата, так и бета-распада. Как отмечали Гамов и Шёнберг [190], излучение нейтринных пар в урка-процессе может влиять на скорость звездной эволюции, причем такое влияние определяется скоростью потерь энергии за счет нейтринного излучения. Предполагая, что ядра находятся в статистическом равновесии и что нейтрино и антинейтрино непрерывно образуются в электронном бета-распаде и электронном захвате, можно рассчитать нейтринные светимости, используя скорости распадов, приведенные в двух предыдущих разделах [29, 31, 301, 398].

Цурута и Камерон [398] рассмотрели условия ядерного статистического равновесия в вырожденном газе и получили для средней скорости нейтринного выделения энергии на ядро в возбужденном состоянии i выражение

$$P_\nu = \lambda_i \omega_i = \frac{j_i \ln 2}{(ft)_i} \omega_i, \quad (4.150)$$

где для электронного захвата

$$\omega_i = \frac{5}{6} (E_F + W_0) \frac{(1 - y^6) - \frac{12}{5} x (1 - y^5) + \frac{3}{2} x^2 (1 - y^4)}{(1 - y^5) - \frac{5}{2} x (1 - y^4) + \frac{5}{3} x^2 (1 - y^3)}, \quad (4.151)$$

$$x = W_0 / (E_F + W_0),$$

$$y = (1 + W_0) / (E_F + W_0),$$

если $W_0 \gg -1$;

$$\omega_i = \frac{5}{6} (E_F - |W_0|) \frac{1 + \frac{12}{5}x + \frac{3}{2}x^2}{1 + \frac{5}{2}x + \frac{5}{3}x^2}, \quad (4.152)$$

причем $x = |W_0|/(E_F - |W_0|)$, если $W_0 \ll -1$. Для испускания электрона (бета-распад)

$$\omega_i = \frac{D_2(W_0, W_0)}{D_1(W_0, W_0)} \left[1 - \frac{D_2(E_F, W_0)}{D_2(W_0, W_0)} \right] / \left[1 - \frac{D_1(E_F, W_0)}{D_1(W_0, W_0)} \right], \quad (4.153)$$

где

$$D_1(x, y) = \frac{1}{5}(x^5 - 1) - \frac{1}{2}(x^4 - 1)y + \frac{1}{3}(x^3 - 1)y^2,$$

$$D_2(x, y) = -\frac{1}{6}(x^6 - 1) + \frac{3}{5}(x^5 - 1)y -$$

$$-\frac{3}{4}(x^4 - 1)y^2 + \frac{1}{3}(x^3 - 1)y^3.$$

Здесь W_0 — пороговая энергия бета-перехода, а E_F — полная энергия Ферми электронов, учитывающая энергию покоя, причем E_F и W_0 выражены в единицах mc^2 .

В условиях вырождения электронов обычный урка-процесс может иметь заметную скорость только тогда, когда энергия Ферми электронов близка к порогу электронного захвата в ядре ($Z+1, A$) и когда соответствующий фазовый объем обеспечивается либо тепловым распределением вблизи поверхности Ферми, либо колебаниями поверхности Ферми, либо макроскопическим переносом ядер путем конвекции. Вследствие указанных ограничений урка-процесс для данной пары ядер происходит только в некотором слое внутри звезды. Цурута и Камерон [399] проводят подробное обсуждение потерь тепловой энергии и энергии колебаний за счет урка-слоев в недрах звезд. Скорость нейтринных потерь энергии при конечной температуре вследствие существования урка-слоя дается формулой

$$L_\nu = 4\pi r_s^2 X \left[\left| \frac{dE_F}{dr} \right| \right]^{-1} (F_1 \xi_0^5 + F_2 T^5), \quad (4.154)$$

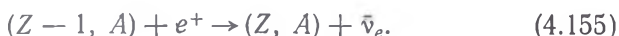
где r_s — радиус урка-слоя, X — концентрация рассматриваемой пары ядер по массе, E_F — энергия Ферми,

$$\left| \frac{dE_F}{dr} \right| \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ/см},$$

T — температура, $\xi_0 = \Delta r/r_0$ — относительная амплитуда радиальных колебаний (Δr — отклонение от равновесного радиуса r_0), а F_1 и F_2 затабулированы Цурутой и Камероном [399] для 132 пар ядер. Величины F_1 и F_2 характеризуют данную пару ядер и

определяются величиной ft , пороговой энергией и зарядом. Цу-рута и Камерон показали, что если урка-слои присутствуют в звездных недрах, то нейтринные потери энергии вследствие урка-процесса преобладают над всеми остальными нейтринными потерями энергии в области температур вплоть до $2 \cdot 10^9$ К. Роль урка-слоев в поджигании углерода в вырожденных ядрах звезд рассматривалась Брюнном [80] и Пачиньским [293].

Пинаев [303] первым обратил внимание на то, что если тепловая энергия kT становится больше, чем энергия массы покоя электрона mc^2 , и образуются электрон-позитронные пары, то наряду с рассмотренными реакциями важную роль играет реакция позитронного захвата:



В условиях равновесия нейтринные потери энергии за счет реакций (4.147), (4.148) и (4.155) даются формулами [303]¹⁾

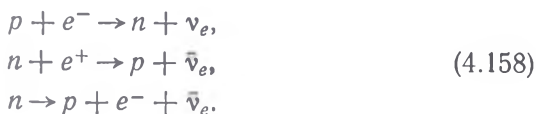
$$P_\nu \approx \frac{2 \cdot 10^{18}}{\lambda ft} \rho \left(\frac{Q + mc^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^4 \exp \left(- \frac{Q + mc^2}{kT} \right) [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{с}] \quad (4.156)$$

для $kT \ll mc^2$, $kT \ll Q$ и

$$P_\nu \approx \frac{0,4 \cdot 10^{20}}{\lambda ft} \rho \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^6 [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{с}] \quad (4.157)$$

для $kT \gg mc^2$, $kT \gg Q$. Здесь для величины ft берется ее экспериментальное значение, а Q — пороговая энергия. Боде, Солпитер и Сильвестро [47] вывели более точные формулы, которые включают эффекты позитронных и электронных захватов как бета-стабильными, так и бета-нестабильными ядрами, равно как и обычных электронных и позитронных бета-распадов. Эти авторы также приводят простые приближенные формулы для всех этих переходов в зависимости от плотности и температуры и вычисляют полные скорости урка-потерь энергии для ряда стабильных четно-четных ядер в условиях равновесия.

В случае когда имеется достаточное количество свободных протонов p и нейтронов n , соответствующими урка-реакциями являются реакции



¹⁾ В этой работе, а также в ряде работ других авторов того времени использовались сечения захвата электронов и позитронов, завышенные в 2 раза. В результате P_ν , приведенные в [303], также завышены в 2 раза. Эта ошибка была исправлена в работе В. С. Имшенника, Д. К. Надежина и В. С. Пинаева [Астрон. ж., 44, 768 (1967)]. Здесь мы приводим правильную формулу для P_ν , дающую уменьшение в 2 раза по сравнению с [303] и оригиналом книги. — Прим. ред.

Хансен [211] обобщил результаты Пинаева [303] на случай вырождения электронов, частичного вырождения электронов и образования электрон-позитронных пар. Для электронного захвата протонами Хансен получил скорость захвата

$$\lambda = 4,7 \cdot 10^{-4} \left(\frac{u^5}{5} + 8 \cdot 10^{-3} u^3 T_9^2 + 3,2 \cdot 10^{-3} T_9^5 \right) [\text{с}^{-1}] \text{ на протон} \quad (4.159)$$

и нейтринную светимость

$$L_\nu = 3,1 \cdot 10^{-10} \left(\frac{u^6}{6} + 6 \cdot 10^{-2} u^4 T_9^2 + 3,2 \cdot 10^{-3} T_9^5 \right) [\text{эрг/с}] \text{ на протон} \quad (4.160)$$

при $T_9 \gtrsim 10$ и $\mu \gtrsim kT$. Здесь $T_9 = T/10^9$, μ — химический потенциал и

$$u = \frac{\mu}{mc^2} = \text{наименьшее из } 10^{-2} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{1/3} \text{ и } 6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right) T_9^{-2}. \quad (4.161)$$

Для позитронного захвата нейтронами

$$\lambda = 10^{-6} T_9^5 \exp \left[-5,8 \frac{u+1}{T_9} \right] [\text{с}^{-1}] \text{ на нейтрон}, \quad (4.162)$$

$$L_\nu = 7 \cdot 10^{-13} T_9^6 \exp \left[-5,8 \frac{u+1}{T_9} \right] [\text{эрг/с}] \text{ на нейтрон} \quad (4.163)$$

при $T_9 \gtrsim 5$. В модели невзаимодействующего газа имеем для нейтронной звезды при нулевой температуре [40]

$$N_N \approx 2 \cdot 10^{38} \left(\frac{\rho}{\rho_{nucl}} \right) [\text{см}^{-3}], \quad (4.164)$$

$$N_e = N_p \approx 2 \cdot 10^{36} \left(\frac{\rho}{\rho_{nucl}} \right)^2 [\text{см}^{-3}] \quad (4.165)$$

при $\rho \leq 2\rho_{nucl}$. Здесь N_N, N_e и N_p означают соответственно числа нейтронов, электронов и протонов в единице объема, ρ — плотность, а $\rho_{nucl} \approx 3,7 \cdot 10^{14}$ г/см³ — плотность ядерной материи. Арнетт [11] применил метод Пинаева к реакциям (4.158) и получил полную нейтринную светимость Q_ν в следующем виде¹⁾:

$$Q_\nu = 8,1 \cdot 10^{16} X_\nu \left(\frac{T_9}{6} \right)^6 [\text{эрг/(г} \cdot \text{с)}], \quad (4.166)$$

¹⁾ Численный коэффициент в (4.166) завышен (см. примечание на стр. 169). Правильное значение численного коэффициента: $3,6 \cdot 10^{16}$. — Прим. ред.

где $T_9 = T/10^9$, а X_N связано с числом протонов N_p и нейтронов N_n в единице объема соотношением

$$X_N = \frac{N_p + N_n}{6 \cdot 10^{23} \rho}. \quad (4.167)$$

Фассио-Кануто [149] вычислил скорость бета-распада в сильном магнитном поле, а Кануто и Чу [91] рассматривали скорость урка-потерь энергий в интенсивном магнитном поле напряженности H . Полученные результаты были выражены через параметр

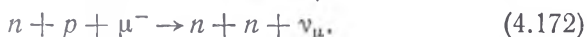
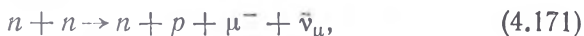
$$\theta = \frac{e\hbar H}{m^2 c^3} = \frac{H}{H_q} = \frac{H}{4,414 \cdot 10^{13} \text{ Гс}}. \quad (4.168)$$

Были выведены подробные формулы для нейтринной светимости L_H и скоростей реакции электронного захвата и бета-распада в условиях статистического равновесия и электронейтральности. Аналитические приближения к этим формулам показывают, что для нейтрон-протонного газа и $\theta \gg 1$ нейтринная светимость L_H в невырожденном газе может почти в 100 раз превышать нейтринную светимость L_0 в отсутствие поля. Однако в вырожденном газе нейтронов и протонов $L_H \approx 10^{-2} L_0$ при $\theta \gg 1$. В вырожденном газе ядер скорости урка-потерь энергии уменьшаются в 10^3 раз при $\theta \approx 1$ и $T \leq 10^9$ К.

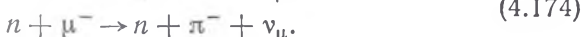
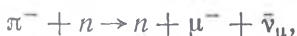
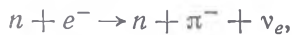
В недрах нейтронной звезды большое число свободных нейтронов находится в равновесии с малым числом протонов и электронов. В этих условиях рассеяние нейтронов может приводить к модифицированным урка-реакциям [104]:



Если энергия Ферми нейтронов превышает энергию покоя мюонов, $m_\mu c^2$, то в модифицированных урка-реакциях будут также образовываться мюонные нейтрино



Если в нейтронной материи присутствуют также квазисвободные пионы, то возможен еще один тип урка-реакций:



Баколл и Вольф [39, 41] предположили, что нейтронный газ не является сверхтекучим, и на основе модели независимых частиц

получили выражения для нейтринных светимостей нейтронных звезд (в предположении постоянства температуры и плотности внутри звезды):

$$L_\nu = 6 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{\rho_{nucl}}{\rho} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ [эрг/с]} \quad (4.175)$$

для модифицированного урка-процесса (4.169) и (4.170),

$$L_\nu = \begin{cases} 6 \cdot 10^{38} \left[1 - 2,25 \left(\frac{\rho_{nucl}}{\rho} \right)^{1/3} \right]^{1/2} \times \\ \times \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{\rho_{nucl}}{\rho} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ [эрг/с]} \text{ при } \rho > 1,84 \rho_{nucl}, \\ 0 \text{ при } \rho < 1,84 \rho_{nucl} \end{cases} \quad (4.176)$$

для модифицированного урка-процесса, определяемого реакциями (4.171) и (4.172),

$$L_\nu = 10^{46} T_9^6 \frac{N_\pi}{N_b} \frac{M}{M_\odot} \text{ [эрг/с]} \quad (4.177)$$

для реакций (4.173) и (4.174) с участием пионов. Здесь M — масса нейтронной звезды, M_\odot — масса Солнца, ρ — плотность нейтронной звезды, $\rho_{nucl} \approx 3,7 \cdot 10^{14}$ г/см³ — плотность ядерной материи, T_9 — температура ядра звезды в единицах 10^9 К, а N_π/N_b — отношение числа квазисвободных пионов к числу барионов в единице объема. Для сравнения выпишем фотонную светимость L_ν нейтронной звезды с эффективной поверхностной температурой T_e :

$$L_\nu = 7 \cdot 10^{36} T_{e7}^4 R_{10}^2 \text{ [эрг/с]}, \quad (4.178)$$

где $T_{e7} = T_e/10^7$, а R_{10} — радиус звезды в единицах 10 км. Бакколл и Вольф [41] рассмотрели также времена охлаждения нейтронных звезд за счет потерь тепловой энергии путем нейтринного излучения. Финци [165, 166] отметил возможность того, что экспоненциальные кривые блеска сверхновых I типа связаны с законом диссипации колебательной энергии нейтронной звезды в урка-процессе. Если нейтронная звезда пульсирует, то реакции идут неравновесным образом и скорость диссипации энергии колебаний на единицу массы dw/dt определяется соотношением [168]

$$\frac{dw}{dt} = -KQ_\nu, \quad (4.179)$$

где удельная нейтринная светимость за счет модифицированного урка-процесса, описываемого уравнениями (4.169) и (4.170), имеет вид

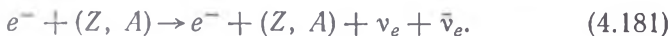
$$Q_\nu = 3 \cdot 10^5 \frac{\rho_{nucl}}{\rho} T_9^8 \text{ [эрг/(г \cdot с)]}, \quad (4.180)$$

а константа K изменяется от 10^{-1} до 10^3 при изменении отношения химического потенциала μ к тепловой энергии kT от 1 до 16.

4.3.5. Излучение нейтринных пар

Как впервые заметил Понтекорво [306], излучение нейтринных пар может значительно ускорить эволюцию звезды на ее поздних стадиях. Условия, в которых преобладают различные процессы излучения нейтринных пар (за исключением урка-процесса), показаны на рис. 25. На этом же рисунке приводится предсказываемый спектр солнечных нейтрино. Важной характеристикой звездной эволюции является нейтринная светимость, поэтому мы приведем ниже нейтринные светимости за счет тех основных процессов испускания нейтринных пар, которые были выделены Фаулером и Хойлом [181].

4.3.5.1. Нейтринное тормозное и нейтринное синхротронное излучение. Понтекорво [306] первым обратил внимание на то, что нейтрино могут излучаться в результате тормозного процесса в реакции



В рассматриваемой реакции электроны e^- сталкиваются с ядрами (Z, A) и в результате столкновения испускаются электрон e^- и пара нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Такой процесс аналогичен обычному фотонному тормозному излучению, поскольку здесь нейтринная пара эквивалентна обычному фотону, который испускается при неупругом рассеянии электрона. Гандельман и Пинаев [191] рассмотрели нейтринное тормозное излучение в невырожденном газе и получили эффективное сечение

$$\sigma = \sigma_0 Z^2 \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^3, \quad (4.182)$$

где E_e — кинетическая энергия налетающего электрона, а

$$\sigma_0 = \frac{8r_0^2}{525\pi^3} \left[\frac{g}{mc^2} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 \right]^2 = 3,52 \cdot 10^{-52} \text{ см}^2. \quad (4.183)$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона и $g \approx 1,41 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³. Если предположить, что распределение электронов максвелловское, а невырожденный газ полностью ионизован, то нейтринная светимость единицы объема P_ν дается формулой

$$P_\nu = 2,75 \cdot 10^{-10} \frac{\rho^2}{\mu_e \nu} T^{4,5} [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.184)$$

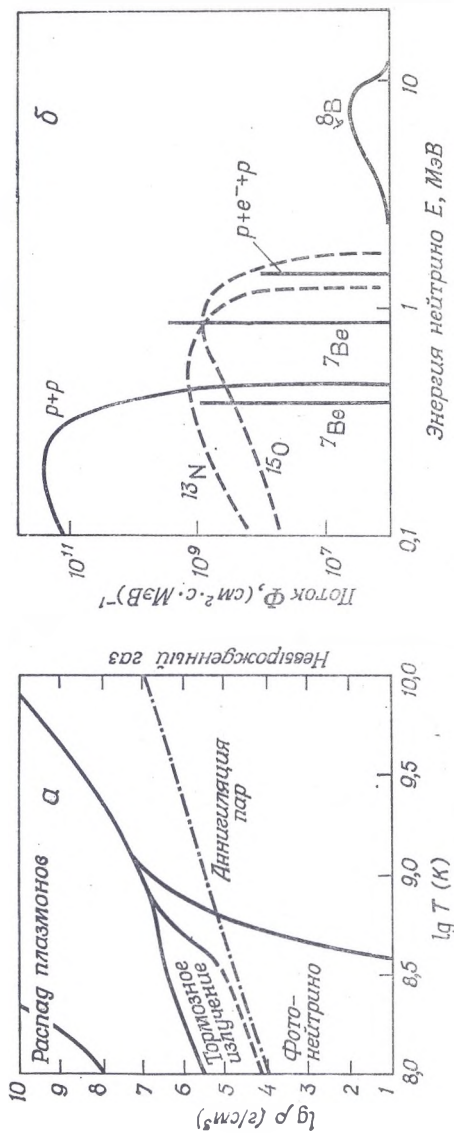


Рис. 25. Условия, при которых преобладают различные процессы испускания нейтринных пар [162] (а), и энергетический спектр солнечных нейтрино [37] (б). Величины ρ и T — плотность и температура газа соответственно. Нейтринное тормозное излучение рассчитывалось для заряда ядра $Z = 26$ в пренебрежении эффектами кристаллической решетки. На рис. б сплошные линии — энергетический спектр солнечных нейтрино, испускаемых в протон-протонной реакции, штриховые линии — спектр нейтрино для CNO-цикла. Нейтринные потоки даны в единицах $\text{нейтрино}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$ для источников, испускающих нейтрино в непрерывном спектре, и в единицах $\text{нейтрино}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ — для линейчатого спектра. (С разрешения Энью-ат Ревьюз Инк.)

где ρ — плотность газа, T — температура, выраженная в килоэлектрон-вольтах ($1 \text{ кэВ} = 1,1605 \cdot 10^7 \text{ К}$), а средняя электронная молекулярная масса μ_e и множитель ν определяются так:

$$\mu_e^{-1} = \sum_i \frac{X_i Z_i}{A_i} \text{ и } \nu^{-1} = \sum_i X_i \frac{Z_i^2}{A_i}, \quad (4.185)$$

причем X_i , Z_i и A_i — концентрация по массе, заряд и атомная масса ядра i -го сорта соответственно. Если электроны, подчиняющиеся статистике Ферми — Дирака, практически вырождены, то

$$P_\nu \approx 0,82 \cdot 10^{-7} \frac{\rho}{T} \ln \left(0,89 \frac{E_0}{T} \right) [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.186)$$

где температура T выражена в килоэлектрон-вольтах и

$$E_0 = 2,59 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{2/3} [\text{кэВ}].$$

Феста и Рудерман [162] рассмотрели нейтринное тормозное излучение при кулоновском рассеянии на ядрах релятивистского вырожденного газа электронов. Для ядер в газообразном состоянии нейтринная излучательная способность Q_ν имеет вид

$$\begin{aligned} Q_\nu &= 20g^2 \frac{Z^2 e^4}{A^3 c^3 \pi^5} (kT)^6 \left\{ B_1 B_2 - (\beta^2 - 1) \times \right. \\ &\times B_3 \left[\frac{2}{3} + \frac{1}{2} \left(\beta - \beta \frac{\beta^2 + 1}{2} \ln \frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right) \right] \left. \right\} [\text{эрг}/(\text{ядро} \cdot \text{с})] \approx \\ &\approx 0,76 \frac{Z^2}{A} \left(\frac{T}{10^8 \text{ К}} \right)^6 [\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \text{ при } \rho \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (4.187)$$

Здесь $\beta = E_F/(P_F c)$, где E_F и P_F означают соответственно энергию Ферми и импульс Ферми, а величины B_1 , B_2 и B_3 даются формулами

$$B_1 = (1 - \beta^2) \left(\frac{1}{2} \beta \ln \frac{\beta + 1}{\beta - 1} - 1 \right) + \frac{1}{3},$$

$$B_2 = -4 + 2(1 + \alpha^2) \ln \frac{2 + \alpha^2}{\alpha^2},$$

$$B_3 = \ln \frac{2 + \alpha^2}{\alpha^2} - \frac{2}{2 + \alpha^2},$$

где $\alpha^2 = \beta/215$. Если ядра образуют решетку при $T = 0 \text{ К}$, то Q_ν уменьшается при малых Z вплоть до нуля для $Z = 1$ и для $Z \geq 25$ составляет $\geq 0,40 Q_\nu$, даваемого (4.187). Однако при конечной температуре это уменьшение не так велико. Как видно на рис. 25, излучение нейтрино-антинейтринных пар в нейтринном тормозном излучении преобладает над остальными процессами излучения пар при высоких плотностях и умеренных темпе-

ратурах. Все остальные процессы подавлены при высоких плотностях, поскольку вакантные электронные состояния отсутствуют, а плазменная частота повышается. При низких температурах преобладающая обычно фотонейтринная излучательная способность падает как T^9 , а интенсивность нейтринного тормозного излучения падает как T^6 . Поэтому нейтринное тормозное излучение преобладает при умеренных плотности и температуре, как показано на рис. 25.

Пинаяев [303] рассчитал нейтринное излучение при рекомбинации электрона на K -оболочку атома. Полное сечение σ рекомбинации на K -оболочку с излучением нейтрино-антинейтринной пары имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 Z^5 \frac{c}{v} (E_e + I), \quad (4.188)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{4\alpha^5}{15\pi^2} \frac{g^2 m^2}{\hbar^4} = 0,76 \cdot 10^{-56} \text{ см}^2,$$

где кинетическая энергия электрона E_e и потенциал ионизации K -электрона $I = \alpha^2 Z^2 / 2$ выражены в единицах mc^2 , v — скорость начального электрона, α — постоянная тонкой структуры. В невырожденном газе с максвелловским распределением электронов нейтринная светимость единицы объема за счет свободно-связанных переходов дается формулой

$$P_\nu = 1,54 \cdot 10^{-8} Z^6 A^{-2} \rho^2 T^2 (1 - f) \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]}. \quad (4.189)$$

Здесь Z — заряд ядра, A — атомная масса, ρ — плотность газа, T — температура в килоэлектрон-вольтах и

$$f = \left(1 + 320 \frac{AT^{3/2}}{Z\rho} \right)^{-1}.$$

Формула (4.189) справедлива при условии $kT \gg I$. В вырожденном электронном газе нейтринная светимость единицы объема за счет свободно-связанных переходов имеет вид

$$P_\nu = 1,45 \cdot 10^{-13} Z^4 \left(\frac{Z\rho}{A} \right)^{19/3} \exp\left(-\frac{E_F}{T}\right) \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]} \quad (4.190)$$

при $E_F \gg kT \gg I$.

Ландстрит [252] первым рассчитал нейтринное тормозное излучение электрона, ускоренного в сильном магнитном поле. В магнитном поле напряженностью H светимость нейтринного синхротронного излучения от единицы объема определяется соотношениями [92, 149, 252]

$$P_\nu = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-44} H_8^6 T_7 \rho^4 \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)],} & \text{если } H_8 \rho^{7/3} \leq 8 \cdot 10^6 T_7, \\ 4 \cdot 10^{-7} T_7^{19/3} \rho^{4/3} H_8^{2/3} \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)],} & \text{если } H_8 \rho^{7/3} \geq 8 \cdot 10^6 T_7 \end{cases} \quad (4.191)$$

для релятивистского вырожденного электронного газа плотностью ρ и температурой T . Здесь $H_8 = H/10^8$ и $T_7 = T/10^7$. Для невырожденного нерелятивистского газа

$$P_v = 2 \cdot 10^{-46} H_8^6 N_e [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.192)$$

тогда как для вырожденного нерелятивистского газа

$$P_v = 1 \cdot 10^{-28} T_7 H_8^3 N_e^{1/2} [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.193)$$

где N_e — число электронов в единице объема. Кануто, Чиу, Чу и Фассио-Кануто [92] вывели общие формулы для нейтринного синхротронного излучения релятивистского электронного газа, а также получили численные приближенные выражения. Результаты этих авторов согласуются с формулой Ландстрита при высоких плотностях и не согласуются с указанной формулой при низких плотностях.

4.3.5.2. *Нейтринная аннигиляция электрон-позитронных пар.* В работах [101, 103, 105] рассмотрено испускание нейтрино при аннигиляции электронов e^- и позитронов e^+ в реакции

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e. \quad (4.194)$$

Нейтринная светимость единицы объема P_ν дается формулами [46]

$$P_\nu = 4,90 \cdot 10^{18} T_9^3 \exp\left[-\frac{11,86}{T_9}\right] [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]$$

(невырожденный нерелятивистский газ, $\frac{kT}{mc^2} \ll 1$),

$$P_\nu = 4,22 \cdot 10^{15} T_9^3 [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]$$

(невырожденный релятивистский газ, $\frac{kT}{mc^2} \gg 1$),

$$P_\nu = 1,93 \cdot 10^{13} (\rho/\mu_e) T_9^{7/2} \exp\left[-\frac{\varepsilon_F + 2mc^2}{kT}\right] [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]$$

(вырожденный нерелятивистский газ, $\frac{kT}{mc^2} \ll 1$, $\varepsilon_F \ll mc^2$), (4.195)

$$P_\nu = 1,44 \cdot 10^{11} (\rho/\mu_e) \left(\frac{E_F}{mc^2}\right)^2 T_9^4 [1 + (5kT/E_F)] \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]$$

(вырожденный релятивистский газ, $\frac{kT}{mc^2} \gg 1$, $\frac{E_F}{kT} \gg 1$),

где ρ — плотность газа, T — температура газа в кельвинах, $T_9 = T/10^9$, газ считается вырожденным, если

$$\rho > 2,4 \cdot 10^{-8} T^{1/2} \mu_e [\text{г}/\text{см}^3], \quad (4.196)$$

и релятивистским, если

$$\rho > 7,3 \cdot 10^6 \mu_e [\text{г}/\text{см}^3]. \quad (4.197)$$

Средняя молекулярная масса, приходящаяся на электрон, определяется соотношением

$$\mu_e^{-1} = N_e / (\rho N_A) = \sum X_Z Z / A_Z, \quad (4.198)$$

где N_e — число электронов в единице объема, число Авогадро $N_A \approx 6,022 \cdot 10^{23}$ (г-моль) $^{-1}$, X_Z — концентрация по массе элемента с атомным номером Z , A_Z — массовое число элемента, а $E_F = \epsilon_F + mc^2$, где для энергии Ферми полностью вырожденного газа ϵ_F имеем

$$\epsilon_F = mc^2 \left\{ \left[1,018 \cdot 10^{-4} (\rho/\mu_e)^{2/3} + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\}, \quad (4.199)$$

$$\epsilon_F = \begin{cases} 0,509 \cdot 10^{-4} (\rho/\mu_e)^{2/3} m_e c^2 & \text{(нерелятивистский газ),} \\ 1,009 \cdot 10^{-2} (\rho/\mu_e)^{1/3} m_e c^2 & \text{(релятивистский газ).} \end{cases}$$

Удельную нейтринную светимость Q_ν за счет аннигиляции пар можно найти, воспользовавшись выписанными выше уравнениями, из соотношения

$$Q_\nu = P_\nu / \rho. \quad (4.200)$$

Боде, Петросян и Солпитер [46] провели сравнение скоростей нейтринных потерь энергии за счет аннигиляции пар и рассмотренных ниже фотонейтринного и плазменно-нейтринного процессов.

4.3.5.3. *Фотонейтринный процесс.* Чу и Стеблер [105] и Ритус [321] первыми рассчитали излучение нейтрино при столкновении фотона γ и электрона e^- в фотонейтринной реакции



Петросян, Боде и Солпитер [302] вычислили скорость нейтринных потерь энергии за счет фотонейтринных процессов в горячей плазме с учетом вклада позитронов, присутствующих в равновесии с излучением абсолютно черного тела. Последние из указанных авторов получили для плотностей фотонейтринной светимости выражения

$$P_\nu = 0,976 \cdot 10^8 T_9^8 (\rho/\mu_e) \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]}$$

(невыврожденный нерелятивистский газ),

$$P_\nu = 1,477 \cdot 10^{13} T_9^9 [\lg T_9 - 0,536] \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]}$$

(невыврожденный релятивистский газ),

$$P_\nu = 0,976 \cdot 10^8 T_9^9 (\rho/\mu_e) \left(\frac{\rho/\mu_e}{3,504 \cdot 10^5} \right)^{-2/3} \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]}$$

(вырожденный нерелятивистский газ),

$$P_\nu = 1,514 \cdot 10^{13} T_9^9 \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]}$$

(вырожденный релятивистский газ),

причем критерии того, что газ является вырожденным или релятивистским, приведены в предыдущем разделе, $T_9 = T/10^9$, ρ — плотность газа, а μ_e — средняя молекулярная масса, приходящаяся на один электрон. Для большинства приложений нейтринную светимость единицы объема можно рассчитывать по формуле [302]

$$P = 1,103 \cdot 10^{13} T_9^9 \exp\left(-\frac{5,93}{T_9}\right) + 0,976 \cdot 10^8 T_9^8 (1 + 4,2T_9)^{-1} (\rho/\mu_e) \times \\ \times \left[1 + \frac{6,446 \cdot 10^{-6} \rho}{\mu_e T_9 (1 + 4,2T_9)}\right]^{-1} \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)].} \quad (4.203)$$

Сравнение энергетических потерь за счет аннигиляции пар, фотонейтринного и плазменно-нейтринного процессов проведено в работе [46].

Приближенные формулы для удельной фотонейтринной светимости Q_ν можно найти с помощью соотношения

$$Q_\nu = P_\nu/\rho. \quad (4.204)$$

4.3.5.4. *Плазменно-нейтринный процесс.* Движение фотона через ионизованный газ вызывает образование виртуальных пар электрон — дырка, при этом фотон как бы приобретает массу покоя M , равную

$$M = \hbar\omega_p/c^2, \quad (4.205)$$

где плазменная частота ω_p дается формулами

$$\omega_p^2 = \begin{cases} \frac{4\pi N_e e^2}{m} & \text{(невыврожденный газ),} \\ \frac{4\pi N_e e^2}{m} \left[1 + \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 (3\pi^2 N_e)^{2/3}\right]^{-1/2} & \text{(вырожденный газ).} \end{cases} \quad (4.206)$$

Такая частица, называемая плазмоном Γ , может распасться и испустить нейтрино по схеме $\Gamma \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$. Существуют два вида плазмонов: продольные и поперечные. Соответствующие нейтринные светимости единицы объема $P_{i\nu}$ и $P_{t\nu}$ имеют вид [2, 234]

$$P_{i\nu} = 1,30 \cdot 10^{13} T_9^9 x^9 (e^x - 1)^{-1} \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)],} \\ P_{t\nu} = 3,214 \cdot 10^{14} T_9^9 x^9 F(x) \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)],} \quad (4.207)$$

$$P_{t\nu} \approx \begin{cases} 7,4 \cdot 10^{21} \left(\frac{\hbar\omega_p}{mc^2}\right)^6 \left(\frac{mc^2}{kT}\right)^{-3} \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)] для } x \ll 1, \\ 3,85 \cdot 10^{21} \left(\frac{\hbar\omega_p}{mc^2}\right)^{7,5} \left(\frac{mc^2}{kT}\right)^{-1,5} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\hbar\omega_p}{kT}\right) \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)] для } x \gg 1, \end{cases} \quad (4.208)$$

где

$$x = \frac{\hbar\omega_p}{kT} = \left\{ \frac{4\pi e^2 \rho \hbar^2}{m_p m \mu_e (kT)^2} \left[1 + \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \left(\frac{3\pi^2 \rho}{m_p \mu_e} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \approx$$

$$\approx \frac{3,345 \cdot 10^{-4} (\rho/\mu_e)^{1/2}}{T_9 [1 + 1,0177 \cdot 10^{-4} (\rho/\mu_e)^{2/3}]^{1/2}},$$

$$F(x) = \sum_{n=1}^{\infty} [K_2(nx)/nx],$$

где $K_2(nx)$ — модифицированная функция Бесселя второго порядка. Мы учли здесь поправки, сделанные Заиди [435], который показал, что константы Адамса, Рудермана и Ву [2] для продольной и поперечной нейтринной светимости следует соответственно домножить на $3/8$ и $1/4$. Боде, Петросян и Солпитер [46] провели сравнение нейтринных светимостей за счет аннигиляции пар, фотонейтрино и плазменных нейтрино. Они получили соотношение

$$\frac{P_{l\nu}}{P_{\nu\nu}} = \begin{cases} 0,0158 \left(\frac{\hbar\omega_p}{kT} \right)^2 & \text{для } \hbar\omega_p \ll kT, \\ 1,078 & \text{для } \hbar\omega_p \gg kT. \end{cases} \quad (4.209)$$

Излучение плазменных нейтрино в сильном магнитном поле рассматривали Кануто, Чьюдери и Чу [93]. Основным размерным параметром в их расчетах была характерная напряженность магнитного поля

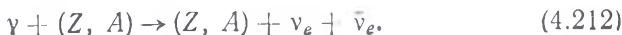
$$H_q = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = 4,414 \cdot 10^{13} \text{ Гс}. \quad (4.210)$$

Хотя нейтринное излучение поперечных плазмонов не менялось существенно даже при напряженностях магнитного поля H вплоть до 10^{13} Гс, распространение продольных плазмонов оказалось иным, что привело к нейтринной светимости $P_{l\nu}$, равной

$$P_{l\nu} = 1,48 \cdot 10^7 T \rho_6^{-1} (H/H_q)^6 [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.211)$$

где $T \geq 10^9$ К — температура, а $\rho_6 = \rho/10^6$, причем ρ — плотность газа. Если $P_{l\nu H}$ и $P_{l\nu 0}$ — нейтринные светимости единицы объема в присутствии и в отсутствие магнитного поля соответственно, то $P_{l\nu H} \gg 10^{10} P_{l\nu 0}$ при $\rho > 10^{11}$ г/см³, тогда как $P_{l\nu 0} \gg 10^5 P_{l\nu H}$ при $\rho < 10^{11}$ г/см³ для $H = 10^{11}$ Гс и $T \geq 10^9$ К.

4.3.5.5. Фотокүлоновские и фотон-фотонные нейтрино. Матияни и Цилосани [264] и Розенберг [323] рассмотрели образование нейтринных пар фотонами γ в кулоновском поле ядра (Z, A) в реакции



Здесь ν_e и $\bar{\nu}_e$ — электронное нейтрино и антинейтрино соответственно. Розенберг [323] получил для фотокулоновской нейтринной светимости единицы объема P_ν выражение

$$P_\nu \approx \frac{4,6 \cdot 10^5 \rho}{\nu} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{10} [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.213)$$

где $\nu^{-1} = \sum_i X_i Z_i^2 / A_i$.

Обсуждалось превращение фотона γ в нейтрино-антинейтринную пару при столкновении двух фотонов в реакции [103, 223, 323]

$$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (4.214)$$

Путем детального расчета [223] получена фотон-фотонная нейтринная светимость единицы объема P_ν в виде

$$P_\nu \approx 1,7 \cdot 10^{-28} T^{17} [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.215)$$

где температура T выражена в килоэлектрон-вольтах ($1 \text{ кэВ} \approx \approx 1,16 \cdot 10^7 \text{ К}$). Розенберг [323] сделал грубую оценку сечения этого же процесса и получил

$$P_\nu \approx 1,6 \cdot 10^{-20} T^{13} [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (4.216)$$

где T также в электрон-вольтах.

4.3.5.6. Процессы образования нейтрино мюонами и пионами.

При температурах, превышающих $6 \cdot 10^{11} \text{ К}$ (или $kT \approx 50 \text{ МэВ}$), в поле теплового излучения звезды возможно рождение мюонных μ и пионных π пар, которые затем могут распадаться с образованием нейтрино-антинейтринных пар в реакциях

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \end{aligned} \quad (4.217)$$

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (4.218)$$

Согласно Арнетту [11], эти процессы могут быть важным механизмом охлаждения массивных звезд на поздних стадиях эволюции. Скорость потери энергии Q_μ для распада мюона дается формулой

$$Q_\mu = - \frac{2N_{\text{pair}} E_{av}}{\rho \tau_\mu} \approx - 9,9 \cdot 10^{38} \frac{\exp(-\beta)}{\rho \beta^{7/2}} [\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})], \quad (4.219)$$

где ρ — плотность, $E_{av} \approx 35 \text{ МэВ}$ — средняя энергия распада, $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ — среднее время жизни мюона,

$$\beta = m_\mu c^2 / (kT),$$

где $m_\mu c^2 \approx 105,659$ МэВ — масса покоя мюона. Концентрация пар частица-античастица N_{pair} в условиях равновесия с полем излучения при $kT \ll mc^2$ для равных концентраций частиц и античастиц имеет вид

$$N_{pair} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}^{1/2}} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^3 \frac{\exp(-\beta)}{\beta^{1/2}}. \quad (4.220)$$

Потери энергии в результате распада пиона Q_π даются уравнением (4.219) с $E_{av} \approx 34$ МэВ и $\tau_\pi \approx 2,60 \cdot 10^{-8}$ с и составляют¹⁾

$$Q_\pi \approx -9,6 \cdot 10^{40} \frac{\exp(-\beta)}{\rho \beta^{1/2}} \text{ [эрг/(г} \cdot \text{с)],} \quad (4.221)$$

где

$$\beta = m_\pi c^2 / kT,$$

а $m_\pi c^2 \approx 139,576$ МэВ — энергия массы покоя пиона. Хансен [211] оценил светимость мюонных нейтрино единицы объема L_μ за счет процесса $\mu^+ + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. В предположении равенства концентраций μ^+ и μ^- он получил

$$L_\mu \approx 4 \cdot 10^{32} T_9^3 [1 + 4,75 \cdot 10^{-3} T_9 + 6,5 \cdot 10^{-6} T_9^2] \times \\ \times \exp \left[-\frac{2,45 \cdot 10^3}{T_9} \right] \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с)]} \quad (4.222)$$

для $50 \leq T_9 \leq 500$. Хансен [211] получил также нижний предел для светимости мюонных нейтрино за счет реакции $e^- + \mu^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu$.

4.3.6. Нейтринная непрозрачность

Измеренные сечения взаимодействия электронных и мюонных нейтрино с веществом составляют по порядку величины 10^{-44} см² при энергии 1 МэВ [выражение (4.97)]. Для реакций рассеяния нейтрино на электронах

$$(\nu_e \text{ или } \bar{\nu}_e) + e^- \rightarrow (\nu'_e \text{ или } \bar{\nu}'_e) + e'^-, \quad (4.223)$$

$$(\nu_\mu \text{ или } \bar{\nu}_\mu) + \mu^- \rightarrow (\nu'_\mu \text{ или } \bar{\nu}'_\mu) + \mu'^-. \quad (4.224)$$

Бакколл [33] получил сечения, пропорциональные соответственно

$$\sigma_{0e} = \frac{4}{\pi} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^{-4} \frac{g^2}{m^2 c^4} \approx 1,7 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2, \quad (4.225)$$

$$\sigma_{0\mu} = \left(\frac{m_\mu}{m} \right)^2 \sigma_{0e} \approx 7,3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2, \quad (4.226)$$

¹⁾ В работе [11] при вычислении Q_π не учитывался импульс μ -мезона. Этот эффект приводит к уменьшению Q_π : численный коэффициент 9,6 в (4.221) следует заменить на 8,4 (см. Г. В. Домогацкий, Препринт ИЯИ, № 96, 1973). — *Прим. ред.*

где $g \approx 1,41 \cdot 10^{-49}$ эрг/см³ — константа слабого взаимодействия, а индексы e и μ означают соответственно электронное и мюонное нейтрино. Сечение рассеяния нейтрино с энергией E_ν на электронах в невырожденном газе имеет вид [33]

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2} \frac{E_\nu}{mc^2} \text{ для } E_\nu \gg mc^2 \text{ и } kT \ll mc^2, \quad (4.227)$$

$$\sigma = 1,6 \frac{kT}{mc^2} \sigma_0 \frac{E_\nu}{mc^2} \text{ для } E_\nu \gg mc^2 \text{ и } kT \gg mc^2, \quad (4.228)$$

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{mc^2} \right)^2 \text{ для } E_\nu \ll mc^2 \text{ и } kT \ll mc^2, \quad (4.229)$$

$$\sigma = 17 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2 \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{mc^2} \right)^2 \text{ для } E_\nu \ll mc^2 \text{ и } kT \gg mc^2. \quad (4.230)$$

Здесь энергия массы покоя электрона $mc^2 \approx 8,2 \cdot 10^{-7}$ эрг $\approx 0,51$ МэВ, а тепловая энергия $kT \approx 0,86 \cdot 10^{-4} T$ эВ. Правые части соотношений (4.227) и (4.228) следует поделить на три в случае рассеяния антинейтрино на электронах, а уравнения (4.229) и (4.230) справедливы как для нейтрино-электронного, так и для антинейтрино-электронного рассеяния.

В вырожденном газе сечения рассеяния нейтрино на электронах даются формулами ([33] с учетом исправлений из [41])

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{mc^2} \right)^2 \frac{E_\nu}{E_F} \text{ при } E_\nu \ll E_F, \quad (4.231)$$

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E_\nu}{mc^2} \frac{E_F}{mc^2} \text{ при } E_\nu \gg E_F, \quad (4.232)$$

где E_F — энергия Ферми электрона. В случае рассеяния антинейтрино на электронах следует поделить правую часть уравнений (4.231) и (4.232) на три. Для энергии Ферми имеем выражение

$$E_F = mc^2 \left\{ \left[\left(\frac{\rho}{10^6 \mu_e} \right)^{1/3} + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\} \approx mc^2 \left(\frac{\rho}{10^6 \mu_e} \right)^{1/3} = \\ = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c N_e^{1/3} \text{ для } \rho \gg 10^6 \mu_e, \quad (4.233)$$

а плотность ρ связана с числом электронов N_e в единице объема соотношением

$$\rho = N_A^{-1} \mu_e N_e = 10^6 \mu_e x^3, \quad (4.234)$$

где

$$x^3 = 3\pi^2 N_e (\hbar^3/mc^3),$$

$\mu_e \approx 2$ — молекулярная масса, приходящаяся на один электрон, и $N_A \approx 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро. В нерелятивистском случае $\rho \ll 10^6 \mu_e$ получаем

$$E_F \approx \frac{mc^2}{2} \left(\frac{\rho}{10^6 \mu_e} \right)^{1/3} \approx (3\pi^2)^{1/3} \frac{\hbar^2}{2m} N_e^{2/3}. \quad (4.235)$$

Хансен [211] определяет химический потенциал μ как наименьшее из

$$\begin{aligned}\mu &= 10^{-2} mc^2 (\rho/\mu_e)^{1/3}, \\ \mu &= 6 \cdot 10^{-6} mc^2 T_9^{-2} (\rho/\mu_e)\end{aligned}\quad (4.236)$$

и получает для сечения рассеяния нейтрино на электроны:

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{2}{3} \sigma_0 E_\nu T_9 \quad \text{при } \mu \ll kT, \\ \sigma &= \frac{\sigma_0}{2} E_\nu \frac{\mu}{mc^2} \quad \text{при } \mu \gg kT \text{ и } E_\nu \gg \mu,\end{aligned}\quad (4.237)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{4} \frac{E_\nu}{\mu} mc^2 T_9 \left(1 + \frac{3E_\nu^2}{T_9^2}\right) \left(1 + \frac{T_9}{E_\nu}\right) \quad \text{при } \mu \gg kT \text{ и } E_\nu \ll \mu,$$

где E_ν — энергия нейтрино в мегаэлектрон-вольтах, а $T_9 = T/10^9$. Эти результаты довольно близки к приведенным выше соотношениям, если мы положим $\mu = E_F + mc^2 \approx E_F$ и заметим, что $E_\nu \approx 0,51 [E_\nu/(mc^2)]$ [МэВ] при $mc^2 = 0,51$ МэВ.

Получены точные формулы¹⁾ для сечения рассеяния нейтрино на электронах релятивистского вырожденного газа Ферми при $\mu \gg kT$, $E_\nu \gg kT$:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 E_\nu^2 \frac{2}{5} x \left(1 + \frac{2}{3} x + \frac{1}{7} x^2\right) & \text{при } x = E_\nu/\mu \leq 1, \\ 2\sigma_0 E_\nu \mu \left(1 - \frac{2}{5} x - \frac{1}{5} x^2 - \frac{4}{105} x^3\right) & \text{при } x = \mu/E_\nu \leq 1. \end{cases}$$

Здесь E_ν и μ выражены в МэВ. В пределе $E_\nu \ll \mu$ асимптотическое выражение для сечения практически совпадает с соответствующим сечением (4.237) при $E_\nu \gg kT$. Однако асимптотическое выражение (4.237) для сечения рассеяния при $E_\nu \gg \mu$ оказывается заниженным в 2 раза.

Баколл и Фраучи [35] получили для непрозрачности, обусловленной рассеянием нейтрино на нуклонах,

$$\sigma \leq 10^{-2} \sigma_{0e} (E_\nu/mc^2)^2 \quad (4.238)$$

в реакциях

$$\begin{aligned}v_e + p &\rightarrow v'_e + p', \\ v_e + n &\rightarrow v'_e + n', \\ \bar{v}_e + p &\rightarrow \bar{v}'_e + p', \\ \bar{v}_e + n &\rightarrow \bar{v}'_e + n',\end{aligned}\quad (4.239)$$

¹⁾ Герштейн С. С., Имшенник В. С., Надежин Д. К., Фоломешкин В. Н., Хлопов М. Ю., Четчин В. М., Эрамжян Р. А., Передача нейтринным излучением импульса и энергии в оболочку коллапсирующей звезды и вспышки сверхновых, ЖЭТФ, 69, 1473 (1975). — Прим. ред.

где n и p — свободные нейтроны и протоны соответственно, E_ν — энергия нейтрино, а σ_{0e} дается формулой (4.225). Баколл и Фраучи [35] приводят также формулы для поглощения нейтрино связанными нуклонами.

Хансен [211] вывел формулы для полной скорости рассеяния Q в предположении, что падающие нейтрино имеют равновесный фермиевский спектр с нулевым химическим потенциалом и с той же температурой, при которой находятся окружающие электроны или нуклоны. Для рассеяния нейтрино на электронах он получил

$$Q \approx 9,1 \cdot 10^{-35} N_e N_\nu T_9^2 [(c \cdot \text{см}^3)^{-1}] \text{ для } \mu \leq 4kT, \quad (4.240)$$

$$Q \approx 3,64 \cdot 10^{-34} \frac{N_e N_\nu}{\mu/kT} T_9^2 [(c \cdot \text{см}^3)^{-1}] \text{ для } \mu \geq 4kT. \quad (4.241)$$

Здесь N_e — число электронов в единице объема, $T_9 = T/10^9$, химический потенциал μ дается уравнениями (4.236), а для числа нейтрино в единице объема N_ν имеем

$$N_\nu = 7,65 \cdot 10^{27} T_9^3 [\text{см}^{-3}]. \quad (4.242)$$

Аналогично для поглощения тепловых нейтрино протонами p или нейтронами n получаем

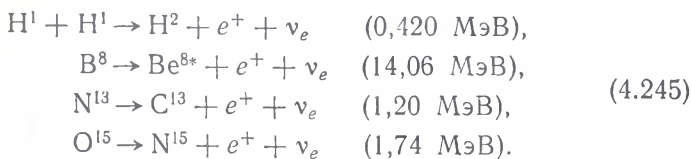
$$Q \approx 1,5 \cdot 10^{-6} N_p T_9^5 [(c \cdot \text{см}^3)^{-1}] \text{ при } T_9 \geq 10, \quad (4.243)$$

$$Q \approx 1,5 \cdot 10^{-6} N_n T_9^5 \exp(-\mu/kT) [(c \cdot \text{см}^3)^{-1}] \text{ при } T_9 \geq 5, \quad (4.244)$$

где N_p и N_n — числа свободных протонов и нейтронов в единице объема соответственно.

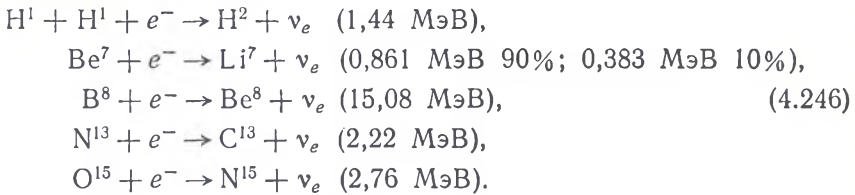
4.3.7. Солнечные нейтрино

Протон-протонная цепочка горения водорода, которая, как полагают, является главным источником термоядерной энергии Солнца, сопровождается образованием непрерывного спектра нейтрино в реакциях [32, 34]



Числа в скобках означают максимальные энергии нейтрино, образующихся в соответствующих реакциях. Помимо реакций (4.245) с излучением нейтрино непрерывного спектра, возможны

следующие реакции, в которых испускаются нейтрино различных дискретных энергий:



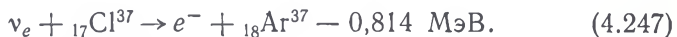
Здесь также приведены реакции CNO-цикла с участием N^{13} и O^{15} , в которых излучаются нейтрино. Для экспериментов по детектированию нейтрино представляет интерес поток на поверхности Земли Φ , который приведен на рис. 25. Потоки нейтрино, испускаемые при некоторых реакциях, приведены в табл. 40. Поток, вообще говоря, зависит от модели, и Ибен [233] показал, что нейтринный поток зависит от принимаемого химического состава Солнца. Значения, приведенные в табл. 40, соответствуют $Z/X = 0,019$, $L_{\odot} = 3,81 \cdot 10^{33}$ эрг/с, $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г и возрасту Солнца $4,7 \cdot 10^9$ лет.

Таблица 40

Потоки солнечных нейтрино на поверхности Земли для различных реакций [38]

Источник нейтрино	Поток, см ⁻² ·с ⁻¹
$\text{H}^1 + \text{H}^1$	$6,0 \cdot 10^{10}$
$\text{Be}^7 + e^-$	$4,5 \cdot 10^9$
N^{13}	$3,3 \cdot 10^8$
O^{15}	$2,7 \cdot 10^8$
$\text{H}^1 + \text{H}^1 + e^-$	$1,5 \cdot 10^8$
B^8	$5,4 \cdot 10^5$

Эксперимент Дэвиса по детектированию нейтрино основан на реакции [133]



Эксперимент устанавливает предел на сумму произведений сечения поглощения σ_i (в см²) и падающего потока нейтрино Φ_i (в см⁻²·с⁻¹) по всем источникам нейтрино. Современный наблюдаемый предел

$$\sum_i \Phi_i \sigma_i \leq 1 \text{ SNU}, \tag{4.248}$$

где солнечная нейтринная единица (solar neutrino unit) $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ актов поглощения нейтрино на атом мишени за

секунду. Сечение поглощения нейтрино, вызывающего разрешенный переход между состояниями ядра, дается формулой [32]

$$\sigma = \frac{2\pi^2 (0,693)}{c (f\tau_{1/2})} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 \left(\frac{W}{mc^2} \right)^2 \frac{cp}{W} F(Z, W), \quad (4.249)$$

где p и W — соответственно импульс и энергия образующегося электрона, $f\tau_{1/2}$ — измеренное значение ft для перехода, а $F(Z, W)$ — функция Ферми, которая учитывает кулоновские поправки и размер ядра [244, 308]. Для Cl^{37} сечение имеет вид

$$\sigma = 1,91 \cdot 10^{-46} \frac{cpW}{(mc^2)^2} \frac{F}{2\pi\alpha Z} [\text{см}^2], \quad (4.250)$$

где $\alpha = 1/137,037$ — постоянная тонкой структуры, $W = W_\nu - 0,814 \text{ МэВ} + 0,511 \text{ МэВ}$, а энергия падающих нейтрино $W_\nu > 0,814 \text{ МэВ}$. Значения этого сечения приведены в табл. 41.

Таблица 41

Сечения поглощения в Cl^{37} для различных источников нейтрино [32, 37]

Источник нейтрино	Сечение, см ²
Be^7	$2,9 \cdot 10^{-46}$
N^{13}	$2,1 \cdot 10^{-46}$
O^{15}	$7,8 \cdot 10^{-46}$
$\text{H}^1 + \text{H}^1 + e^-$	$1,7 \cdot 10^{-45}$
B^8	$1,35 \cdot 10^{-42}$

Если сопоставить указанные значения с рассчитанными Баколлом и Ульрихом [38] нейтринными потоками, то мы получим для скорости регистрации падающих нейтрино 5,6 SNU, что значительно превышает наблюдаемый предел 1 SNU. Если бы источником ядерной энергии Солнца был CNO-цикл, то скорость регистрации потока нейтрино составила бы 35 SNU. Протон-протонная цепочка давала бы поток около 1,5 SNU вне зависимости от используемой модели Солнца. Обычно полагают, что скорость счета $< 0,5$ SNU несовместима с предположением о том, что наблюдаемая солнечная светимость обусловлена термоядерными реакциями. Возможное разрешение этого противоречия было предложено Фаулером [174]. Он предположил, что приблизительно $3 \cdot 10^7$ лет назад в Солнце имело место быстрое конвективное перемешивание — т. е. в то время, когда была выделена та энергия, которая излучается в настоящее время поверхностью Солнца. Напротив, регистрируемые в некоторый данный момент нейтрино образовались всего лишь 8 мин назад.

Итог пятнадцатилетней работы над проблемой солнечных нейтрино подведен в работе Баколлы и Дэвиса [Science, 191, 264 (1976)].

4.4. СИНТЕЗ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

4.4.1. Распространенность химических элементов

Первые исследования распространенности химических элементов в Солнечной системе были выполнены Гольдшмидом [200]. Затем Зюс и Юри [373] опубликовали подробный график



Рис. 26. Распространенность нуклидов как функция массового числа. Указаны также различные ядерные процессы в звездах, с которыми могут быть связаны характерные черты кривой распространенности. Данные о распространенности элементов приведены в табл. 38. Распространенность кремния принята равной 10^6 .

зависимости распространенности химических элементов от их атомной массы. Опираясь на эту кривую распространенности, М. Бербидж, Дж. Бербидж, Фаулер и Хойл [83] постулировали основные процессы синтеза химических элементов в звездах.

В табл. 38 приведены, в частности, последние данные о распространенности элементов согласно Камерону [89] с указанием для большинства нуклидов основных способов их образования. Соответствующая кривая распространенности показана на рис. 26. Эти последние данные получены в результате изучения углистых хондритов I типа (метеориты, содержащие углеродные соединения с минимальным количеством каменного или металлического хондритного вещества) и, как полагают, дают более правильное представление о распространенностях элементов, чем кривая Зюса и Юри, основанная на измерениях распространенности на Земле, в метеоритах и на Солнце.

4.4.2. Процессы синтеза элементов в нормальных звездах — эволюционные стадии генерации энергии и скорости ядерных реакций

Анализ распространенности элементов приводит к последовательности процессов нуклеосинтеза в звездах, которая практически не отличается от постулированной М. Бербидж, Дж. Бербиджем, Фаулером и Хойлом [83]. Такими фундаментальными процессами, которые выделены на кривой распространенности нуклидов на рис. 26, являются следующие:

а. Горение водорода (превращение водорода в гелий), температура $T > 10^7$ К и характерное время $\approx 10^{10}$ лет.

б. Горение гелия (превращение гелия в углерод, кислород и т. п.), температура $T \geq 10^8$ К и характерное время $\approx 10^7$ лет.

в. Горение углерода, температура $T \geq 6 \cdot 10^8$ К и горение кислорода, температура $T \geq 10^9$ К (образование ядер с $16 \leq A \leq 28$), характерное время $\approx 10^5$ лет, если нуклеосинтез не носит взрывного характера, в противном случае несколько секунд.

г. Горение кремния (образование ядер с $28 \leq A \leq 60$), температура $T > 3 \cdot 10^9$ или $4 \cdot 10^9$ К и характерное время в случае квазиравновесия и e -процесса ≈ 1 с.

д. s -процесс (образование ядер с $A \geq 60$), температура $T > 10^8$ К и характерное время 10^3 — 10^7 лет.

е. r -процесс (образование ядер с $A \geq 60$), температура $T > 10^{10}$ К и характерное время 10—100 с (неопределенно).

ж. p -процесс (образование обогащенных протонами ядер с малой распространенностью), температура $T > 2 \cdot 10^9$ — $3 \cdot 10^9$ К и характерное время 10—100 с.

Эволюционные треки звезд, прослеживаемые на наблюдаемой диаграмме Герцшпрунга—Рессела, в большинстве своем относятся к стадиям водородного и гелиевого горения. Связь между термоядерными реакциями и звездной эволюцией рассмотрена в обзорах Хаяши, Хоши и Сугимото [215] и Тейлера [379]. Подробные формулы для вычисления скоростей этих реакций в

Таблица 42

Константы для скоростей реакций горения водорода, задаваемых выражениями (4.251) — (4.253), $C_{10} = 0$ ¹⁾

Протон-прогонная цепочка	C_1	C_2	Γ_*	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	
$H^1 (p, e^+ \nu) D^2$	$4,214 \cdot 10^{-15}$	3,380	∞	0,123	1,09	0,938	0	0	0	0						
$D^2 (p, \nu) He^3$	$2,651 \cdot 10^3$	3,720	∞	0,112	1,99	1,56	0,162	0,324	0						63,755	$1,633 \cdot 10^{10}$
$He^3 (He^3, 2p) He^4$	$5,964 \cdot 10^{16}$	12,275	∞	0,0339	-0,199	-0,0472	0,0316	0,0191	0							*
$He^4 (He^4, \nu) Be^7$	$6,331 \cdot 10^6$	12,826	∞	0,0325	-0,350	-0,0797	0,0563	0,0325							18,410	$1,113 \cdot 10^{10}$
$Li^7 (p, \alpha) He^4$	$8,038 \cdot 10^8$	8,471	30,068	0,0492	0,230	0,0793	-0,0285	-0,0232	{	$1,543 \cdot 10^6$ $1,065 \cdot 10^{10}$	{	4,479 30,443	{	4,690 201,321		
$Be^7 (p, \nu) B^8$	$4,345 \cdot 10^8$	10,262	∞	0,0406	0	0	0	0	3,297 $\cdot 10^3$	7,306						$1,592 \cdot 1,305 \cdot 10^{10}$
CNO-цикл																
$C^{12} (p, \nu) N^{13}$	$2,043 \cdot 10^7$	13,690	1,500	0,0304	1,190	0,254	2,06	1,120	{	$1,081 \cdot 10^6$ $2,153 \cdot 10^8$	{	4,925 18,179	{	22,554 8,841 $\cdot 10^3$		
$C^{12} (p, \nu) N^{14}$	$8,006 \cdot 10^7$	13,717	2,000	0,0304	0,958	0,204	1,39	0,753	{	$1,352 \cdot 10^6$ $2,661 \cdot 10^8$ $2,262 \cdot 10^9$	{	5,978 11,987 13,463	{	87,625 1,190 $\cdot 10^{10}$		

$N^{14}(\rho, \psi) O^{16}$	$5,08 \cdot 10^7$	$15,228$	$3,090$	$0,0274$	$-0,778$	$-0,149$	$0,261$	$0,127$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,282 \cdot 10^4 \\ 1,65 \cdot 10^4 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 3,011 \\ 12,007 \end{array} \right\}$	$84,692$	$2,669 \cdot 10^{16}$
$N^{15}(\rho, \psi) O^{16}$	$9,78 \cdot 10^8$	$15,251$	$0,450$	$0,0273$	$0,219$	$0,042$	$6,83$	$3,32$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,11 \cdot 10^4 \\ 1,40 \cdot 10^4 \\ 3,80 \cdot 10^6 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 3,388 \\ 4,665 \\ 11,048 \end{array} \right\}$	$140,741$	$3,624 \cdot 10^{16}$
$N^{15}(\rho, \alpha) C^{12}$	$8,157 \cdot 10^{11}$	$15,251$	$0,522$	$0,0273$	$6,74$	$1,29$	0	0	$\left\{ \begin{array}{l} 1,290 \cdot 10^4 \\ 3,144 \cdot 10^6 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 3,676 \\ 7,974 \end{array} \right\}$	$0,706$	$57,631$
$O^{16}(\rho, \psi) F^{17^*}$	$9,54 \cdot 10^7$	$16,692$	∞	$0,00843$	0	0	0	0			$6,970$	$3,034 \cdot 10^9$
$O^{17}(\rho, \alpha) N^{14^*}$	$1,53 \cdot 10^7$	$16,712$	$0,565$	$0,025$	$5,39$	$0,940$	$13,5$	$5,93$	$2,92 \cdot 10^6 T_9^{2,5}$	$4,247$	$0,6757$	$13,845$

⁹) Согласно работе Фаулера, Колан и Циммерман [177].

⁵) Для реакции $Be^7(e^-, \nu) Li^7$ имеем $N_A(12) = 1,340 \cdot 10^{-10} T_9^{-1/2} [1,0 - 0,537 T_9^{1/2} + 3,86 T_9^{3/2} + 1,2 T_9 + 0,0027 T_9^{-1} \exp(0,002515 T_9^{-1})]$.

⁶) $C_1 T_9^{-2/3} = (C_1^* T_9^{-1})^{3/2}$, причем значение C_1^* приведено в графе C_1 настоящей таблицы.

⁴) $C_1 T_9^{-2/3} = C_1^* T_9^{-2/3} (1 + 19,986 T_9)^{-5/6}$, причем значение C_1^* приведено в графе C_1 настоящей таблицы.

⁸) В этом случае обратной реакцией является трехчастичная реакция $p + p + He^4 \rightarrow He^3 + He^4$. Число этих реакций в единицу времени в единице объема, Ppp выражается через величину $N_A(12)$ для прямой реакции следующим образом [177]:

$$Ppp = \frac{1}{2} \frac{X^2 X_\alpha}{A_H^2 A_\alpha} \rho^3 N_A R, \text{ где } R = 3,30 \cdot 10^{-10} T_9^{-1,5} N_A(12) \exp\left(-\frac{149,240}{T_9}\right) \cdot [cm^3/(c \cdot c)].$$

Могут быть полезными также следующие соотношения:

$$R = -\frac{2A_H^2}{X^2 \psi^2} \frac{1}{X_\alpha} \frac{dX_\alpha}{dt} = -\frac{A_\alpha A_H}{X^2 \psi^2} \frac{1}{X_\alpha} \frac{dX}{dt}.$$

Здесь X и X_α — концентрации по массе водорода и гелия, а A_H и A_α даны в (4.13). — Прим. ред.

различных диапазонах масс приводятся в [125, 316, 353]. Константы скоростей для многих важных термоядерных реакций в звездах можно найти в [45, 176, 177, 389, 394, 407]. В перечисленных работах дан подробный обзор оригинальных работ, которые были использованы в качестве источников экспериментальных данных. Ниже мы приведем скорости реакций для отмеченных выше ядерных процессов. Для многих из этих процессов мы укажем составляющие их реакции, а также соответствующие энергосвободы и константы скорости реакций. Тогда скорость прямой реакции можно будет определить из уравнения [см., например, уравнения (4.47), (4.51), (4.64), (4.65) и (4.67)]

$$N_A \langle 12 \rangle = C_1 T_9^{-2/3} \exp[-C_2 T_9^{-1/3} - (T_9/T_0)^2] \{1 + C_3 T_9^{1/3} + C_4 T_9^{2/3} + C_5 T_9 + C_6 T_9^{4/3} + C_7 T_9^{5/3}\} + \sum C_8 T_9^{-3/2} \exp(-C_9/T_9) + C_{10} \exp(-C_{11}/T_9) \text{ [см}^3/(\text{с} \cdot \text{г-моль})], \quad (4.251)$$

а скорость обратной реакции — из уравнений

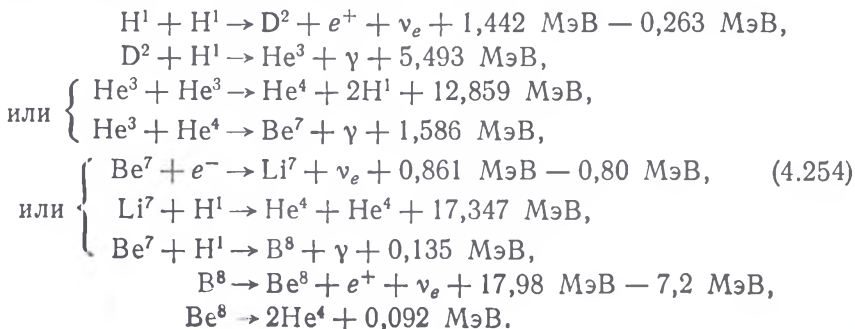
$$N_A \langle 34 \rangle = C_{12} [\exp(-C_{13}/T_9)] N_A \langle 12 \rangle \text{ [см}^3/(\text{с} \cdot \text{г-моль})] \quad (4.252)$$

или

$$\lambda_\nu(3) = C_{14} T_9^{3/2} [\exp(-C_{13}/T_9)] N_A \langle 12 \rangle \text{ [с}^{-1}]. \quad (4.253)$$

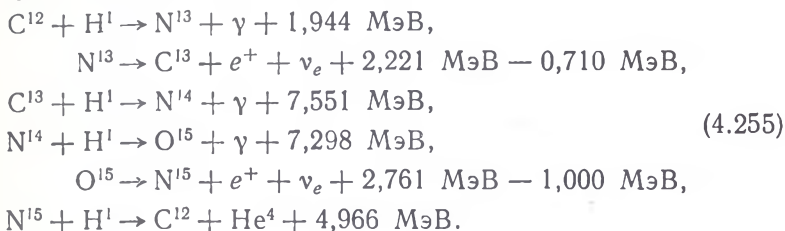
Здесь $N_A = 6,022169 \cdot 10^{23}$ г-моль⁻¹ — число Авогадро, $\langle 12 \rangle$ — скорость $\langle \sigma v \rangle$ прямой реакции, $T_9 = T/10^9$, где T — температура в кельвинах, константы $C_1 - C_{14}$ даются в таблицах, $\langle 34 \rangle$ — скорость $\langle \sigma v \rangle$ обратной реакции, а $\lambda_\nu(3) = [\tau_\nu(3)]^{-1}$ — обратная величина характерного времени фоторасщепления.

Горение водорода: протон-протонная цепочка. Этот процесс начинается с протон-протонной реакции, обсуждавшейся Вейцекером [415], Бете и Критчфильдом [56], Бете [55], Солпитером [336], Фаулером [173], Ривсом [316], а также Баколлом и Мэем [36]. Последующие реакции были предложены Шацманом [347] и Фаулером [172], а роль различных «звеньев» цепочки изучалась Паркером, Баколлом и Фаулером [296]. Полная цепочка состоит из следующих реакций:

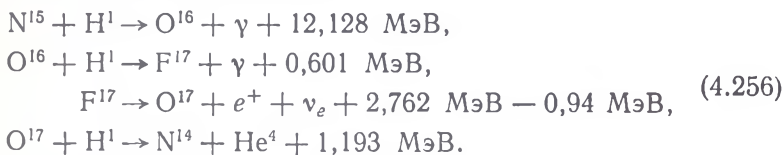


Здесь энерговыделение включает энергию аннигиляции позитрона, если он образуется в реакции, а отрицательные значения энергии означают среднюю потерю энергии в виде нейтрино. Константы, входящие в выражения (4.251) — (4.253) для скоростей реакций, как в протон-протонной цепочке, так и в двойном CNO-цикле, приведены в табл. 42.

Горение водорода: двойной CNO-цикл. В звездах массой, немного превышающей массу Солнца, водород может превращаться в гелий путем CN-цикла, который протекает быстрее в этих звездах, чем протон-протонная цепочка реакций, если углерод и азот участвуют в реакциях в качестве катализаторов. Такими реакциями являются [55, 416]

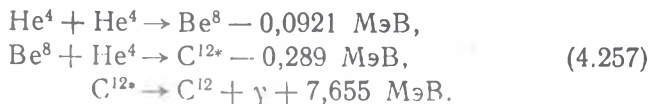


Помимо этих реакций могут также происходить дополнительные захваты протонов, которые завершают CN-цикл и превращают его в двойной CNO-цикл [171, 262, 340]:



Здесь в энерговыделение включена энергия аннигиляции позитрона, а отрицательные значения энергии означают среднюю энергию, теряемую в виде нейтрино. Возможно, что большая часть наблюдаемого в природе азота N^{14} образуется в результате CNO-цикла. Колан и Фаулер [95] и Колан [94] подробно рассмотрели нуклеосинтез в CNO-процессе. Во время взрывов сверхновых может происходить быстрый CNO-цикл, в котором вместо бета-распада идут (n, p)-реакции.

Горение гелия: тройной альфа-процесс и процессы захвата альфа-частиц. К тройному альфа-процессу относят следующие реакции [121, 178, 228, 288, 289, 337, 338, 341]:



Среднее время жизни $\tau_{3\alpha}$ для выгорания He^4 в полной реакции тройного альфа-процесса $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma + 7,274 \text{ МэВ}$ дается формулой [45, 110, 176, 177]

$$\lambda_{3\alpha} = \frac{1}{\tau_{3\alpha}} = \frac{3r_{3\alpha}}{N_\alpha} = 9,36 \cdot 10^{-10} (\rho X_\alpha)^2 T_9^{-3} \exp(-4,411/T_9) + \\ + 1,66 \cdot 10^{-8} (\rho X_\alpha)^2 T_9^{-3} \exp(-27,443/T_9) [\text{с}^{-1}] \quad (4.258)$$

или для прямого тройного α -процесса

$$-\frac{2A_\alpha^2}{\rho^2 X_\alpha^3} \frac{dX_\alpha}{dt} = \frac{2A_\alpha^2}{\rho^2 X_\alpha^2} \lambda_{3\alpha} = 3,00 \cdot 10^{-8} T_9^{-3} \exp(-4,411/T_9) + \\ + 5,315 \cdot 10^{-7} T_9^{-3} \exp(-27,433/T_9) [\text{см}^6/(\text{с} \cdot \text{г}^2)], \quad (4.258')$$

где первый член справедлив при $0,03 \leq T_9 \leq 8$, а второй член добавляется при $4 \leq T_9 \leq 8$. Здесь $r_{3\alpha}$ — скорость реакции, N_α — число α -частиц в единице объема, X_α — их доля по массе, A_α — масса α -частицы в а. е. м. [см. (4.13)], а ρ — плотность газа. По современным представлениям, в результате горения гелия образуются приблизительно равные количества C^{12} и O^{16} в звездах в широком диапазоне масс от 0,5 до 50 M_\odot .

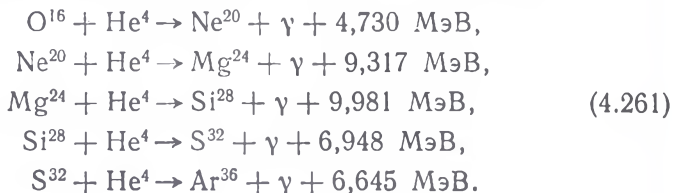
Как только образовались ядра C^{12} , в результате процесса α -захвата начинают появляться ядра O^{16} :



Скорость указанной реакции определяется из соотношения [177]

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 0,903 \cdot 10^8 T_9^{-2} (1 + 0,621 T_9^{2/3})^2 \times \\ \times (1 + 0,047 T_9^{-7/3})^{-2} \exp[-32,12 T_9^{-1/3} - (T_9/5,863)^2] + \\ + 2,74 \cdot 10^7 T_9^{-7/3} \exp[-32,12 T_9^{-1/3}] + 1,25 \cdot 10^3 T_9^{-1,5} \exp[-27,499/T_9] + \\ + 1,43 \cdot 10^{-2} T_9^{-5} \exp[-15,541/T_9] [\text{см}^3/(\text{с} \cdot \text{г-моль})]. \quad (4.260)$$

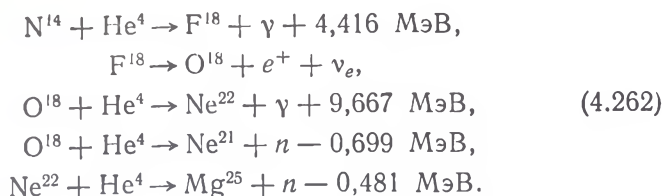
Скорость этой реакции определена с точностью до множителя пять. Далее происходят следующие процессы α -захвата:



Продукты реакций CNO-цикла могут также образовывать нейтроны в реакциях α -захвата [84]:

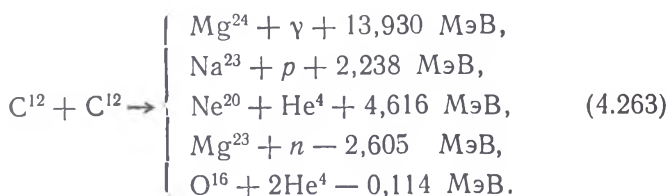


или [88]

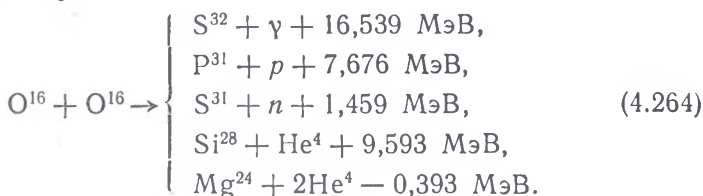


Константы скорости реакции для реакций с α -частицами приведены в табл. 43.

Горение углерода и кислорода. Основными продуктами горения гелия являются ядра C^{12} и O^{16} . Когда температура начинает превышать $8 \cdot 10^8$ К, ядра углерода вступают в реакцию друг с другом:



При температуре около $2 \cdot 10^9$ К ядра кислорода также вступают между собой в реакцию:



Измерены сечения некоторых из указанных реакций [297, 298, 368]. Установлено, что вследствие большого радиуса взаимодействия тяжелых ионов в сечении появляется дополнительный член, так что среднее сечение $\langle \sigma \rangle$ дается формулой

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle S \rangle}{E} \exp[-(E_G/E)^{-1/2} - gE].
 \tag{4.265}$$

Здесь E — кинетическая энергия в системе центров масс, энергия Гамова E_G дается уравнением (4.34) и

$$g = 0,122 (AR_f^3/Z_1 Z_2)^{1/2} [\text{МэВ}^{-1}],
 \tag{4.266}$$

где A — приведенная масса двух взаимодействующих частиц, выраженная в а. е. м., Z_1 и Z_2 — заряды частиц в единицах заряда протона, а радиус взаимодействия R_f выражен в ферми. Для

Таблица 43

Константы для скоростей реакций горения гелия, задаваемых выражениями (4.251) — (4.253) ¹⁾

Реакция с α-частицами	C_1	C_2	T_3	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}
$\text{He}^4 (\alpha, \gamma) \text{C}^{12}$														$84,424^*$	$2,003 \cdot 10^{20} T_9^{5/4}$
$\text{C}^{12} (\alpha, \gamma) \text{O}^{16}$														83,110	$5,133 \cdot 10^{10}$
$\text{O}^{16} (\alpha, \gamma) \text{Ne}^{20}$	$5,357 \cdot 10^9$	39,756	∞	0,0105	{	40,86	391,4	881,8	{	10,359	12,243	23,112	0	54,888	$5,652 \cdot 10^{10}$
$\text{Ne}^{20} (\alpha, \gamma) \text{Mg}^{24} **$	$4,11 \cdot 10^{11}$	46,766	2,219	0,009	{	5270	6510	T_9^2	{	15,869	16,223	0	108,118	$6,011 \cdot 10^{10}$	
$\text{Mg}^{24} (\alpha, \gamma) \text{Si}^{28} ***$					{	47,8	1970	$T_9^{5/4}$	{	13,506	15,246	17,425	0	115,872	$6,270 \cdot 10^{10}$
$\text{Si}^{28} (\alpha, \gamma) \text{S}^{32}$	$1,675 \cdot 10^{21}$	59,485	0,785								936,2	18,810		80,626	$6,465 \cdot 10^{10}$
$\text{S}^{32} (\alpha, \gamma) \text{Ar}^{36}$	$8,132 \cdot 10^{20}$	65,366	1,068								519,7	23,380		77,099	$6,620 \cdot 10^{10}$
$\text{C}^{12} (\alpha, n) \text{O}^{16}$														5,792	25,707
														0	$9,373$ $11,873$ $20,409$ $29,283$

$N^{14}(\alpha, \gamma) F^{18} \text{****}$	$7,78 \cdot 10^9$	$36,031$	$0,881$	$0,0116$	$\left. \begin{array}{l} 2,028 \\ 2,36 \cdot 10^{-10} \\ 1,15 \cdot 10^4 T_9^{5/6} \end{array} \right\} 0$	$51,247$	$5,419 \cdot 10^{10}$
$O^{18}(\alpha, \gamma) Ne^{22 5)}$							$112,191$
$O^{18}(\alpha, n) Ne^{21 6)}$						$0,7841$	$-8,101$

1) По работе Фаулера, Колин и Циммерман [177].

2) См. формулы для скоростей реакций в тексте.

3) Из работы [385].

4) $C_4=2,04$, $C_5=0,184$.

5) Величина N_A (12) в этом случае имеет иной, чем (4.251), вид:

$$N_A(12) = \left\{ 7,22 \cdot 10^{17} \exp \left[- \left(\frac{\pi}{0,576} \right)^{1,87} \right] + 3,61 \cdot 10^{14} \exp \left[- \left(\frac{0,431}{\tau} \right)^{3,89} \right] \right\} \times \frac{\tau^{5/6} T_9^{-5/6}}{1 + 5 \exp(-40,056/\tau^{1/6})} \text{ см}^3/(\text{с} \cdot \text{г} \cdot \text{г-моль}),$$

где

$$\tau = T_9 \left[1 + 0,0483 T_9 + \frac{0,00569 T_9^{5/6}}{(1 + 0,0483 T_9)^{5/6}} \right]^{-1}.$$

6) В этом случае

$$N_A(12) = 7,22 \cdot 10^{17} \exp \left[- \left(\frac{0,431}{\tau} \right)^{3,89} \right] \frac{\tau^{5/6} \exp(-40,056/\tau^{1/6})}{T_9^{5/6} |1 + 5 \exp(-23,002/T_9)|} \text{ см}^3/(\text{с} \cdot \text{г} \cdot \text{г-моль}),$$

где τ определено выше.
*) В этом случае λ_γ (3) из (4.253) дает обратное характерное время фоторасщепления ядра Si^{28} на три α -частицы, причем пол N_A (12) в (4.253) нужно не иметь правую часть выражения (4.258') — Прим. ред.

**) $C_4=0,882$, $C_5=0,055$, $C_6=0,749$, $C_7=0,119$. Правую часть полученного с помощью этой таблицы выражения (4.251) нужно поделить на $|1 + 5 \exp(-18,960/T_9)|$. — Прим. ред.

***). Правую часть (4.251) нужно поделить на $|1 + 5 \exp(-15,882/T_9)|$. — Прим. ред.

****). $C_4=1,46$, $C_5=0,117$, $C_6=1,97$, $C_7=0,406$. — Прим. ред.

реакции $C^{12} + C^{12} \langle S \rangle = 8,83 \cdot 10^{16} \text{ МэВ} \cdot \text{б}$ и $g = 0,772 \text{ МэВ}^{-1}$, а для реакций $O^{16} + O^{16} \langle S \rangle = 2,31 \cdot 10^{27} \text{ МэВ} \cdot \text{б}$ и $g = 0,78 \text{ МэВ}^{-1}$ [177]. Используя эти значения, получаем для скорости реакции $C^{12} + C^{12}$ [20, 177]

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 1,26 \cdot 10^{27} \tau^{5/6} T_9^{-3/2} \frac{\exp(-84,165/\tau^{1/3})}{\exp(-0,010\tau^4) + 5,56 \cdot 10^{-3} \exp(1,685\tau^{2/3})}, \quad (4.267)$$

где $\tau = T_9/(1 + 0,067T_9)$, а для скорости реакции $O^{16} + O^{16}$ [177, 390]

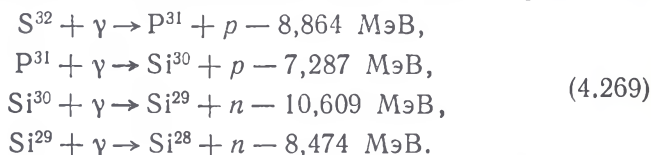
$$N_A \langle \sigma v \rangle = 3,61 \cdot 10^{37} \tau^{5/6} T_9^{-3/2} \times \frac{\exp\left(-\frac{135,930}{\tau^{1/3}}\right)}{\exp(-0,032\tau^4) + 3,89 \cdot 10^{-4} \exp(2,659\tau^{2/3})} [\text{см}^3/(\text{с} \cdot \text{г-моль})], \quad (4.268)$$

где $\tau = T_9/(1 + 0,067 T_9)$. Гидростатическое горение кислорода рассмотрено в [16, 429], а взрывное горение кислорода изучалось в работе [430].

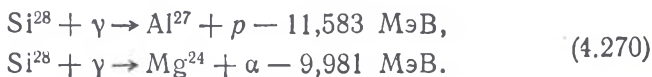
Альфа-частицы, протоны и нейтроны, образующиеся в результате горения углерода и кислорода в реакциях (4.263) и (4.264), будут взаимодействовать с другими продуктами реакций и породить многочисленные нуклиды с $16 \leq A \leq 28$. Экспериментальные значения констант для скоростей многих подобных реакций приведены в [176, 177, 407].

В настоящее время полагают, что горение углерода, кислорода и кремния, которое определяет наблюдаемую распространенность элементов с $20 \leq A \leq 64$ в Солнечной системе, носит главным образом быстрый взрывной характер. Мы рассмотрим взрывные процессы горения в разд. 4.4.4.

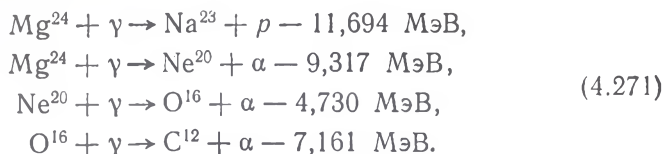
Горение кремния. В результате горения углерода и кислорода в основном образуются ядра S^{32} и Si^{28} , а также значительное количество Mg^{24} . Поскольку энергии связи протонов, нейтронов и α -частиц в S^{32} меньше, чем соответствующие энергии в Si^{28} , нуклид S^{32} подвергается фоторасщеплению первым в реакциях:



В результате практически остается только Si^{28} . Фоторасщепление кремния начинается при температурах выше $3 \cdot 10^9 \text{ К}$ в реакциях



Реакция (γ, α) имеет более низкий порог и преобладает при низких температурах $T < 2 \cdot 10^9$ К, а реакция (γ, p) имеет более короткое характерное время при высоких температурах. Последующее фоторасщепление приводит к образованию более легких элементов в реакциях:



В табл. 43 содержатся константы для скоростей (γ, α) -реакций, а в табл. 44 — для скоростей (γ, p) -реакций из (4.269) — (4.271). Характеристики резонансов для различных резонансных энергий в реакциях $^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)$ ^{28}Si и $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ ^{28}Si затабулированы [258, 259]. Аналитическая аппроксимация экспериментальных данных приводит к следующим выражениям для скоростей реакций $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)$ ^{24}Mg и $^{23}\text{Na}(p, \gamma)$ ^{24}Mg [123, 177].

Реакция $\text{Ne}^{20} + \alpha \rightarrow \text{Mg}^{24} + \gamma$:

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle &= \frac{4,11 \cdot 10^{11}}{a T_9^{2/3}} \exp \left[-\frac{46,766}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{2,219} \right)^2 \right] \times \\ &\times (1 + 0,009 T_9^{1/3} + 0,882 T_9^{2/3} + 0,055 T_9 + 0,749 T_9^{4/3} + 0,119 T_9^{5/3}) + \\ &+ \frac{5,27 \cdot 10^3}{a T_9^{3/2}} \exp \left(-\frac{15,869}{T_9} \right) + \\ &+ 6,51 \cdot 10^3 \frac{T_9^{1/2}}{a} \exp \left(-\frac{16,223}{T_9} \right) \text{ [см}^3\text{/(с} \cdot \text{г-моль)]}, \end{aligned} \quad (4.272)$$

где $a = 1 + 5 \exp \left(-\frac{18,960}{T_9} \right)$.

Реакция $\text{Na}^{23} + p \rightarrow \text{Mg}^{24} + \gamma$:

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle &= \frac{2,93 \cdot 10^8}{b T_9^{2/3}} \exp \left[-\frac{20,766}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{0,297} \right)^2 \right] \times \\ &\times (1 + 0,020 T_9^{1/3} + 1,61 T_9^{2/3} + 0,226 T_9 + 4,94 T_9^{4/3} + 1,76 T_9^{5/3}) + \\ &+ \frac{93,4}{b T_9^{3/2}} \exp \left(-\frac{2,789}{T_9} \right) + \frac{1,89 \cdot 10^4}{b T_9^{3/2}} \exp \left(-\frac{3,434}{T_9} \right) + \\ &+ \frac{5,10 \cdot 10^4}{b} T_9^{1/2} \exp \left(-\frac{5,510}{T_9} \right) \text{ [см}^3\text{/(с} \cdot \text{г-моль)]}, \end{aligned} \quad (4.273)$$

где $b = 1 + 1,5 \exp \left(-\frac{5,165}{T_9} \right)$.

Соответствующие скорости фоторасщепления при $1,0 \leq T_9 \leq 5,0$ затабулированы в [123]. Для реакции $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)$ ^{24}Mg имеем

Таблица 44

Константы скоростей некоторых (ρ , γ)-реакций горения кремния, а также обратных (γ , ρ)-реакций [177]

Реакция	C_1	C_2	T_0	C_{10}	C_{11}	C_{13}	C_{14}
$\text{Na}^{23}(\rho, \gamma) \text{Mg}^{24}$	см. формулу (4.273)					135,679	$7,489 \cdot 10^{10}$
$\text{Al}^{27}(\rho, \gamma) \text{Si}^{28*}$	$1,57 \cdot 10^8$	23,261	0,157	0		134,446	$1,134 \cdot 10^{11}$
$\text{Si}^{30}(\rho, \gamma) \text{P}^{31}$	$8,650 \cdot 10^{13}$	24,468	0,451	$6,200 \cdot 10^4$	5,384	84,567	$9,497 \cdot 10^9$
$\text{P}^{31}(\rho, \gamma) \text{S}^{32}$	$6,942 \cdot 10^{13}$	25,629	0,442	$1,692 \cdot 10^4$	5,514	102,867	$3,805 \cdot 10^{10}$

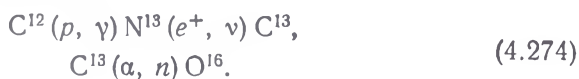
*) $C_3=0,018$, $C_4=5,68$, $C_5=0,712$, $C_6=26,45$, $C_7=8,43$. Кроме того, сумма, определяющая предпоследний член в (4.251), содержит три слагаемых со следующими значениями констант C_8 и C_9 : $C_8=2,20$, $C_9=2,269$; $C_8=12,2$, $C_9=2,571$; $C_8=4,14 \cdot 10^3 T_9^{3,1}$, $C_9=3,270$. Для получения окончательного результата нужно разделить всю правую часть (4.251) на $\left[1 + \frac{1}{3} \exp\left(-\frac{9,792}{T_9}\right) + \frac{2}{3} \exp\left(-\frac{11,773}{T_9}\right)\right]$. — Прим. ред.

$C_{13} = 108,094$ и $C_{14} = 6,011 \cdot 10^{10}$, а для реакции $^{23}\text{Na}(\rho, \gamma) ^{24}\text{Mg}$ мы имеем $C_{13} = 135,679$ и $C_{14} = 7,489 \cdot 10^{10}$. Если подставить эти константы в уравнение (4.253), то можно найти скорости фото-расщепления.

Полагают, что распространенность большинства ядер в интервале $28 \leq A \leq 60$ обусловлена равновесными или квазиравновесными процессами, для которых скорости многих отдельных реакций не столь существенны. Мы рассмотрим подобные процессы в следующем разд. 4.4.3. Распространенность элементов с $28 \leq A \leq 60$ рассмотрена в [66, 67, 83, 116, 181, 227, 269, 388, 394]. Большинство ядер между ^{28}Si и ^{59}Co , за исключением обогащенных нейтронами (^{36}S , ^{40}Ar , ^{43}Ca , ^{46}Ca , ^{48}Ca , ^{51}Ti , ^{54}Cr и ^{58}Fe), образуется в квазиравновесном процессе, для которого, как полагают, важны только скорости реакций для ядер «горловины» ^{44}Ca , ^{45}Sc и ^{45}Ti . Скорости реакций для этих ядер можно оценить по методу Мишо и Фаулера [268]. Распространенность обогащенных нейтронами изотопов, по-видимому, определяется s - и r -процессами, обсуждаемыми в следующем разделе [358]. Однако такие изотопы могли образоваться и на стадии взрывного горения углерода [226].

s -, r - и p -процессы. Энергия связи на нуклон падает с ростом A для нуклидов за железным пиком ($A \geq 60$), причем такие нуклиды имеют высокие кулоновские барьеры, поэтому они вряд

ли могли образоваться в результате термоядерного синтеза или захватов альфа-частиц и протонов. Полагают, что эти тяжелые элементы в большинстве своем образовались в реакциях захвата нейтронов ядрами, принадлежащими вначале к группе железа (Сг, Мп, Fe, Со и Ni). В случае слабого потока нейтронов большинство ядер успевает захватить лишь несколько нейтронов, прежде чем происходит бета-распад. Поскольку захват нейтронов происходит медленно по сравнению с характерным временем бета-распада, указанный тип нейтронного захвата называется *s*-процессом (от *slow* — медленный). В сильном потоке нейтронов, возникающем, по-видимому, во время вспышки сверхновой, обогащенные нейтронами элементы образуются в быстром (*rapid* — *r*) процессе нейтронного захвата. В этом последнем случае характерное время нейтронного захвата много меньше, чем характерное время бета-распада, и бета-распад обогащенных нейтронами ядер на бета-стабильные элементы происходит только по окончании процессов захвата. Быстрый и медленный захват нейтронов подробно обсуждался в работе [83]. Соответствующие скорости захвата нейтронов и уравнения для концентраций нуклидов приведены в разд. 4.4.5. Элементы, которые образуются только в *r*-процессе или только в *s*-процессе или в обоих процессах, обозначены соответствующим символом в табл. 38. В этой таблице можно найти и сечения захвата нейтронов. Хотя источник нейтронов в *s*-процессе точно не известен, по-видимому, наиболее подходящие условия для синтеза химических элементов в *s*-процессе осуществляются при конвективном перемешивании слоев водорода и гелия, которое сопровождает гелиевую вспышку [354, 355]. В этом случае свободные нейтроны образуются в реакциях [90, 343]



Полагают, что синтез элементов в *r*-процессе связан с образованием нейтронных звезд и, возможно, со вспышками сверхновых [391]. Обогащенные протонами тяжелые элементы, которые имеют гораздо меньшую распространенность, чем элементы, образовавшиеся в *r*- и *s*-процессах, по-видимому, образуются при быстром протонном захвате. Условия для такого процесса, возможно, создаются при вспышке сверхновой, когда ударная волна проходит внешние водородные слои предсверхновой звезды. Указанный процесс включает реакции (p, γ) , (p, n) , (γ, n) и $(n, 2n)$, а также позитронный захват [83, 235, 260, 319]. Труран и Камерон [393] обсуждали *p*-процесс при взрывном нуклеосинтезе; *r*-процесс при взрывном нуклеосинтезе рассматривал Шрам [350].

4.4.3. Равновесные процессы

В условиях термодинамического равновесия химический состав вещества звезды не зависит от скоростей конкретных реакций и определяется только энергиями связи и функциями распределения рассматриваемых ядер по возбужденным состояниям. В этом приближении расчеты существенно упрощаются. Однако указанный подход правомерен лишь при условии, что вещество находится в равновесии с излучением и что каждое ядро способно превратиться в любое другое ядро. Согласно Хойлу [227], вещество находится в равновесии с излучением при температуре $T \approx 10^9$ К, и все известные ядра превращаются друг в друга в ядерных реакциях при $T > 2 \cdot 10^9$ К. В соответствии с результатами ранних исследований [99, 304, 369, 386, 404] образование большинства элементов в равновесном процессе исключено. Тем не менее пик распространенности элементов группы железа, обладающих максимальной энергией связи на нуклон, может быть объяснен равновесным процессом [83, 227]. Детальные расчеты равновесных концентраций в области $28 \leq A \leq 60$ были проведены в работах [116, 181, 394] для условий полного равновесия и в работах [66, 67, 269, 388, 430] для квазиравновесных условий.

В условиях статистического равновесия число частиц i -го сорта в единице объема N_i дается формулой

$$N_i = \frac{1}{V} \sum_i^n \mu_i [\pm \mu_i + \exp(\epsilon_{ir}/kT)]^{-1}, \quad (4.275)$$

где V — объем, μ_i — химический потенциал частиц i -го сорта¹⁾, плюс и минус относятся к статистике Ферми — Дирака и статистике Бозе — Эйнштейна соответственно, а суммирование идет по всем энергетическим состояниям ϵ_{ir} , включая внутреннюю и кинетическую энергии. Если какой-либо внутренний энергетический уровень имеет спин J , то в сумму должно быть включено $(2J + 1)$ состояние при этой энергии. Для невырожденных и невырожденных нуклидов справедлива статистика Максвелла, и мы получаем

$$\begin{aligned} N_i &= \frac{\mu_i}{V} \left[\sum (2J_r + 1) \exp\left(-\frac{\epsilon_r}{kT}\right) \right] \left[\frac{4\pi V}{h^3} \int_0^\infty p^2 \exp\left(-\frac{p^2}{2M_i kT}\right) dp \right] = \\ &= \mu_i \omega_i \left(\frac{2\pi M_i kT}{h^2} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (4.276)$$

¹⁾ Во избежание путаницы следует заметить, что в литературе химическим потенциалом часто называют величину $kT \ln \mu_i$, обозначая ее также через μ_i . — Прим. ред.

Здесь p — импульс частицы, M_i — ее масса, статистическая сумма $\omega_i = \sum (2I_r + 1) \exp(-\epsilon_r/kT)$, где ϵ_r — уровни возбуждения внутренней энергии. Химические потенциалы частиц ρ_i, ρ_j, \dots , участвующих в реакции

$$\alpha \rho_i + \beta \rho_j + \dots \rightleftharpoons \xi \rho_r + \eta \rho_s + \dots, \quad (4.277)$$

связаны соотношением

$$\mu_i^\alpha \mu_j^\beta \dots = \mu_r^\xi \mu_s^\eta \dots \exp(-Q/kT), \quad (4.278)$$

где

$$Q = c^2 (\alpha M_i + \beta M_j + \dots - \xi M_r - \eta M_s - \dots). \quad (4.279)$$

Хойл [227], а также М. Бербидж, Дж. Бербидж, Фаулер и Хойл [83] изучали условия статистического равновесия между ядрами (A, Z) и свободными протонами p и нейтронами n . Ядро содержит Z протонов и $(A - Z)$ нейтронов, причем статистический вес и нейтронов, и протонов равен двум. Тогда из уравнений (4.276) — (4.279) следует, что число $N(A, Z)$ ядер (A, Z) в единице объема в условиях равновесия между нуклидами, протонами и нейтронами имеет вид

$$N(A, Z) = \omega(A, Z) \left(\frac{A m_U kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_U kT} \right)^{3A/2} \frac{N_N^{(A-Z)} N_p^Z}{2^A} \exp \left[\frac{Q(A, Z)}{kT} \right]. \quad (4.280)$$

Здесь сумма по состояниям $\omega(A, Z)$ ядра (A, Z) дается формулой

$$\omega(A, Z) = \sum_r (2I_r + 1) \exp \left(-\frac{E_r}{kT} \right), \quad (4.281)$$

где I_r и E_r — спин и энергия r -го возбужденного уровня соответственно, энергия связи $Q(A, Z)$ ядра (A, Z) определяется соотношением

$$Q(A, Z) = c^2 [(A - Z) M_N + Z M_p - M(A, Z)], \quad (4.282)$$

где M_N, M_p и $M(A, Z)$ — соответственно массы свободных нейтронов, свободных протонов и ядра (A, Z), множитель

$$\left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_U kT} \right)^{3/2} \approx 1,6827 \cdot 10^{-34} T_9^{-3/2} [\text{см}^3], \quad (4.283)$$

m_U — атомная единица массы, а N_N и N_p означают соответственно числа свободных нейтронов и протонов в единице объема. Дополнительно нужно задать полное число барионов в единице объема или пропорциональную ей величину ρ :

$$\rho = M_p \left[N_p + N_N + \sum_{A, Z} A N(A, Z) \right]. \quad (4.284)$$

Кроме того, из условия электронейтральности следует

$$N_p + \sum_{A,Z} ZN(A, Z) = N_{e-} - N_{e+}. \quad (4.285)$$

Здесь N_{e-} и N_{e+} обозначают соответственно числа электронов и позитронов в единице объема. Клиффорд и Тейлер [116] ввели дополнительный параметр

$$R = \frac{N_p + \sum_{A,Z} ZN(A, Z)}{N_N + \sum_{A,Z} (A-Z)N(A, Z)} = \frac{\langle Z \rangle}{\langle N \rangle}, \quad (4.286)$$

который представляет собой отношение полного числа протонов к полному числу нейтронов. Эти авторы на основе приведенных выше уравнений рассчитали распространенность нуклидов в зависимости от ρ , T и R с учетом и без учета последующих бета-распадов. Цурута и Камерон [398] рассмотрели ядерное статистическое равновесие при высоких плотностях, причем в качестве свободных параметров использовались T и энергия Ферми E_F . Энергия Ферми составляет

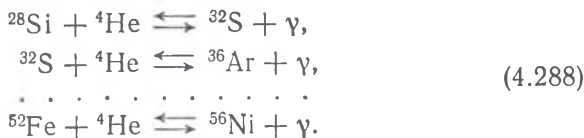
$$E_F = (3\pi^2)^{1/3} \frac{\hbar^2}{2m_e} N_e^{2/3} \quad \text{для нерелятивистского газа,} \quad (4.287)$$

$$E_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c N_e^{1/3} \quad \text{для релятивистского газа,}$$

где N_e — число электронов в единице объема. В том случае, когда скорости электронного и позитронного бета-распада и электронного захвата удовлетворяют условию стационарности (это как раз и предполагалось в [398]), при котором нейтрино излучаются с той же скоростью, что и антинейтрино, выбор E_F однозначно определяет значения N_N и N_p в уравнении (4.280). Соответствующие скорости бета-распада и электронного захвата приведены в разд. 4.3.

Труран, Камерон и Гильберт [394] отмечали, что при температуре выше $3 \cdot 10^9$ К быстрое фоторасщепление кремния ведет к образованию протонов, нейтронов и альфа-частиц. Эти авторы рассчитали синтез ядер железного пика из ядер ^{28}Si , задавая скорости всех термоядерных реакций с участием протонов, нейтронов и альфа-частиц. Бодански, Клейтон и Фаулер [66, 67] показали затем, что во время горения кремния ядра находятся в квазиравновесии. При таком частичном равновесии ядра ^{28}Si не находятся в равновесии с легкими частицами, а тяжелые ядра не находятся в равновесии между собой. Однако ядра тяжелее ^{28}Si оказываются в равновесии с ^{28}Si относительно реакций обмена фотонами нуклонами и альфа-частицами. Легкие частицы испускаются в реакциях $^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha)^{24}\text{Mg}$ и

$^{28}\text{Si}(\gamma, p)(\gamma, n)(\gamma, n)^{24}\text{Mg}$, идущих со значительной скоростью. Концентрация тяжелых ядер достигает таких значений, что ядра испускают и поглощают альфа-частицы почти с одинаковой скоростью, и квазиравновесие устанавливается в реакциях



Из уравнений (4.276) — (4.279) следует, что равновесные концентрации определяются уравнениями Саха, как, например,

$$\frac{N(^{32}\text{S})}{N(^{28}\text{Si})} = N_\alpha \frac{\omega(^{32}\text{S})}{\omega(^{28}\text{Si})} \left[\frac{A(^{32}\text{S})}{A(^{28}\text{Si}) A(^4\text{He})} \right]^{3/2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_U kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{B_\alpha(^{32}\text{S})}{kT} \right] \quad (4.289)$$

для реакции



Здесь N_α — число альфа-частиц в единице объема, суммы по состояниям ω составляют приблизительно единицу для альфа-частичных ядер, A — атомные массы в атомных единицах массы m_U , а $B_\alpha(^{32}\text{S})$ — энергия отрыва альфа-частицы от ядра ^{32}S в основном состоянии. Равновесные концентрации $N(A, Z)$ остальных ядер (A, Z) зависят от числа ядер ^{28}Si , а также от числа альфа-частиц, нейтронов и протонов в единице объема. Соответствующие формулы приведены в разд. 4.4.5. Бодански, Клейтон и Фаулер [66, 67] показали, что квазиравновесное распределение обеспечивает наблюдаемую распространенность $4n$ -ядер ($A = 4n$) от $A = 28$ до $A = 56$, а также наблюдаемую распространенность основных наиболее легких ядер, принадлежащих группе железа (от $A = 49$ до $A = 57$). Труран [388] подробно рассмотрел влияние начального состава на процесс горения кремния, а Мишо и Фаулер [269] исследовали зависимость концентраций синтезированных элементов от начального химического состава, предшествовавшего горению кремния, а также рассмотрели последствия добавления продуктов реакций из различных зон горения. Последние из упомянутых авторов показали, что при начальном избытке нейтронов около $4 \cdot 10^{-3}$ естественную распространенность ядер с $28 \leq A \leq 29$ можно связать с квазиравновесным горением. В этом случае предполагается квазиравновесие между элементами с $24 \leq A \leq 44$ и отдельно равновесие между элементами с $46 \leq A \leq 60$, а «горловина» при $A = 45$ описывается путем детального рассмотрения ядерных реакций. Описанный процесс квазиравновесного горения кремния должен проходить за короткий промежуток времени

$t \leq 1$ с и при высокой температуре $T \geq 4,5 \cdot 10^9$ К, т. е. для его осуществления необходимы взрывные процессы, обсуждаемые в следующем разделе.

4.4.4. Процессы взрывного горения

Согласно М. Бербидж, Дж. Бербиджу, Фаулеру и Хойлу [83], последовательность циклов статического ядерного горения и гравитационного сжатия, в основном успешно описывающая эволюцию звезд, должна закончиться с исчерпанием запасов ядерного топлива. Упомянутые авторы показали, что действие нескомпенсированного притяжения в ядре звезды, в котором исчерпаны запасы гелия, приводит к сильной неустойчивости и быстрым термоядерным реакциям в оболочке звезды. Шварцшильд и Херм [354, 355] обратили внимание на то, что даже в ядре, в котором исчерпаны запасы водорода, термоядерные реакции настолько ускоряются, что приводят к гелиевой вспышке. Далее Арнетт [12] показал, что с учетом охлаждения нейтринным излучением сильно вырожденного газа реакция $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ носит взрывной характер при плотностях в центре около $2 \cdot 10^9$ г/см³. Вещество звезды мгновенно нагревается и затем расширяется адиабатически, так что плотность ρ и температура T связаны между собой соотношением

$$\rho(t) \propto [T(t)]^3, \quad (4.290)$$

справедливым для адиабаты с $\Gamma_3 = 4/3$. Здесь t — время. Характерное гидродинамическое время τ_{HD} , которое определяет соответствующее время расширения, дается формулой

$$\tau_{HD} = (24\pi G \rho)^{-1/2} \approx 446 \rho^{-1/2} \text{ [с]}. \quad (4.291)$$

Начальные температура и плотность должны быть такими, чтобы среднее время жизни τ_R атомного ядра относительно взрывной реакции R было сравнимо с τ_{HD} . Для взаимодействия ядра 1 с ядром 2 имеем

$$\tau_R = \tau_2(1) = [N_2 \langle \sigma v \rangle]^{-1} = \left[\rho N_A \frac{X_2}{A_2} \langle \sigma v \rangle \right]^{-1}, \quad (4.292)$$

где ρ — плотность, X_2 , A_2 и N_2 — соответственно доля по массе, атомная масса и число ядер 2 в единице объема, а выражения $N_A \langle \sigma v \rangle$ для различных реакций приведены в разд. 4.4.2 [ср. уравнение (4.251)]. Арнетт [14] определял начальные условия взрывного горения углерода по формуле для среднего времени жизни $\tau_{^{12}\text{C}}$ ядра углерода в реакции горения углерода:

$$\lg \tau_{^{12}\text{C}} \approx 37,4 \cdot T_9^{-1/3} - 25,0 - \lg \rho \approx \lg \tau_{HD}. \quad (4.293)$$

Затем в рамках схемы вычислений, описанной в разд. 4.4.5, по известным скоростям реакций на основе уравнений (4.290) и (4.293) была рассчитана ожидаемая распространенность эле-

ментов. Очень близкие к наблюдаемым в Солнечной системе отношения распространенностей были получены для

$$^{20}\text{Ne}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{29}\text{Si} \text{ и } ^{30}\text{Si} \quad (4.294)$$

в предположении, что в предшествующую эпоху гелиевого горения образовались равные количества ^{12}C и ^{16}O и что

$$T_p = 2 \cdot 10^9 \text{ K}, \quad \rho_p = 1 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3, \quad \eta = 0,002. \quad (4.295)$$

Здесь T_p и ρ_p означают максимальные значения температуры и плотности в рассматриваемом слое соответственно, а избыток нейтронов η определяется так:

$$\eta = \frac{N_N - N_p}{N_N + N_p}, \quad (4.296)$$

причем N_N и N_p — соответственно полные числа нейтронов и протонов в единице объема, как свободных, так и связанных в атомных ядрах. Хансен [212] получил аналогичные результаты для взрывного горения углерода, используя вместо (4.290) дифференциальное уравнение для энергии, вытекающее из первого закона термодинамики. Арнетт, Труран и Вусли [21] нашли путем численного интегрирования изменения химического состава при детонации ^{12}C и показали, что распространенность большей части элементов группы железа в Солнечной системе можно объяснить взрывным горением.

Труран и Арнетт [390] рассмотрели взрывное горение кислорода. Среднее время жизни $\tau_{^{16}\text{O}}$ ядра ^{16}O дается формулой

$$\tau_{^{16}\text{O}} = [X_{^{16}\text{O}} N_A \langle \sigma v \rangle / 16]^{-1}, \quad (4.297)$$

где $X_{^{16}\text{O}}$ — доля по массе ^{16}O ,

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx \exp(86,804 - \xi) T_9^{-2/3}, \quad (4.298)$$

где $T_9 = T/10^9$ и

$$\xi = 135,79 (1 + 0,053 T_9)^{1/3} T_9^{-1/3}. \quad (4.299)$$

Положив в начальных условиях, что $\tau_{^{16}\text{O}}$ равно τ_{HD} , и приняв адиабатический характер расширения, упомянутые авторы рассчитали соответствующие относительные распространенности и показали, что ядра промежуточной массы ($28 \leq A \leq 42$) могут образоваться с относительной распространенностью, близкой к наблюдаемой в Солнечной системе, при взрывном горении кислорода. Необходимыми начальными условиями являются

$$3,5 \cdot 10^9 \leq T \leq 3,7 \cdot 10^9 \text{ K}, \quad 10^5 \leq \rho \leq 10^6 \text{ г/см}^3, \quad \eta \approx 0,002. \quad (4.300)$$

Чтобы объяснить относительные распространенности элементов с $44 \leq A \leq 62$, Арнетт [14] выполнил аналогичный расчет

взрывного горения кремния, воспользовавшись значением $\tau_{28\text{Si}}$ из работы [67]. Говард, Арнетт и Клейтон [225] рассмотрели также процессы взрывного ядерного горения в гелиевой зоне звезды и указали на то, что ядра ^{15}N , ^{18}O , ^{19}F и ^{21}Ne образуются первоначально как ^{15}O , ^{18}F , ^{19}Ne и ^{21}Ne при взрывных ядерных процессах в слоях гелия. Арнетт и Клейтон [19] подвели итог достижений теории взрывного горения углерода, кислорода и кремния в объяснении наблюдаемых в Солнечной системе относительных распространенностей элементов с $20 \leq A \leq 64$. Арнетт [15], а также Труран и Камерон [392] включили взрывной нуклеосинтез в модели эволюции распространенностей химических элементов в галактике. Вусли, Арнетт и Клейтон [430] подробно рассмотрели взрывное горение кислорода и кремния совместно с равновесным процессом при условии его «замораживания» в случае высоких и низких плотностей. Общий обзор взрывного нуклеосинтеза в звездах сделан Арнеттом [17].

4.4.5. Уравнения для распространенностей нуклидов

Уравнение, согласно которому изменяется число $N(A, Z)$ ядер (A, Z) в единице объема, имеет вид

$$\frac{d}{dt}(N_i) = - \sum_j N_i N_j \langle \sigma v \rangle_{ij} + \sum_{kl} N_k N_l \langle \sigma v \rangle_{kl}, \quad (4.301)$$

где N_i — число ядер сорта i в единице объема, $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ — произведение сечения и относительной скорости взаимодействующих ядер i и j ; в случае если $n \neq i$, $N_m N_n$ следует заменить на N_n^2 для тождественных частиц, а суммирование идет по всем реакциям, в которых частица i либо образуется, либо уничтожается. Для численных расчетов удобно ввести переменную

$$Y_i \equiv Y(A, Z) = \frac{N(A, Z)}{\rho N_A} = \frac{N_i}{\rho N_A}. \quad (4.302)$$

Здесь ρ — плотность, а $N_A = 6,022169 \cdot 10^{23}$ (г-моль) $^{-1}$ — число Авогадро. Дифференциальное уравнение, которое связывает все реакции образования и уничтожения ядер i -го сорта, записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dt}(Y_i) = - \sum_j f_{ij} + \sum_{kl} f_{kl}, \quad (4.303)$$

где вектор f_{ij} , содержащий ядра i и j во входном канале реакции, дается формулой

$$f_{ij} = \frac{N_i N_j \langle \sigma v \rangle_{ij}}{\rho N_A} = Y_i Y_j \rho N_A \langle \sigma v \rangle_{ij}, \quad (4.304)$$

а $N_A \langle \sigma v \rangle_{ij}$ были определены в предыдущих разделах. С учетом всех различных типов реакций уравнение для Y принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dY(A, Z)}{dt} = & - \left[\lambda_{\beta^-}(A, Z) + \lambda_{\beta^+}(A, Z) + \lambda_K(A, Z) + \lambda_{\alpha}(A, Z) + \right. \\ & + \lambda_{\gamma}(A, Z) + 2,40 \cdot 10^8 \sigma_T N_N + \\ & + \sum_j Y(A_j, Z_j) \rho N_A \langle \sigma v \rangle_j \left. \right] Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{\beta^-}(A, Z-1) Y(A, Z-1) + \\ & + \lambda_{\beta^+}(A, Z+1) Y(A, Z+1) + \\ & + \lambda_K(A, Z+1) Y(A, Z+1) + \\ & + \lambda_{\alpha}(A+4, Z+2) Y(A+4, Z+2) + \\ & + 2,40 \cdot 10^8 \sigma_T N_N Y(A-1, Z) + \\ & + \sum_{ik} Y(A_i, Z_i) Y(A_k, Z_k) \rho N_A \langle \sigma v \rangle_{ik}. \end{aligned} \quad (4.305)$$

Здесь символ λ обозначает скорость распада или величину, обратную среднему времени жизни, индексы β^- , β^+ , K , α и γ означают соответственно электронный бета-распад, позитронный бета-распад, электронный захват, альфа-распад и фоторасщепление, σ_T — сечение нейтронного захвата в см^2 (дано в табл. 38), N_N — число нейтронов в единице объема, суммирование по j идет по всем реакциям между ядром (A, Z) и всеми остальными ядрами, суммирование по ik идет по всем реакциям, в которых образуется ядро (A, Z) , ρ — плотность.

Арнетт и Труран [20] получили численное решение системы уравнений, описывающих сложную сеть ядерных реакций. Если предположить, что изменение химического состава за некоторый промежуток времени $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ достаточно мало, то можно линеаризовать вектор f_{ij} и свести его к виду

$$f_{ij}^{n+1} = Y_i^{n+1} Y_j^{n+1} [ij]^{n+1} \approx \quad (4.306)$$

$$\approx (Y_i^n Y_j^n + \Delta_i Y_j^n + \Delta_j Y_i^n) [ij]^{n+1}, \quad (4.307)$$

где начало и конец промежутка времени обозначены верхними индексами n и $n+1$,

$$\Delta_i = Y_i^{n+1} - Y_i^n, \quad (4.308)$$

$$[ij] = \rho N_A \langle \sigma v \rangle_{ij}.$$

Аналогично можно записать центрированное по времени приближенное выражение

$$f_{ij}^{n+1/2} \approx \left(Y_i^n Y_j^n + \frac{\Delta_i}{2} Y_j^n + \frac{\Delta_j}{2} Y_i^n \right) [ij]^{n+1/2}. \quad (4.309)$$

Если мы заменим следующим образом производную Y_i по времени:

$$\frac{d}{dt} (Y_i) = \frac{\Delta_i}{\Delta t}, \quad (4.310)$$

то мы получим систему зацепленных линейных уравнений [20]

$$\begin{aligned} Y_i^{n+1} a_{ii} + \sum_j Y_j^{n+1} a_{ij} + \sum_{k,l} Y_k^{n+1} a_{ik} + \sum_{k,l} Y_l^{n+1} a_{il} = \\ = \sum_{k,l} Y_k^n a_{ik} + \sum_j Y_j^n a_{ij} + \frac{Y_i^n}{\Delta t}, \end{aligned} \quad (4.311)$$

где

$$a_{ii} = \frac{1}{\Delta t} + \sum_j Y_j^n [ij]^{n+1},$$

$$a_{ij} = Y_i^n [ij]^{n+1},$$

$$a_{ik} = -Y_i^n [kl]^{n+1},$$

$$a_{il} = -Y_l^n [kl]^{n+1}.$$

Решение уравнения (4.311) можно найти методом итераций, если $|a_{ii}| > |a_{ij}| + |a_{ik}| + |a_{il}|$.

При образовании ядер в s - и r -процессах важную роль играют реакции (n, γ) , (γ, n) и бета-распады. Соответствующие этим процессам обратные времена жизни даются формулами

$$\lambda_N = \sigma_N v_N N_N \approx 2,40 \cdot 10^8 \sigma_T N_N \text{ [c}^{-1}\text{]}, \quad (4.312)$$

$$\lambda_\gamma = \sigma_\gamma c N_\gamma, \quad (4.313)$$

$$\lambda_\beta = \frac{j \ln 2}{ft} \approx 10^{-5,5f} \text{ [c}^{-1}\text{]}, \quad (4.314)$$

где σ_N и σ_γ — сечения реакций (n, γ) и (γ, n) , v_N и N_N — скорость нейтронов, вступающих в реакции (n, γ) , и их число в единице объема; сечение σ_T выражено в см^2 (предполагается, что сечение σ_T измерено при 30 кэВ, как и величины сечений в табл. 38), N_γ — число фотонов γ в единице объема, а величины ft и f затабулированы в работах, ссылки на которые можно найти в разд. 4.3.2. Общее уравнение для s -процесса имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z)}{dt} = \lambda_N(A-1, Z) N(A-1, Z) - \lambda_N(A, Z) N(A, Z) + \\ + \lambda_\beta(A, Z-1) N(A, Z-1) - \lambda_\beta(A, Z) N(A, Z) + \\ + \text{члены, связанные с альфа-распадом ядер с } A > 209. \end{aligned} \quad (4.315)$$

В условиях, когда нейтроны захватываются очень медленно по сравнению с бета-распадами ($\lambda_N \ll \lambda_\beta$), можно показать, что уравнение (4.315) сводится к

$$\frac{dN(A)}{dt} = -\lambda_N(A) N(A) + \lambda_N(A-1) N(A-1), \quad (4.316)$$

где $N(A)$ — число ядер с массовым числом A в единице объема, лежащих на пути медленного нейтронного захвата (подробнее см. в [83]). Общее уравнение для r -процесса имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z)}{dt} = & \lambda_N(A-1, Z) N(A-1, Z) - \lambda_N(A, Z) N(A, Z) + \\ & + \lambda_\beta(A, Z-1) N(A, Z-1) - \lambda_\beta(A, Z) N(A, Z) + \\ & + \lambda_\gamma(A+1, Z) N(A+1, Z) - \lambda_\gamma(A, Z) N(A, Z) + \\ & + \text{члены, связанные с делением ядер с } A \geq 260. \end{aligned} \quad (4.317)$$

Если мы предположим, что между быстрыми (n, γ)- и (γ, n)-процессами устанавливается равновесие и что $\lambda_N \gg \lambda_\beta$, то мы получим для r -процесса

$$\frac{dN(Z)}{dt} = -\lambda_\beta(Z) N(Z) + \lambda_\beta(Z-1) N(Z-1), \quad (4.318)$$

где $N(Z)$ — число частиц в единице объема того изотопа элемента Z , который вносит основной вклад в бета-распад (подробнее см. [83]). Условие равновесия прямых (n, γ)- и обратных (γ, n)-реакций в r -процессе можно приближенно записать в следующем виде:

$$\lg \frac{N(A+1, Z)}{N(A, Z)} \approx \lg N_N - 34,07 - \frac{3}{2} \lg T_9 + \frac{5,04}{T_9} Q_N, \quad (4.319)$$

где энергия связи нейтрона Q_N дается формулой

$$Q_N(A, Z) = c^2 [M_N + M(A, Z) - M(A+1, Z)] \quad (4.320)$$

и выражается в МэВ, $T_9 = T/10^9$, а N_N — число нейтронов в единице объема.

При достаточно высокой температуре $T \gtrsim 3 \cdot 10^9$ К реакции протекают столь интенсивно, что почти любое ядро (A, Z) может превратиться в другое ядро (A', Z') даже при больших Z и Z' . Если скорости всех ядерных реакций (за исключением бета-распадов) в точности равны скоростям обратных реакций, то концентрацию ядер можно найти из статистических соображений, аналогичных тем, исходя из которых в п. 3.3.1.4 были получены ионизационные уравнения Саха. В условиях статистического равновесия между ядрами и свободными протонами и нейтронами концентрации элементов не зависят от скоростей конкретных реакций и число $N(A, Z)$ нуклидов (A, Z) в единице объема

определяется следующим образом [83, 227]:

$$N(A, Z) = \omega(A, Z) \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_U kT} \right)^{3(A-1)/2} A^{3/2} \frac{N_p^Z N_N^{(A-Z)}}{2^A} \exp \left[\frac{E_B(A, Z)}{kT} \right], \quad (4.321)$$

причем сумма по состояниям, или статистический весовой множитель, $\omega(A, Z)$ имеет вид

$$\omega(A, Z) = \sum_r (2I_r + 1) \exp \left(- \frac{E_r}{kT} \right). \quad (4.322)$$

Здесь E_r — превышение энергии возбужденного уровня над энергией основного состояния, I_r — спин уровня, m_U — атомная единица массы, множитель $[2\pi^2\hbar^2/(m_U kT)]^{3/2} \approx 1,6827 \cdot 10^{-34} T_9^{-3/2}$ [см³], N_p и N_N означают соответственно числа свободных протонов и нейтронов в единице объема, а энергия связи $E_B(A, Z)$ основного состояния ядра (A, Z) дается формулой

$$E_B(A, Z) = c^2 [(A - Z) M_N + Z M_p - M(A, Z)], \quad (4.323)$$

где M_N , M_p и $M(A, Z)$ — массы свободного нейтрона, свободного протона и ядра (A, Z) соответственно. Уравнение (4.321) можно переписать в виде

$$\lg N(A, Z) = \lg \omega(A, Z) + 33,77 + \frac{3}{2} \lg(AT_9) + \frac{5,04}{T_9} E_B(A, Z) + A \left(\lg N_N - 34,07 - \frac{3}{2} \lg T_9 \right) + Z \lg \left(\frac{N_p}{N_N} \right), \quad (4.324)$$

где $T_9 = T/10^9$. При условии что равновесие по ядерным реакциям устанавливается за более короткое время, чем требуемое для осуществления бета-распадов, отношение

$$\frac{\langle Z \rangle}{\langle N \rangle} = \frac{\sum Z N(A, Z) + N_p}{\sum (A - Z) N(A, Z) + N_N} \quad (4.325)$$

сохраняется, так что равновесное значение $N(A, Z)$ определяется плотностью ρ , температурой T и $\langle Z \rangle / \langle N \rangle$. Фаулер и Хойл [181], а также Клиффорд и Тейлер [116] определяли с помощью равновесного процесса распространенность ядер группы железа ($46 \leq A \leq 60$).

Бодански, Клейтон и Фаулер [66, 67] показали, что, если равновесие устанавливается между ^{28}Si и ядрами группы железа, но не устанавливается между ^{28}Si и альфа-частицами, то достигаются условия квазиравновесия, в которых ядра тяжелее ^{28}Si находятся в равновесии с ^{28}Si относительно обмена протонами, нейтронами и альфа-частицами. В этом случае равновесное число частиц $N(A, Z)$ в единице объема связано с числом

ядер ^{28}Si в единице объема соотношением

$$N(A, Z) = C(A, Z) N(^{28}\text{Si}) N_{\alpha}^{\delta_{\alpha}} N_p^{\delta_p} N_N^{\delta_N}, \quad (4.326)$$

где

$$C(A, Z) = \frac{\omega(A, Z)}{\omega(^{28}\text{Si})} 2^{-(\delta_p + \delta_N)} \times \\ \times [U(A, Z)]^{1/2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_U kT} \right)^{3(\delta_{\alpha} + \delta_p + \delta_N)/2} \exp\left[\frac{Q(A, Z)}{kT} \right], \\ U(A, Z) = \frac{A(A, Z)}{A(^{28}\text{Si})} A(^4\text{He})^{-\delta_{\alpha}} A_p^{-\delta_p} A_N^{-\delta_N},$$

причем $A(A, Z)$ — атомная масса нуклида (A, Z) , а A_p и A_N — атомные массы соответственно протона и нейтрона в а. е. м.,

$$Q(A, Z) = E_B(A, Z) - E_B(^{28}\text{Si}) - \delta_{\alpha} E_B(^4\text{He}). \quad (4.327)$$

Здесь $E_B(A, Z)$ — энергия связи нуклида (A, Z) , которая дается уравнением (4.9) или (4.19), а δ_{α} , δ_p и δ_N означают соответственно избытки числа альфа-частиц, протонов или нейтронов в ядре (A, Z) по отношению к ^{28}Si . Эти избытки определяются следующим способом. Пусть наиболее тяжелое альфа-частичное ядро, содержащееся в ядре (A, Z) , имеет N^1 нейтронов и Z^1 протонов ($N^1 = Z^1$), тогда

$$\delta_{\alpha} = \frac{1}{4} (N^1 + Z^1 - 28), \\ \delta_p = Z - Z^1 \quad \text{и} \quad \delta_N = N - N^1. \quad (4.328)$$

Статистическая сумма $\omega(A, Z)$ равна единице для альфа-частицы и двум для протона и нейтрона. Бодански, Клейтон и Фаулер [67] затабулировали δ_{α} , δ_p , δ_N , $Q(A, Z)$, $\omega(A, Z)$ и $C(A, Z)$ для $24 \leq A \leq 62$ при $T_9 = 3,8, 4,4$ и $5,0$.

4.4.6. Образование редких легких элементов — реакции скалывания и космологический нуклеосинтез

Редкие легкие ядра D^2 , He^3 , Li^6 , Li^7 , Be^7 , Be^9 , B^{10} и B^{11} не образуются в обычных процессах нуклеосинтеза в звездах, а, напротив, выгорают в горячих недрах звезд. Как видно на рис. 26,

¹⁾ Удобно пользоваться также более формальным определением, согласно которому

$$\delta_{\alpha} = \min\left(\left[\frac{N-14}{2}\right], \left[\frac{Z-14}{2}\right]\right), \quad \delta_N = N - 2\delta_{\alpha} - 14,$$

$\delta_p = Z - 2\delta_{\alpha} - 14$, где $N = A - Z$ — число нейтронов в ядре (A, Z) , а квадратные скобки означают целую часть числа. Например, в случае ядра $^{25}\text{Mn}^{55}$ имеем $N = 30$, $Z = 25$, что дает $\left[\frac{N-14}{2}\right] = 8$, $\left[\frac{Z-14}{2}\right] = 5$, поэтому $\delta_{\alpha} = 5$, $\delta_N = 6$, $\delta_p = 1$. — Прим. ред.

в итоге распространенность таких элементов сравнительно мала. Однако тот факт, что легкие элементы все же существуют, означает, что они должны возникать в ядерных реакциях нетермоядерной природы в относительно холодном и умеренно плотном веществе или в ядерных реакциях на ранних стадиях расширения Вселенной. Фаулер, Дж. Бербидж и М. Бербидж [175] первыми предположили, что легкие элементы, возможно, образуются на поверхности звезд при столкновениях электромагнитно ускоренных протонов с такими ядрами средних масс (M -ядрами), которые имеют наибольшие распространенности: C^{12} , N^{14} , O^{16} и Ne^{20} . Предложены модели [51, 179], в которых легкие элементы образовывались в реакциях скалывания ядер протонами на ранних стадиях сжатия Солнца. Предполагалось [71], что легкие элементы, возможно, образуются при взаимодействии космических лучей с M -ядрами. Показано [267, 272, 318], что распространенность Li^6 , Be^9 , B^{10} и B^{11} в звездах и Солнечной системе можно объяснить реакциями скалывания M -ядер частицами космических лучей в продолжение всего существования Галактики. Ни нуклеосинтез в звездах, ни реакции скалывания не способны обеспечить достаточное количество D , He^3 , He^4 и Li^7 (см. [230]), которое бы соответствовало их наблюдаемой распространенности. Вагонер, Фаулер и Хойл [409] обратили внимание на то, что современное количество этих элементов в Солнечной системе могло образоваться при низких плотностях на ранних стадиях расширения Вселенной Фридмана. Аномально высокое отношение He^3/He^4 , обнаруженное в некоторых звездах, связано с реакциями скалывания ядер на поверхности этих звезд [286, 405].

Совершенно очевидно, что принимаемый механизм образования легких элементов должен согласовываться с наблюдаемой распространенностью, данной в табл. 45. Для планет мы имеем относительную распространенность (по числу атомов) [267]:

$$\frac{Li}{H} = 1,2 \cdot 10^{-9}, \quad \frac{Be}{H} = 2 \cdot 10^{-11}, \quad \frac{B}{H} \text{ от } 2 \cdot 10^{-10} \text{ до } 8 \cdot 10^{-9}, \quad (4.329)$$

$$\frac{{}^7Li}{{}^6Li} = 12,5 \pm 0,3, \quad \frac{{}^{11}B}{{}^{10}B} = 4 \pm 0,4, \quad \frac{D}{H} = 1,6 \cdot 10^{-4}.$$

Для Солнца относительная распространенность составляет [206, 208, 239]

$$\begin{aligned} \frac{He^3}{He^4} &\leq 0,02, & \frac{D}{H} &< 4 \cdot 10^{-5}, & \frac{Li}{H} &= 10^{-11}, \\ \frac{Be}{H} &= 10^{-11}, & \frac{B}{H} &< 3 \cdot 10^{-10}. \end{aligned} \quad (4.330)$$

Таблица 45

Распространенность редких легких элементов в Солнечной системе

Ядра	Концентрация по массе
H	0,745
D	$2,3 \cdot 10^{-4}$
He ³	$5,0 \cdot 10^{-5}$
He ⁴	0,24
Li ⁶	$4,4 \cdot 10^{-10}$
Li ⁷	$6,5 \cdot 10^{-9}$
Be — B	$1,6 \cdot 10^{-9}$

Для звезды 3 Центавра А имеем [344]

$$\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} = 5,3, \quad (4.331)$$

а для межзвездного газа получаем ограничение [413]

$$\frac{\text{D}}{\text{H}} < 8 \cdot 10^{-5} \quad (4.332)$$

или, возможно [96],

$$3 \cdot 10^{-5} < \frac{\text{D}}{\text{H}} < 5 \cdot 10^{-4}$$

и [25]

$$\frac{\text{B}}{\text{H}} < 2 \cdot 10^{-9}. \quad (4.333)$$

Для звезд спектральных классов F и G мы имеем отношения распространенностей [267, 410]

$$\frac{\text{Li}}{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{\text{Be}}{\text{H}} = 3 \cdot 10^{-11}, \quad \frac{{}^7\text{Li}}{{}^6\text{Li}} = 2,5. \quad (4.334)$$

В очень молодых звездах отношение Li/H велико (от $8 \cdot 10^{-10}$ до $4 \cdot 10^{-9}$), а в более старых звездах распространенность лития ниже. Для данного звездного скопления эта распространенность уменьшается по мере того, как спектральный класс звезды становится более поздним, а для звезд, принадлежащих к одному и тому же спектральному классу, она уменьшается с увеличением их возраста. Гринстейн и Ричардсон [207] первыми выдвинули предположение, которое впоследствии обсуждалось также Вейманом и Сирсом [422] и Боденхаймером [68], о том, что уменьшение в звездном веществе лития можно объяснить появлением конвективных зон на поздних стадиях звездной эволюции.

Хотя распространенность элементов, образовавшихся в реакциях скальвания, определяется как сечением реакции, так и энергетическим спектром налетающих частиц высокой энергии, относительные распространенности слабо зависят от энергетического спектра. Например, если мы рассмотрим только реакции $p + {}^{16}\text{O}$, то для измеренных сечений получим [431]

$$\begin{aligned} \frac{{}^7\text{Li}}{{}^6\text{Li}} &= 0,98 \pm 0,13, & \frac{{}^9\text{Be}}{{}^7\text{Be}} &= 0,34 \pm 0,08, \\ \frac{{}^{10}\text{Be}}{{}^9\text{Be}} &= 0,30 \pm 0,08, & \frac{{}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{C}}{{}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{C}} &= 2,1 \pm 0,6 \end{aligned} \quad (4.335)$$

при энергиях протонов, превышающих 135 МэВ. Кроме того, поток протонов, способный образовать $\text{Li}/\text{H} = 10^{-9}$, даст $\text{D}/\text{H} = 3 \cdot 10^{-7}$ и ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 3 \cdot 10^{-6}$. Сравнение с наблюдаемой распространенностью показывает, что реакции скальвания могут обеспечить достаточное количество ${}^6\text{Li}$, Be и B , но такими реакциями нельзя объяснить значительную распространенность в Солнечной системе ${}^7\text{Li}$ и D . Для подробных расчетов следует брать скорость образования изотопа L за счет расщепления M -элементов потоком протонов с энергетическим спектром $\varphi(E)$ в виде

$$\frac{dN_L}{dt} = \sum_M N_M \int \sigma(M, L, E) \varphi(E) dE, \quad (4.336)$$

где M — любой M -элемент: ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ или ${}^{20}\text{Ne}$, N_M и N_L — числа ядер соответственно M - и L -элементов в единице объема, t — время, E — энергия протона, $\sigma(M, L, E)$ — сечение реакции скальвания. Из наблюдений солнечных вспышек получаем для энергетического спектра протонов

$$\varphi(E) \propto E^{-\gamma}, \quad (4.337)$$

причем γ изменяется от 2 до 5, или более точно

$$\varphi(E) \propto \exp(-R/R_0). \quad (4.338)$$

Здесь жесткость $R = pc/(Ze)$ представляет собой отношение импульса к заряду, а параметр R_0 определяется экспериментально и составляет по величине от 40 до 400 мВ. Если Mc^2 — энергия массы покоя ядра (A, Z), приходящаяся на один нуклон, а E — кинетическая энергия, поделенная на число нуклонов в ядре (A, Z), то

$$R = \frac{A}{Zc} (2Mc^2E + E^2)^{1/2}, \quad (4.339)$$

где A — массовое число и Ze — заряд ядра.

Для протонов космических лучей принимается [267]

$$\varphi(E) = 12,5 (E_0 + E)^{-2,6} [\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}]^{-1}, \quad (4.340)$$

причем $E_0 = M_p c^2 = 0,931$ ГэВ, а E — кинетическая энергия протона в ГэВ. Скорости генерации легких элементов получаются интегрированием сечений реакций скалывания по спектру налетающих частиц. Эти скорости, вычисленные для спектра космических лучей, даны в табл. 46. Подробное описание энергетики

Таблица 46

Скорости образования редких легких элементов в 10^{-6} (г · с) $^{-1}$ в реакциях скалывания ядер С, N, O и Ne протонами (H) или альфа-частицами (He) космических лучей [272]

Ядро-продукт	Ядро-мишень			
	C ¹²	N ¹⁴	O ¹⁶	Ne ²⁰
Li ⁶ (H)	21,4	9,9	39,3	1,26
Li ⁶ (He)	5,39	1,59	9,53	1,23
Li ⁷ (H)	54,3	15,4	57,0	1,80
Li ⁷ (He)	8,63	2,43	14,54	1,87
Be ⁹ (H)	11,3	1,58	7,36	0,24
Be ⁹ (He)	2,39	0,96	5,75	0,74
B ¹⁰ (H)	47,6	2,90	43,8	1,40
B ¹⁰ (He)	2,70	1,14	6,85	0,88
B ¹¹ (H)	170,7	23,9	85,0	2,70
B ¹¹ (He)	3,65	1,13	6,78	0,87

реакций скалывания в космических лучах приведено в [267, 363]. Реакции скалывания на поверхности звезд обсуждаются в [334]. Приближенные соотношения можно получить по формуле

$$\frac{N_L}{N_M} = \langle \Phi \rangle \langle \sigma \rangle T, \tag{4.341}$$

где $\langle \Phi \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ означают соответственно средний поток и среднее сечение, а T — продолжительность реакций скалывания. Например, для энергий больше 30 МэВ потоки космических лучей в Галактике составляют [122, 185]

$$\begin{aligned} \Phi_H &= 3,6 \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}, & \Phi_{He} &= 0,4 \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}, \\ \Phi_{C, N, O} &= 25 \cdot 10^{-3} \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}, & \Phi_N &= 4 \cdot 10^{-3} \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}, \end{aligned} \tag{4.342}$$

а характерное значение $T = 10^{10}$ лет (возраст Галактики). В предположении, что энергетический спектр космических лучей

(4.340) был постоянным в течение 10^{10} лет, получены следующие значения для отношений распространенностей [267]:

$$\begin{aligned}
 \frac{{}^6\text{Li}}{\text{H}} &= 8 \cdot 10^{-11}, & \frac{{}^{10}\text{B}}{\text{H}} &= 8,7 \cdot 10^{-11}, \\
 \frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} &= 1,2 \cdot 10^{-10}, & \frac{{}^{11}\text{B}}{\text{H}} &= 2 \cdot 10^{-10}, \\
 \frac{{}^7\text{Li}}{{}^6\text{Li}} &= 1,5, & \frac{{}^{11}\text{B}}{{}^{10}\text{B}} &= 2,4, \\
 \frac{\text{Li}}{\text{H}} &= 2 \cdot 10^{-10}, & \frac{\text{B}}{\text{H}} &= 3,0 \cdot 10^{-10}, \\
 \frac{{}^9\text{Be}}{\text{H}} &= 2 \cdot 10^{-11}, & \frac{\text{B}}{\text{Be}} &= 15, \\
 \frac{\text{Li}}{\text{Be}} &= 10, & \frac{\text{B}}{\text{Li}} &= 1,4.
 \end{aligned}
 \tag{4.343}$$

Подробные формулы для сечений реакций скалывания M -элементов протонами даны в [24, 51, 204, 317]. Воклер и Ривс [405] приводят сечения образования протонами ядер ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ и D . Сечения реакций скалывания альфа-частицами можно найти в [126, 310]. При высоких энергиях сечения скалывания альфа-частицами в два или три раза больше, чем сечения эквивалентных протонных реакций. Поскольку отношение содержаний гелия и водорода в космических лучах примерно равно 0,1, при высоких энергиях вклад реакций скалывания альфа-частицами составляет около 20% от полного числа реакций, вызванных протонами. При энергиях меньше 20 МэВ реакции с альфа-частицами преобладают. Парциальные сечения термоядерных реакций на мишенях с $Z \leq 28$ приводятся в [363]. Реакции скалывания протонами, являющиеся главным источником образования ${}^6\text{Li}$, Be и B , даны в табл. 47.

Здесь «эффективный» энергетический порог Q — энергия, выше которой полное сечение образования данного изотопа начинает быстро возрастать. Такой порог приблизительно соответствует энергетическому порогу той реакции, в которой наряду с искомым изотопом легкого элемента образуется максимальное число альфа-частиц. Общим для всех сечений является то, что сечение достигает максимума при энергиях на 10—20 МэВ выше эффективного порога, а затем падает и при энергиях протонов > 150 МэВ становится постоянной или медленно убывающей функцией. Отношение сечения в максимуме к сечению при высоких энергиях заключено обычно в интервале от единицы до двух. Среднее сечение $\langle \sigma \rangle$, которое вводилось выше, представляет собой среднее значение сечения при энергиях, превышающих эффективный порог Q . Значения Q и $\langle \sigma \rangle$ в табл. 47 заимствованы из [51]; сечения реакций с протонами, энергии которых превышают 2 ГэВ, даны в скобках и заимствованы из [267].

Таблица 47

Эффективные значения Q и сечение σ для образования Li , Be и B в реакциях скальвания протонами¹⁾

Реакция	Эффективная энергия Q , МэВ	Сечения реакций σ , мб	
		среднее	для $E > 2$ ГэВ
$^{12}C(p, pn)^{11}C$	18,7	60	} (50)
$^{12}C(p, 2p)^{11}B$	16,0	16	
$^{12}C(p, 2pn)^{10}B$	27,4	10	(15)
$^{12}C(p, 3pn)^6Be$	34	2	(6)
$^{12}C(p, pan)^7Be$	26,3	12	(9)
$^{12}C(p, 2pa)^7Li$	24,6	7	(6)
$^{12}C(p, 2pan)^6Li$	31,9	10	(7,5)
$^{14}N(p, \alpha)^{11}C$	2,9	30	} (45)
$^{14}N(p, 3pn)^{11}B$	28,4	10	
$^{14}N(p, p\alpha)^{10}B$	11,6	10	(12)
$^{14}N(p, 2pa)^9Be$	18,2	2	(6)
$^{14}N(p, 2\alpha)^7Be$	10,5	10	(12)
$^{14}N(p, 3pan)^7Li$	37,1	10	(10)
$^{14}N(p, p2\alpha)^6Li$	16,1	10	(7)
$^{16}O(p, pan)^{11}C$	25,9	15	} (25)
$^{16}O(p, \alpha 2p)^{11}B$	23,1	10	
$^{16}O(p, 2pan)^{10}B$	34,6	10	(15)
$^{16}O(p, 3pan)^9Be$	41,7	2	(3,5)
$^{16}O(p, p2an)^7Be$	33,4	4	(10)
$^{16}O(p, 2p\alpha)^7Li$	31,8	12	(14)
$^{16}O(p, 2p2an)^6Li$	39,0	10	(14)
$^{20}Ne(p, p2an)^{11}C$	30,6	12	} (18)
$^{20}Ne(p, 2\alpha 2p)^{11}B$	27,8	12	
$^{20}Ne(p, 2p2an)^{10}B$	39,3	12	(14)
$^{20}Ne(p, 3p2an)^9Be$	45,9	2	(4)
$^{20}Ne(p, p3an)^7Be$	38,2	8	(10)
$^{20}Ne(p, 2p3\alpha)^7Li$	36,5	8	(10)
$^{20}Ne(p, 2p3an)^6Li$	43,8	8	(10)

¹⁾ Эффективные значения Q и средние сечения взяты из работы [51], а сечения при $E > 2$ ГэВ — из [267]. Для перехода к другим единицам: 1 МэВ = $1,6022 \cdot 10^{-6}$ эрг и 1 мб = 10^{-27} см².

Как уже отмечалось выше, при расщеплении космическими лучами ядер межзвездной среды не образуется заметных количеств D и 3He . Эти элементы не образуются в достаточном количестве при нуклеосинтезе в звездах и сгорают в термоядерных реакциях: D при температуре выше 10^6 и 3He при температуре выше 10^7 К. В работах Альфера, Бете, Гамова и Германа [6, 7, 189] была выдвинута гипотеза, что наблюдаемые распространенности этих элементов можно объяснить, если предположить, что они произошли на ранней горячей стадии эволюции Вселенной.

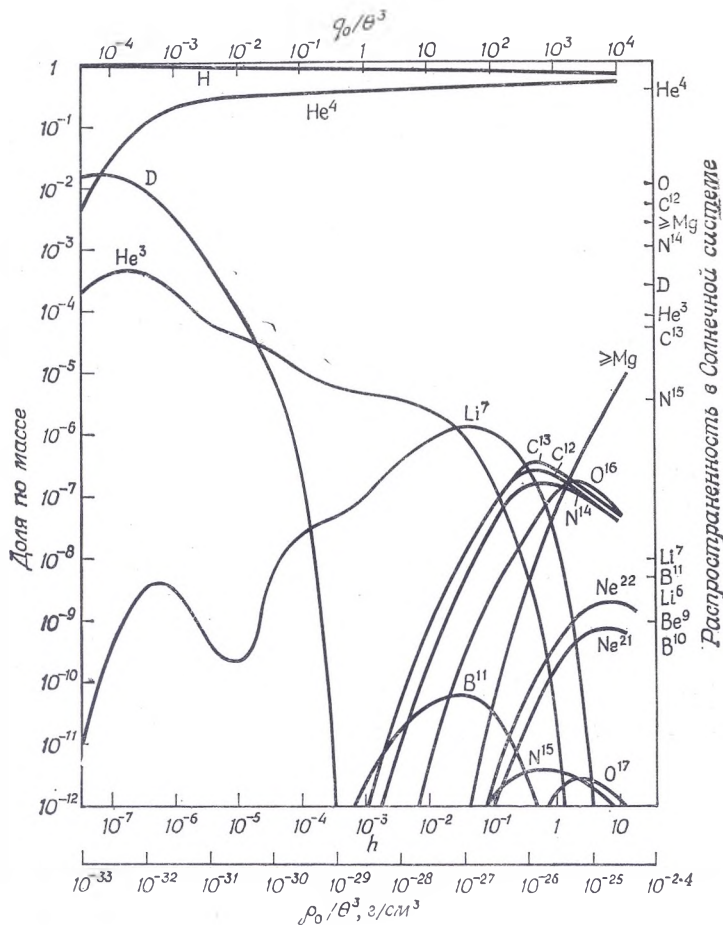


Рис. 27. Синтез легких элементов в расширяющейся Вселенной. Доли по массе различных легких ядер изображены в зависимости от параметра h из соотношения $\rho_B = hT_0^3$, где ρ_B — плотность барионов, а $T_0 = T/10^9$, где T — температура равновесного излучения в расширяющейся Вселенной. Параметр h определяет также величину q_0 — современное значение параметра замедления расширения. Ограничения, накладываемые современными значениями температуры и плотности газа, исключают возможность образования в значительных количествах элементов тяжелее лития в таком процессе. T_0 — современная температура фотонов, ρ_0 — современная плотность барионов, а $\theta = T/3 \text{ К}$. Распространенность элементов в Солнечной системе показана на оси ординат справа. Для $A > 4$ распространенность элементов в звездах населения II составляет около 10^{-2} от соответствующих значений в Солнечной системе. (По Вагнеру, Фаулеру и Хойлу [409], с разрешения Американского астрономического общества и Издательства Чикагского университета.)

Вагонер, Фаулер и Хойл [408, 409] провели детальные расчеты образования легких элементов на ранних стадиях расширения однородной изотропной Вселенной. Их результаты иллюстрирует рис. 27, на котором изображена распространенность легких элементов как функция современного значения температуры T_0 фонового излучения и параметра замедления q_0 . Разумное согласие с распространенностью в Солнечной системе получается для D, ^3He , ^4He и ^7Li при $T_0 = 3 \text{ K}$ и $q_0 = 5 \cdot 10^{-3}$. Однако такой процесс не дает наблюдаемую распространенность ^6Li и ^9Be . Кроме того, дейтерий космологического происхождения мог частично сгореть в конвективных оболочках звезд [69], а конвекция, сопровождающая гелиевые слоевые вспышки, может увеличить концентрацию ^7Li [355]. Распространенность водорода, дейтерия, ^3He , ^4He и ^7Li , полученная в модели Вагонера и др. [409], приведена в табл. 48.

Таблица 48

Распространенность дейтерия, He^3 , He^4 и Li^7 , образовавшихся на ранних стадиях эволюции горячей Вселенной, как функции плотности вещества во Вселенной ¹⁾

Элемент	Плотность ($T_e = 2,7 \text{ K}$), г/см ³						
	$3 \cdot 10^{-33}$	10^{-32}	$3 \cdot 10^{-32}$	10^{-31}	$3 \cdot 10^{-31}$	10^{-30}	$3 \cdot 10^{-30}$
H ¹	0,95	0,89	0,81	0,76	0,75	0,74	0,73
He ⁴	0,032	0,038	0,19	0,24	0,25	0,26	0,27
$(\text{D}^2/\text{H}^1)/(\text{D}^2/\text{H}^1)_\odot$	53	34	13	2,7	0,40	0,054	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$(\text{He}^3/\text{He}^4)/(\text{He}^3/\text{He}^4)_\odot$	53	16	4,2	1,2	0,67	0,36	0,16
$(\text{Li}^7/\text{H}^1)/(\text{Li}^7/\text{H}^1)_\odot$	0,063	0,44	0,50	0,080	0,033	0,70	3,4

¹⁾ Согласно Трурану и Камерону [392] (по расчетам Вагонера, Фаулера и Хойла [409]). Здесь индекс \odot соответствует значению относительной распространенности в Солнечной системе.

4.4.7. Быстрые термоядерные реакции при вспышках сверхновых

М. Бербидж, Дж. Бербидж, Фаулер и Хойл [83] указывали, что гравитационный коллапс звезды на заключительной стадии ее эволюции может вести к образованию имплодирующего ядра, достаточно горячего, чтобы поджечь способные к термоядерному взрыву легкие элементы, например ^{12}C , при температуре, в несколько раз превышающей 10^9 K . Предполагалось, что последующий взрыв оболочки звезды сопровождается нуклеосинтезом в равновесных r - и p -процессах. Фаулер и Хойл [229] предложили затем два различных механизма вспышки сверхновой. По мнению этих авторов, вспышки сверхновых I типа происходят

в результате поджигания вырожденного вещества в ядрах звезд средних масс. Более массивные звезды, ядра которых невырождены, оказываются предшественниками сверхновых II типа, вспышки которых вызываются взаимодействием сжимающегося ядра с оболочкой звезды. Постулировано [214, 396, 397], что многие элементы с $20 \leq A \leq 60$ могут синтезироваться при вспышках сверхновых в таких термоядерных процессах, как быстрый CNO-цикл, p -захват, n -процессы и α -захват. Фаулер и Хойл [181] подробно проанализировали нуклеосинтез в процессе вспышки сверхновой II типа. Колгейт и Уайт [119] и Арнетт [10, 11] предложили затем детальные гидродинамические модели процесса сбрасывания оболочки звезды, сопровождающего сжатие ее ядра. Вагонер [407] показал, что ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ могут образоваться в количестве, соответствующем их распространенности в Солнечной системе, при взрыве невырожденной звезды с высокой начальной температурой $T \approx 10^{10}$ К. Арнетт [13] предложил модель сверхновой для звезд средних масс $4M_{\odot} \leq M \leq 9M_{\odot}$. В этой модели вспышка сверхновой вызывается взрывной реакцией горения углерода в вырожденном ядре звезды. Арнетт, Труран и Вусли [21] показали, что в рамках подобной модели можно успешно объяснить распространенность элементов группы железа в Солнечной системе. Обсуждался синтез элементов в r - и p -процессах при взрывах сверхновых [391, 393]. Результаты этих двух работ, касающиеся взрывных процессов горения, приведены в разд. 4.4.4.

Перед взрывом сверхновой давление P , плотность ρ и температура T звезды связаны между собой уравнением состояния, подробно рассмотренным в гл. 3. Для сильно вырожденного релятивистского газа уравнение состояния имеет вид [229]¹⁾

$$P \approx 1,243 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3} \left[1 + \frac{1}{x^2} \left(\frac{2\pi^2 \hbar^2 T^2}{3m^2 c^4} - 1 \right) \right] \text{ [дин/см}^2\text{]}, \quad (4.344)$$

где

$$\rho = 9,74 \cdot 10^5 \mu_e x^3 \text{ [г/см}^3\text{]}. \quad (4.345)$$

Здесь константа $1,243 \cdot 10^{15} = (3\pi^2)^{1/3} c \hbar / (4m_U^{4/3})$, где m_U — атомная единица массы, константа $9,74 \cdot 10^5 = m_U m^3 c^3 / (3\pi^2 \hbar^3)$, а $x = \hbar (3\pi^2 N_e)^{1/3} / (mc)$, N_e — число электронов в единице объема. Давление вырожденного газа слабо зависит от температуры, охлаждение вследствие расширения или за счет нейтринных процессов недостаточно для того, чтобы воспрепятствовать росту температуры при гравитационном сжатии до значений, отвечающих взрывному горению. В вырожденном релятивистском газе ($\rho > 7,3 \cdot 10^6 \mu_e \text{ [г/см}^3\text{]})$ температуры, отвечающие взрывному го-

¹⁾ В работе [229] и в иностранном оригинале ошибочно пропущен множитель $1/3$ перед T^2 в формуле (4.344). — *Прим. ред.*

рению углерода, $T_9 \approx 1$, могут достигаться при массе ядра звезды порядка критической массы Чандрасекара

$$M_{cr} = \frac{5,80}{\mu_e^2} M_{\odot}. \quad (4.346)$$

Арнетт [13] рассмотрел эволюцию углеродно-кислородных ядер звезд средних масс $4M_{\odot} \leq M \leq 9M_{\odot}$ и показал, что взрывное горение углерода действительно имеет место при плотности выроджденного ядра около 10^9 г/см³. При взрыве образуется сильная ударная волна, которую называют детонационной волной. Такая волна распространяется наружу по непрогоревшей оболочке звезды, при этом температура оболочки мгновенно повышается. До поджигания термоядерного топлива давление и удельный объем перед фронтом (P_1, V_1) и за фронтом (P_2, V_2) ударной волны связаны соотношениями

$$\frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{2}{M_1^2} + \gamma - 1 \right) / (\gamma + 1), \quad (4.347)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = (2\gamma M_1^2 - \gamma + 1) / (\gamma + 1), \quad (4.348)$$

где $M_1 = D/S_1$ — отношение скорости ударного фронта относительно газа перед фронтом к скорости звука S_1 перед фронтом, $S_1^2 = \gamma P_1 V_1$, а γ — показатель адиабаты. Типичные скорости равны $D \approx 20\,000$ км/с, а подъем температуры T_2 можно рассчитать по P_2 и V_2 из уравнения состояния. Расчеты показывают, что T_2 достигает значений, отвечающих взрывному горению. Значения температуры оказываются даже более высокими вследствие поджигания термоядерного топлива проходящей детонационной волной. При столь высоких температурах после прохождения волны устанавливается полное статистическое равновесие по ядрам, поэтому начальные концентрации ядер определяются уравнениями статистического равновесия (разд. 4.4.5). Во время последующего расширения температура и плотность связаны уравнением адиабаты, и концентрации зависят только от отношения числа нейтронов к числу протонов и от скорости расширения. Те же условия возникают во взрывающихся невырожденных объектах при температуре, достаточно высокой для того, чтобы с самого начала установилось ядерное равновесие (ср. [407]).

Начальные условия в невырожденном нерелятивистском ядре звезды, конечно, отличаются от условий в вырожденном ядре. Для давления P в невырожденном газе имеем выражение [181]

$$P = \left[\frac{3R^4 (1 - \beta)}{a\mu^4 \beta^4} \right]^{1/3} \rho^{4/3}, \quad (4.349)$$

а плотность ρ дается формулой

$$\rho = \frac{\alpha\mu\beta}{3R(1-\beta)} T^3. \quad (4.350)$$

Здесь $R = 8,314 \cdot 10^{16}$ эрг/(моль $\cdot 10^9$ К) — газовая постоянная, $a = 7,565 \cdot 10^{21}$ эрг/[см³ $\cdot (10^9$ К)⁴] — постоянная плотности излучения, μ — средняя молекулярная масса, а β — отношение давления газа к полному давлению, удовлетворяющее соотношению

$$1 - \beta = 0,0030 \left(\frac{2M}{3M_{\odot}} \right)^2 \mu^4 \beta^4. \quad (4.351)$$

Для массивной звезды $M = 30M_{\odot}$ мы получаем $\beta \approx 0,40$ и при $\mu \approx 2,1$ и $\beta \approx 0,4$ имеем

$$\rho \approx 4,3 \cdot 10^4 T_9^3 \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (4.352)$$

а в общем случае

$$\rho = 1,016 \cdot 10^7 \left(\frac{M_{\odot}}{M_c} \right)^2 \left(\frac{T_9}{\mu\beta} \right)^3 \text{ [г/см}^3\text{]} \quad (4.353)$$

для ядра массы M_c . Процесс перехода сжатия ядра звезды (имплозии) во взрыв был описан Фаулером и Хойлом [181]. Гидродинамическая сторона этой проблемы подробно рассмотрена в [10—12, 18, 119]. Фаулер и Хойл [181] показали, что подъем температуры, сопровождающий движение отраженной ударной волны, может вызвать взрывное горение кислорода и водорода и другие быстрые процессы при характерном времени взрыва ≈ 100 с.

4.5. ЧАСТИЦЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ¹⁾

4.5.1. Образование частиц высоких энергий

4.5.1.1. *Образование электрон-позитронных пар гамма-лучами в поле ядра.* Фотон с энергией $h\nu$, превышающей пороговую энергию $2mc^2 = 1,022$ МэВ, может образовать электрон-позитронную пару в кулоновском поле ядра с зарядом eZ . Если рассматриваемые энергии значительно превосходят mc^2 , сечение $\sigma(E_0)$ образования пары электрона и позитрона с энергиями соответственно E_1 и E_0 дается формулой [57]

$$\sigma(E_0) dE_0 = 4\alpha Z^2 r_0^2 \frac{E_0^2 + E_1^2 + \frac{2}{3} E_0 E_1}{(h\nu)^3} \left[\ln \left(\frac{2E_0 E_1}{h\nu mc^2} \right) - \frac{1}{2} \right] dE_0 \quad (4.354)$$

¹⁾ Как отмечалось в предисловии к ч. 1 книги, материал этого раздела в настоящее время представляет в основном исторический интерес. Читатель, желающий познакомиться с современным состоянием астрофизики высоких энергий, может обратиться к книге С. Хаякавы [213]. — *Прим. ред.*

для релятивистских энергий в отсутствие экранирования

$$\frac{2E_0E_1}{h\nu} \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}};$$

$$\sigma(E_0) dE_0 = \frac{4\alpha Z^2 r_0^2}{(h\nu)^3} \left[\left(E_0^2 + E_1^2 + \frac{2}{3} E_0E_1 \right) \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) - \frac{E_1E_0}{9} \right] dE_0 \quad (4.355)$$

для релятивистских энергий при полном экранировании

$$\frac{2E_0E_1}{h\nu} \gg \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}},$$

где постоянная тонкой структуры $\alpha \approx 1/137,037$, а классический радиус электрона $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см. Полное сечение $\sigma(h\nu)$ образования электрон-позитронных пар получим, интегрируя уравнение (4.355) по энергиям от $E_0 = mc^2$ до $E_0 = h\nu - mc^2$:

$$\sigma(h\nu) = 4\alpha Z^2 r_0^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{2h\nu}{mc^2} \right) - \frac{109}{54} \right] \quad \text{при } h\nu \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}},$$

$$\sigma(h\nu) = 4\alpha Z^2 r_0^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad \text{при } h\nu \gg \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}, \quad (4.356)$$

где $4\alpha r_0^2 \approx 2,318 \cdot 10^{-27}$ см². Если скорость электрона v настолько мала, что выполняется условие $Ze^2/(h\nu) \gg 1$, то из выражений в квадратных скобках в уравнении (4.356) следует вычесть кулоновскую поправку $C(Z) \approx (\alpha Z)^2$. При очень высоких энергиях сечения также подавлены в очень плотной среде [251, 270] и в кристаллическом веществе [402, 403]. Для полностью ионизованного газа можно использовать формулу (4.355).

4.5.1.2. Образование электрон-позитронных пар заряженными частицами. Электрическое поле быстрой заряженной частицы описывают «виртуальными» фотонами, которые в свою очередь способны рождают электрон-позитронные пары. Если тяжелая заряженная частица с массой M_0 , зарядом eZ_0 и кинетической энергией E_0 сталкивается с тяжелой частицей массы M и заряда eZ , то полное сечение образования электрон-позитронной пары произвольной энергии σ определяется соотношением [218]

$$\sigma \approx \frac{(\alpha Z Z_0 r_0 mc^2)^2}{M_0 c^2 E_0} \left(\frac{Z M_0 - Z_0 M}{M} \right)^2 \quad \text{для } 2mc^2 < E \ll M_0 c^2, \quad (4.357)$$

где постоянная тонкой структуры $\alpha = 1/137,037$, классический радиус электрона $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см, а mc^2 — энергия массы покоя электрона.

Если энергия налетающей частицы E_0 превышает M_0c^2 и вторая частица покоится, то полное сечение дается формулой [59]

$$\sigma \approx \frac{28}{27\pi} (\alpha Z Z_0 r_0)^2 \ln^3 \left(\frac{E_0}{M_0 c^2} \right) \quad \text{для } E_0 \gg M_0 c^2. \quad (4.358)$$

Если покоящаяся частица — атом и $E_0 \gg M_0 c^2 / (\alpha Z^{1/3})$ для полного экранирования, то полное сечение имеет вид [217, 284]

$$\sigma = \frac{28}{27\pi} (\alpha Z Z_0 r_0)^2 \ln \left(\frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \right) \left[3 \ln \left(\frac{E_0}{M_0 c^2} \right) \ln \left(\frac{E_0 Z^{1/3}}{191 M_0 c^2} \right) + \ln^2 \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) \right] \quad (4.359)$$

$$\text{для } E_0 > M_0 c^2 / (\alpha Z^{1/3}).$$

Полагают, что уравнения (4.358) и (4.359) справедливы с точностью до множителя два. Получены [213, 277] более громоздкие выражения, точность которых составляет около 20%. Если налетающая частица — электрон, то в уравнениях (4.358) и (4.359) следует положить $Z_0 = 1$, и масса $M_0 = m$ — массе электрона.

4.5.1.3. Образование электрон-позитронных пар в столкновениях двух фотонов. Электрон-позитронная пара может образоваться при столкновении фотона энергии E_1 с фотоном энергии E_2 , если $E_1 E_2 > (mc^2)^2$. Здесь $mc^2 \approx 0,511$ МэВ — энергия массы покоя электрона. Сечение образования пары $\sigma(E_1 E_2)$ дается формулой [136, 217]

$$\sigma(E_1, E_2) = \frac{\pi r_0^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 1) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (4.360)$$

где

$$\beta = \left[1 - \frac{(mc^2)^2}{E_1 E_2} \right]^{1/2},$$

βc — скорость вылетающего электрона в системе центра масс, а классический радиус электрона $r_0 = e^2 / (mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см. Уравнение (4.360) применялось к гамма-лучам [199, 202, 237, 285].

4.5.1.4. Образование μ -мезонных пар гамма-лучами в поле ядра. Фотон γ с энергией $h\nu$, которая превышает пороговую энергию $2m_\mu c^2 \approx 211$ МэВ, может образовать в кулоновском поле ядра μ -мезонную пару μ^- и μ^+ . Сечение рождения таких пар будет определяться уравнением (4.356) для сечения рождения электрон-позитронных пар, если в этом уравнении заменить m_e на m_μ и внести некоторые изменения, связанные с большой передачей импульса ядру при образовании μ -мезонной пары. Сечение уменьшается по сравнению со значением, даваемым урав-

нением (4.356), в отношении $(m/m_\mu)^2 \approx (1/207)^2$. Выполнены детальные расчеты сечений образования μ -мезонных пар [315]. В результате распада мюонных пар будут образовываться электрон-позитронные пары. Соответствующие моды распада и времена жизни приведены в табл. 39.

4.5.1.5. *Образование электронов отдачи при столкновениях заряженных частиц.* Сечение $\sigma(E_0, W_r)$ образования электрона отдачи с кинетической энергией W_r при столкновении заряженной частицы с полной энергией E_0 с другой заряженной частицей заряда eZ имеет вид [61, 213]

$$\sigma(E_0, W_r) dW_r = 2\pi Z^2 r_0^2 \frac{mc^2}{\beta_0^2} \frac{dW_r}{W_r^2} \times \left\{ \begin{array}{ll} \left(1 - \beta_0^2 \frac{W_r}{W_m}\right) & \text{для спина } 0, \\ \left[1 - \beta_0^2 \frac{W_r}{W_m} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_r}{E_0}\right)^2\right] & \text{для спина } \frac{1}{2}, \\ \left[\left(1 - \beta_0^2 \frac{W_r}{W_m}\right) \left(1 + \frac{1}{3} \frac{mW_r}{M^2}\right) + \frac{1}{3} \left(\frac{W_r}{E_0}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{mW_r}{M^2}\right)\right] & \text{для спина } 1 \end{array} \right\} \approx 2\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta_0^2} \frac{Z^2}{W_r^2} dW_r. \quad (4.361)$$

Здесь взят спин налетающей частицы, классический радиус электрона $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,82 \cdot 10^{-13}$ см, β_0 — скорость налетающей частицы, m — масса электрона, M — масса налетающей частицы, а максимальная энергия, которая может быть передана в прямом столкновении свободному электрону, W_m , составляет

$$W_m = \frac{2mp^2}{m^2 + M^2 + 2mE_0} \approx p \quad \text{при } m \ll M \text{ и } E_0 \gg M^2/m, \quad (4.362)$$

$$W_m \approx 2m\beta_0^2 \gamma^2 = 2m(p/M)^2 \quad \text{при } m \ll M \text{ и } p \ll M^2/m,$$

где p и E_0 — соответственно импульс и энергия налетающей частицы.

В частном случае релятивистских протонов с полной энергией E_p и скоростью β_p уравнение (4.361) преобразуется к виду

$$\sigma(E_p, W_r) dW_r = 2\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta_p^2 W_r^2} \left[1 - \frac{m^2 c^2 W_r}{2mE_p^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_r}{E_p}\right)^2\right] dW_r. \quad (4.363)$$

4.5.1.6. *Образование фотонов при аннигиляции позитронов.* При столкновении позитрона e^+ с электроном e^- могут образоваться два гамма-кванта в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. Один фотон будет обладать большой энергией. Если электрон покоится,

то второй фотон будет иметь энергию порядка $mc^2 = 0,511$ МэВ. Для энергии позитрона, равной γmc^2 , где γ обозначает энергетический фактор, сечение σ двухфотонной аннигиляции на свободном покоящемся электроне имеет вид [136]

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right],$$

$$\sigma \approx \begin{cases} \frac{\pi r_0^2}{\gamma} [\ln(2\gamma) - 1] & \text{при } \gamma \gg 1, \\ \frac{\pi r_0^2}{\beta} & \text{при } \beta \ll 1. \end{cases} \quad (4.364)$$

Здесь $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, а $\beta = v/c$, где v — скорость позитрона.

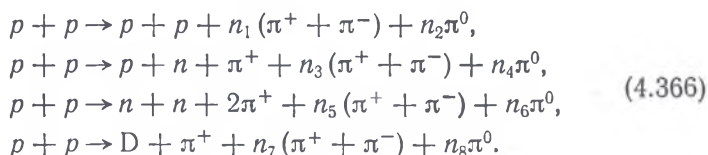
Позитрон может также аннигилировать с испусканием только одного фотона при столкновении с электроном, связанным в атоме. Сечение однофотонной аннигиляции позитрона при столкновении с электроном K -оболочки атома дается формулой [58, 161]

$$\sigma = \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_0^2}{\beta \gamma (\gamma + 1)^2} \left\{ \gamma^2 + \frac{2\gamma}{3} + \frac{4}{3} - \frac{\gamma + 2}{\beta \gamma} \ln[(1 + \beta)\gamma] \right\},$$

$$\sigma \approx \begin{cases} \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_0^2}{\gamma} & \text{при } \gamma \gg 1, \\ \frac{4\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_0^2 \beta & \text{при } \beta \ll 1, \end{cases} \quad (4.365)$$

где позитрон обладает энергией γmc^2 и скоростью $v = \beta c$, eZ — заряд атома, постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137,037$, а классический радиус электрона $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см.

4.5.1.7. *Образование π -мезонов, μ -мезонов, позитронов, электронов, фотонов и нейтрино в ядерных взаимодействиях.* Важнейшими процессами рождения π -мезонов являются следующие реакции:



Здесь p — протон, n — нейтрон, D — дейтрон, а $n_1 - n_8$ — положительные целые числа. Если образовались π -мезоны, то μ -ме-

зоны, электроны, позитроны, фотоны и нейтрино также могут образоваться в реакциях распада:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu, \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma, \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu. \end{aligned} \quad (4.367)$$

Для энергий протона в интервале от 290 МэВ до 1 ГэВ единственно возможными реакциями оказываются $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ или $p+p+\pi^0$ или $D+\pi^+$. Некоторые другие реакции с пионами рассматриваются в п. 4.5.1.12 в связи с гамма-лучами от Солнца.

Минимальная кинетическая энергия W_{min} , которая требуется для образования протоном ядра Y π -мезонов, дается формулой

$$W_{min} = \frac{Y^2 m_\pi^2 c^4}{2m_p c^2} + 2Y m_\pi c^2 \approx Y(280 + 10Y) \text{ [МэВ]}, \quad (4.368)$$

причем $m_\pi c^2$ и $m_p c^2$ — соответственно энергии массы покоя π -мезона и протона.

Экспериментальные измерения [305, 312] дают для сечения $\sigma(E_p)$ образования π -мезонов протонами с энергией E_p формулу

$$\sigma(E_p) \approx 2,7 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \text{ при } E_p > 2 \text{ ГэВ}, \quad (4.369)$$

а множественность рождения составляет

$$\begin{aligned} m_\pm &= 2E_p^{0,25}, \\ m_0 &= 0,5m_\pm. \end{aligned}$$

4.5.1.8. *Испускание фотонов высокой энергии за счет обратного комптон-эффекта.* Если свободный электрон кинетической энергии $E = \gamma mc^2$ сталкивается с фотоном энергии $h\nu$, то сечение комптоновского рассеяния σ_c дается формулой Клейна—Нишины [241]:

$$\begin{aligned} \sigma_c &= \frac{3}{4} \sigma_T \left\{ \frac{1+q}{q^2} \left[\frac{2q(1+q)}{1+2q} - \ln(1+2q) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2q} \ln(1+2q) - \frac{1+3q}{(1+2q)^2} \right\}, \\ \sigma_c &\approx \begin{cases} \sigma_T \left(1 - \frac{2\gamma h\nu}{mc^2} \right) \text{ при } \gamma h\nu \gg mc^2, \text{ или } q \gg 1, \\ \frac{3}{8} \sigma_T \frac{mc^2}{\gamma h\nu} \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2\gamma h\nu}{mc^2} \right) \right] \text{ при } \gamma h\nu \gg mc^2, \text{ или } q \gg 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (4.370)$$

где $q = \gamma h\nu/(mc^2)$, $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, а $\sigma_T = 8\pi e^4/(3m^2 c^4) \approx 6,65 \cdot 10^{-25}$ см² —

сечение томсоновского рассеяния [383]. Таблицы и графики для сечения комптон-эффекта даны в [134, 281].

Для частоты ν_0 излученного фотона имеем

$$\nu_0 \approx \begin{cases} \nu^2 \nu & \text{при } \gamma h \nu \ll mc^2, \\ \gamma mc^2/h & \text{при } \gamma h \nu \gg mc^2. \end{cases} \quad (4.371)$$

Этот процесс рассеяния подробно изучался [138, 150, 153, 154]. Если релятивистские электроны генерируют синхротронное излучение и испытывают на нем комптоновское рассеяние, то в образующемся комптон-синхротронном излучении фотоны могут иметь такие же энергии, как и электроны, а спектр может совпадать со спектром синхротронного излучения [201]. Мы рассмотрели подробно такой процесс в п. 4.5.2.3.

4.5.1.9. Испускание фотонов высоких энергий при тормозном излучении релятивистских электронов или мюонов. При столкновении релятивистского электрона энергии E с ядром заряда eZ дифференциальное сечение $\sigma_B(E, E_\nu) dE_\nu$ тормозного излучения фотона энергии E_ν имеет вид [57]

$$\sigma_B(E, E_\nu) dE_\nu \approx \frac{4\alpha r_0^2 Z^2}{E_\nu} \ln\left(\frac{2E}{mc^2}\right) dE_\nu \quad \text{при } mc^2 \ll E \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}} \quad (4.372)$$

в релятивистском случае в отсутствие экранирования. Здесь $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137,037$ — постоянная тонкой структуры, $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, а энергия массы покоя электрона $mc^2 \approx 0,511$ МэВ. В ультра-релятивистском случае при полном экранировании мы имеем

$$\sigma_B(E, E_\nu) dE_\nu \approx \frac{M}{XE_\nu} dE_\nu \quad \text{при } E \gg \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}, \quad (4.373)$$

где M — масса ядра мишени в граммах, а X — радиационная длина, выраженная в г/см², дается формулой

$$\frac{1}{X} = 4\alpha r_0^2 Z^2 N_A A^{-1} \ln(191Z^{-1/3}), \quad (4.374)$$

где $N_A \approx 6,022 \cdot 10^{23}$ (г-моль)⁻¹ — число Авогадро, A — массовое число. Приведем значения радиационных длин в г/см² [282]:

$$\begin{aligned} X_H &= 62,8, & X_{He} &= 93,1, & X_{Li} &= 83,3, \\ X_C &= 43,3, & X_N &= 38,6, & X_O &= 34,6, \\ X_{Al} &= 24,3, & X_{Si} &= 22,2, & X_{Fe} &= 13,9. \end{aligned} \quad (4.375)$$

Здесь нижний индекс указывает на соответствующий элемент. Сечения тормозного излучения при столкновении электрона с атомом даются уравнениями (4.372) и (4.373) с заменой Z^2 на $Z(Z+1)$.

Если требуется точность лучше, чем несколько процентов, то сечение тормозного излучения можно рассчитать по формуле [326]

$$\sigma_B(E, E_\nu) dE_\nu = \frac{4\alpha r_0^2 Z^2}{E_\nu} F(E, E_\nu) dE_\nu, \quad (4.376)$$

где функция $F(E, E_\nu)$ — медленно меняющаяся функция энергии E релятивистского электрона и энергии фотона E_ν . Асимптотические формулы для $F(E, E_\nu)$ имеют вид

$$F(E, E_\nu) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right) \right] \times \\ \times \left\{ \ln \left[\frac{2E}{mc^2} \frac{E - E_\nu}{E_\nu} \right] - \frac{1}{2} \right\} \quad (4.377)$$

для голого ядра ($\xi \gg 1$) и

$$F(E, E_\nu) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right) \right] \times \\ \times \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right) \quad (4.378)$$

для полного экранирования ($\xi \approx 0$). Здесь параметр экранирования ξ определяется так:

$$\xi = \frac{mc^2}{\alpha E} \frac{E_\nu}{E - E_\nu} Z^{-1/2},$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137,037$ — постоянная тонкой структуры, а энергия массы покоя электрона $mc^2 \approx 0,511$ МэВ.

Сечение тормозного излучения при столкновении мюонов массы m_μ с голым ядром дается формулой

$$\sigma_B(E, E_\nu) dE_\nu = \frac{4\alpha r_0^2 Z^2}{E_\nu} \left(\frac{m}{m_\mu} \right)^2 \left[1 + \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\nu}{E} \right) \right] \times \\ \times \left\{ \ln \left[\frac{2E}{m_\mu c^2} \frac{\hbar}{m_\mu R c} \left(\frac{E - E_\nu}{E_\nu} \right) \right] - \frac{1}{2} \right\} dE_\nu, \quad (4.379)$$

где m — масса электрона, а радиус ядра $R \approx 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, где A — массовое число.

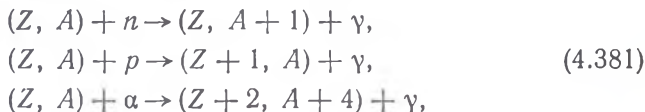
4.5.1.10. *Испускание фотонов при синхротронном излучении релятивистского электрона (магнитнотормозное излучение)*. Релятивистский электрон с энергией $E = \gamma mc^2$, движущийся в области с однородным магнитным полем напряженности H , испускает фотоны высокой энергии в результате синхротронного процесса, который мы подробно рассмотрели в разд. 1.25. Отметим, что, хотя фотоны испускаются в непрерывном спектре, в

большинстве случаев достаточно принять, что испускаемый фотон имеет частоту

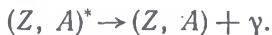
$$\nu = \frac{3\gamma^2}{4\pi} \frac{eH}{mc} \approx 4,6 \cdot 10^{-6} HE^2 \text{ [Гц]}, \quad (4.380)$$

где энергия E выражена в электрон-вольтах, а H — в гауссах.

4.5.1.11. *Излучение фотонов в ядерных реакциях.* Ядро (Z, A) может испускать фотон в следующих реакциях:



или



Детали образования гамма-лучей при столкновениях ядер с протонами и нейтронами обсуждаются в п. 4.5.1.12 для солнечных гамма-лучей.

4.5.1.12. *Рентгеновское излучение и гамма-излучение Солнца.* На основе первых наблюдений жестких рентгеновских лучей от солнечных вспышек с шаров-зондов [300] непрерывное излучение от солнечных рентгеновских вспышек было подразделено в зависимости от энергии на две категории: мягкое и жесткое. Полагают, что излучение мягких рентгеновских лучей с энергией меньше 10 кэВ вызывается тепловым тормозным излучением электронов, имеющих максвелловское распределение с температурой $T \approx 10^6$ — 10^8 К. Временные характеристики жестких рентгеновских лучей с энергиями от десяти до нескольких сот килоэлектрон-вольт часто совпадают с соответствующими характеристиками в микроволновом диапазоне частот (от 8000 до 17000 МГц). Поэтому как жесткое рентгеновское, так и микроволновое излучение связывают с нетепловым излучением ускоренных электронов. Микроволновое излучение обладает частичной круговой поляризацией, что, как полагают, является проявлением гиротронного излучения умеренно релятивистских электронов. Жесткие рентгеновские лучи, возможно, возникают вследствие тормозного излучения при столкновениях ускоренных электронов в плазме солнечной короны. Предложены различные механизмы инжекции электронов в плазму. В модели тонкой мишени [236] электроны ускоряются непрерывно и при инжекции в плотную хромосферу немедленно теряют всю свою энергию. В модели толстой мишени [377] электроны импульсно инжектируются в магнитную бутылку в верхних слоях хромосферы между биполярными солнечными пятнами. Наблюдаемые

вспышки могут вызываться медленной потерей энергии при столкновениях захваченных в магнитную ловушку нетепловых электронов.

Теория теплового тормозного излучения, с которым связывают мягкое рентгеновское излучение, подробно рассмотрена в разд. 1.30. Энергия фотона $h\nu$ дается соотношением

$$h\nu \approx kT \approx 8,6 \cdot 10^{-8} T \text{ [кэВ]}, \quad (4.382)$$

где ν — частота излучения, а T — температура плазмы в кельвинах. Поток η_{FF} от столкновений свободных частиц со свободными частицами в единице объема солнечной короны на поверхности Земли имеет вид [см. уравнение (1.219)]

$$\eta_{FF} = 7,15 \cdot 10^{-50} N_e \sum_Z N_Z Z^2 \left[\exp\left(-\frac{143,89}{\lambda T}\right) \right] \times \\ \times \frac{\langle g(Z, T, c/\lambda) \rangle}{T^{1/2} \lambda^2} d\lambda \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å)}]. \quad (4.383)$$

Здесь N_e — концентрация свободных электронов, N_Z — концентрация свободных ионов с зарядом Z , $\lambda = c/(2\pi\nu)$ — длина волны фотона, выраженная в ангстремах ($1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см}$), T — температура электронов, выраженная в 10^6 К , а $\langle g(Z, T, c/\lambda) \rangle \approx 1$ — усредненный по температуре множитель Гаунта для свободно-свободных столкновений. В других единицах поток рентгеновских лучей за счет свободно-свободных столкновений на Земле дается формулой

$$F_{FF}(h\nu) = \frac{4,78 \cdot 10^{-39}}{T^{1/2}} \frac{\exp[-h\nu/(kT)]}{h\nu} \times \\ \times \int_{\nu} N_e N_i d\nu \langle g(T, \nu) \rangle \text{ [фотон/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ)}], \quad (4.384)$$

где $h\nu$ — энергия фотона, а мера эмиссии $\int N_e N_i d\nu$ представляет собой интеграл по объему от произведения концентраций свободных электронов и ионов. Множитель Гаунта для свободно-свободных столкновений, а также формула для свободно-связанного излучения приведены в разд. 1.31, а результаты вычислений излучательной способности для теплового излучения можно найти в литературе, цитированной в данном разделе. Рассчитаны потоки, обусловленные свободно-свободными и свободно-связанными переходами для длин волн в интервале от 1 до 30 Å и при температурах от $0,8 \cdot 10^6$ до 10^8 К [127]. Температура T определяется из экспериментальных данных по спектру мягких рентгеновских лучей, а мера излучения вычисляется по

наблюдаемому потоку для данной длины волны. Значения $T \approx \approx 10^7$ К и $N_e N_i V \approx 7 \cdot 10^{47}$ см⁻³ являются характерными.

Полагают, что вспышки микроволнового излучения вызваны синхротронным излучением умеренно релятивистских электронов с кинетической энергией $E \approx mc^2$, движущихся по винтовой траектории в магнитном поле напряженностью H . Поток излучения максимален на частоте, приблизительно в два раза большей гирочастоты ν_H , определяемой следующим выражением:

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi mc\gamma} \sin \psi \approx 2,8 \cdot 10^6 H \sin \psi \text{ [Гц]}, \quad (4.385)$$

где $\gamma = E/mc^2 = [1 - (v/c)^2]^{-1/2} \approx 1$ для электрона со скоростью v и полной энергией $E \approx mc^2$, а ψ — питч-угол (угол между направлением магнитного поля и направлением движения электрона). Подробные формулы для гиросинхротронного излучения даны в разд. 1.25, а их приложения к теории солнечных вспышек можно найти в [311, 313, 375]. В первом приближении получаем для полного гиросинхротронного излучения P одного электрона выражение

$$P = \frac{8\pi^2}{3} \frac{e^2}{c} \nu_H^2 \langle \sin^2 \psi \rangle (\gamma^2 + 2\gamma) \quad (4.386)$$

для электрона с кинетической энергией $E = \gamma mc^2$. Изменение кинетической энергии электрона за счет гиросинхротронного излучения и столкновений с тепловыми электронами дается формулой [375]

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{mc^2} \frac{dE}{dt} = -3,8 \cdot 10^9 H^2 \langle \sin^2 \psi \rangle \times \\ \times \left(\frac{\gamma^2}{2} + \gamma \right) + 1,5 \cdot 10^{-16} N_e \gamma^{-3/2}, \quad (4.387)$$

где H — напряженность магнитного поля в гауссах, а N_e — концентрация электронов в см⁻³.

Как полагают, жесткое рентгеновское излучение связано с тормозным излучением нерелятивистских электронов. Для случая толстой мишени Браун [75] рассчитал сечение тормозного излучения при столкновении электронов с протонами. Для спектра рентгеновских лучей со спектральным индексом γ энергетический спектр потока рентгеновских лучей определяется так:

$$I(h\nu) = A (h\nu)^{-\gamma} [\text{фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ})], \quad (4.388)$$

причем константа A зависит от времени. Спектр инжектируемых электронов также удовлетворяет степенному закону со спектральным индексом $\alpha = \gamma + 1$. В интервале энергий рентгеновских лучей 20—100 кэВ мгновенный спектр $N(E)$ нетепловых

рентгеновских электронов и мгновенный спектр потока нетепловых электронов $F(E) \propto E^{-(\gamma+1)}$ даются формулами [75]

$$N(E) = 3,61 \cdot 10^{41} \gamma (\gamma - 1)^3 \beta \left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) \times \\ \times \frac{E_c^{\gamma-1} E^{-(\gamma-1/2)}}{N_e} I(E_c) \text{ [электрон/кэВ]}, \quad (4.389)$$

$$F(E) = 2,68 \cdot 10^{33} \gamma^2 (\gamma - 1)^3 \beta \left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) \times \\ \times E_c^{\gamma-1} E^{-(\gamma+1)} I(E_c) \text{ [электрон/(кэВ \cdot с)]}. \quad (4.390)$$

Здесь бета-функция $\beta(p, q)$ определяется следующим образом:

$$\beta(p, q) = \int_0^1 u^{p-1} (1-u)^{q-1} du, \quad (4.391)$$

$N_e \approx N_p$ — средние концентрации электронов или протонов в излучающем объеме, выраженные в см^{-3} , E_c — энергия обрезания спектра электронов в килоэлектрон-вольтах, E — кинетическая энергия электрона в кэВ, а $I(E_c)$ — поток рентгеновских фотонов с энергиями $E \geq E_c$ в единицах фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

При импульсной инжекции в модели толстой мишени важен спектр электронов $N(E)$ в области энергий рентгеновских лучей. Хотя $N(E) \propto E^{-(\gamma-1/2)}$, спектр инжектируемых электронов имеет вид $E^{-(\gamma+1)}$ в случае толстой мишени. Входная мощность, обусловленная кинетической энергией электронов с энергиями $E \geq E_c$, дается соотношением

$$P_{thick}(E_c, \gamma) = 4,29 \cdot 10^{24} A \gamma^2 (\gamma - 1) \times \\ \times \beta \left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) E_c^{-(\gamma-1)} \text{ [эрг/с]}, \quad (4.392)$$

где A — константа, входящая в уравнение (4.388). Лин и Хадсон [255] обсуждали соотношения между нетепловыми рентгеновскими лучами и потоками электронов, детектируемыми на Земле. Браун [77] дал детальную картину направленности и поляризации тормозного излучения толстой мишени и рассмотрел излучение частично ионизованных толстых мишеней [78]. Хадсон [231] связал процессы в толстых мишенях и солнечные вспышки в белом свете.

Когда электроны теряют энергию в результате столкновений в плазме, то при концентрации электронов N_e имеем

$$\frac{d\gamma}{dt} \approx -\frac{\gamma}{\tau_c}. \quad (4.393)$$

Здесь $\gamma = E/(mc^2)$, а время отклонения τ_c вследствие кулоновских столкновений с тепловыми частицами дается формулой [387]

$$\tau_c \approx 6,3 \cdot 10^{-20} v^3 N_e [c^{-1}], \quad (4.394)$$

где v — скорость электрона. Такакура [376] дает

$$\frac{d\gamma}{dt} \approx -10^{-12} N_e^{-1} [c] \quad (4.395)$$

для $0,2 < \gamma < 0,4$ или $100 \text{ кэВ} < E < 2 \text{ МэВ}$ и

$$\frac{d\gamma}{dt} \approx -\frac{1,2 \cdot 10^{-12}}{2^{1/4}} N_e \gamma^{-1/2} [c^{-1}] \quad (4.396)$$

или

$$\frac{dE}{dt} \approx -4,9 \cdot 10^{-9} N_e E^{-1/2} [\text{кэВ}/c]$$

для $\gamma < 0,2$ или $E < 100 \text{ кэВ}$. Вспышки микроволнового и рентгеновского излучения обсуждали в этом случае Браун [76] и Такакура [376].

В случае тонкой мишени электроны ускоряются непрерывно, и спектр рентгеновских лучей почти не отличается от спектра ускорения или спектра инжекции. Если спектр рентгеновских лучей на Земле удовлетворяет степенному закону (4.388), то мгновенный спектр тепловых электронов имеет вид

$$N(E) = 1,05 \cdot 10^{42} \frac{\gamma - 1}{N_e V} A E^{-(\gamma - 1/2)} [\text{электрон}/(\text{см}^3 \cdot \text{кэВ})], \quad (4.397)$$

где N_e — концентрация свободных электронов, а V — объем плазмы. Полный обмен энергией при столкновениях P получим, интегрируя уравнение (4.396) от E_c до бесконечности по спектру, даваемому уравнением (4.397):

$$P_{thin} = 8,19 \cdot 10^{24} A E_c^{-(\gamma - 1)} [\text{эрг}/c]. \quad (4.398)$$

В рассматриваемом случае поток рентгеновских лучей определяется мгновенным спектром потока $F(E)$, не зависящим от условий в «излучающей» области. Здесь A — константа из уравнения (4.388).

Регистрация протонов высоких энергий от солнечных вспышек на земле приводит к предположению, что в ядерных взаимодействиях протонов в атмосфере Солнца могут образоваться вторичные частицы и гамма-лучи. Проведены детальные расчеты ожидаемых потоков частиц и гамма-лучей [256, 257]. Сводка результатов этих расчетов дана в [106]. Сообщалось [107] о регистрации линий 0,511, 2,20, 4,43 и 6,14 МэВ в гамма-диапазоне. Представляют интерес наиболее распространенные ядра ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O с относительной распространен-

Таблица 49

Энергии и источники линий гамма-лучей ¹⁾

Энергия, МэВ	Источник	Сечение (135°), мб/ср	Половина времени жизни источника
0,060	²⁴¹ Am, γ -процесс		458 лет
0,18	²⁵¹ Cf, γ -процесс		800 лет
0,34	²⁴⁹ Cf, γ -процесс		360 лет
0,39	²⁴⁹ Cf, γ -процесс		360 лет
0,472	Нуклеосинтез (⁵⁶ Ni) и универсальный фон		6,1 сут
0,478	⁷ Li космических лучей		—
0,511	Аннигиляция пар		48 лет, 77 сут ²⁾
0,61	²¹⁴ Bi (²²⁶ Ra), γ -процесс		1,602 сут
0,748	Нуклеосинтез (⁵⁶ Ni) и универсальный фон		6,1 сут
0,812	Нуклеосинтез (⁵⁶ Ni) и универсальный фон		6,1 сут
0,847	Нуклеосинтез (⁵⁶ Co) и универсальный фон и космические лучи		77 сут
0,857 } 0,870 } 0,875 }	Возбужденные ядра ⁵⁶ Fe, 0,857 МэВ в космических лучах	{ 12±5 44±14 30±15	
0,983	Нуклеосинтез (⁴⁸ V)		16 сут
1,03	Нуклеосинтез (⁵⁶ Co), универсальный фон и космические лучи		77 сут
1,156	Нуклеосинтез (⁴⁴ Sc)		48 лет
1,173	Нуклеосинтез (⁶⁰ Co)		3 · 10 ⁵ лет
1,24	Нуклеосинтез (⁵⁶ Co), универсальный фон и космические лучи		77 сут
1,24 } 1,28 } 1,34 }	Возбужденные ядра ⁵⁶ Fe, 1,24 МэВ из космических лучей	{ 131±53 25±14 61±18	
1,312	Нуклеосинтез (⁴⁸ V)		16 сут
1,33	Нуклеосинтез (⁶⁰ Co)		3 · 10 ⁵ лет
1,37	Возбужденный уровень ²⁸ Si		
1,393	Возбужденный уровень ²⁴ Mg, 1,39 МэВ из космических лучей	18±9	
1,56	Нуклеосинтез (⁵⁶ Ni) и универсальный фон		61 сут
1,63	Возбужденный уровень ²⁰ Ne		

Продолжение табл. 49

Энергия, МэВ	Источник	Сечение (135°), мб/ср	Половина времени жизни источника
1,675	Возбужденный уровень ^{24}Mg	16 ± 9	
1,76	Нуклеосинтез (^{56}Co), универсальный фон и космические лучи		77 сут
1,78	Возбужденный уровень ^{28}Si		
1,98	Возбужденные ядра ^{12}C	$1,8 \pm 0,9$	
1,96		$0,5 \pm 0,13$	
2,00		$2,3 \pm 2,0$	
2,03		$< 1,0$	
2,02	Нуклеосинтез (^{56}Co), универсальный фон и космические лучи		77 сут
2,23	Возбужденный уровень дейтрона		
2,19	Возбужденные ядра ^{16}O	$< 1,0$	
2,23		$1,0 \pm 0,4$	
2,35		$0,26 \pm 0,10$	
2,24	Возбужденный уровень ^{32}S		
2,31	Возбужденный уровень ^{14}N		
2,60	Возбужденные ядра ^{16}O	$0,9 \pm 0,3$	
2,66		$0,6 \pm 0,3$	
2,73		$2,0 \pm 0,6$	
2,80	Возбужденный уровень ^{12}C	$0,8 \pm 0,4$	
3,26	Нуклеосинтез (^{56}Co), универсальный фон и космические лучи		77 сут
3,32	Возбужденные ядра ^{24}Mg	$< 1,0$	
3,625	Возбужденные ядра ^{16}O	$0,8 \pm 0,5$	
3,72		$0,22 \pm 0,10$	
3,78		$0,8 \pm 0,5$	
3,82	Возбужденный уровень ^{12}C	$2,3 \pm 0,4$	
3,95	Возбужденный уровень ^{14}N		
4,27	Возбужденные ядра ^{16}O	$4,0 \pm 0,4$	
4,34		$8,7 \pm 0,7$	
4,37		$9,0 \pm 0,7$	
4,43		$1,26 \pm 0,46$	
4,34	Возбужденные ядра ^{12}C и ^{13}C , космические лучи	49 ± 4	
4,36		$12,7 \pm 0,6$	
4,37		$8,2 \pm 0,5$	
4,38		$3,5 \pm 0,3$	
4,47		$0,89 \pm 0,23$	
5,09	Возбужденные ядра ^{16}O	$4,1 \pm 0,5$	
5,19		$5,8 \pm 0,5$	
5,25		$6,9 \pm 0,6$	
5,26		$0,96 \pm 0,39$	

Продолжение табл. 49

Энергия, МэВ	Источник	Сечение (135°), мб/ср	Половина времени жизни источника
5,25	Возбужденные ядра ^{12}C	$1,9 \pm 0,3$	
6,01	Возбужденные ядра ^{16}O , космические лучи	$6,8 \pm 0,5$	
6,09		$9,9 \pm 0,8$	
6,21		$4,7 \pm 0,5$	
6,22		$10,5 \pm 1,2$	
6,29		$4,4 \pm 1,6$	
6,52	Возбужденные ядра ^{12}C	$2,6 \pm 0,2$	
6,60		$0,9 \pm 0,1$	
6,65		$1,8 \pm 0,3$	
6,75		$0,24 \pm 0,09$	
6,80	Возбужденные ядра ^{16}O при переходе 7,12 МэВ; 7,12 МэВ из космических лучей	$2,2 \pm 0,2$	
6,95		$3,7 \pm 0,3$	
6,98		$2,5 \pm 0,3$	
7,08		$4,6 \pm 0,6$	
7,10		$0,98 \pm 0,35$	
8,87	Возбужденные ядра ^{16}O		
12,7	Возбужденные ядра ^{12}C		

¹⁾ Составлено по работам: [114] об источниках τ -процесса; [112, 113] об источниках нуклеосинтеза; [314] об источниках линии 0,511 МэВ в космических лучах; [115, 169] об источниках универсального фона и космических лучей; [182] об источниках космических лучей. Возможность регистрации линий возбужденных ядер на Солнце рассмотрена в [106, 256, 257]. Данные о регистрации линий 0,511 МэВ аннигиляции пар, 2,20 МэВ дейтрона, 4,43 МэВ углерода и 6,14 МэВ кислорода при солнечной вспышке взяты из [107]. Энергии гамма-лучей и сечения образования линий возбужденных ядер взяты главным образом из [437].

²⁾ Времена жизни 48 лет и 77 сут даются для позитронов от нуклеосинтеза (^{48}Sc и ^{56}Co).

ностью в Солнце $\text{H} : \text{He} : \text{C} : \text{N} : \text{O} = 1 : 10^{-1} : 5,3 \cdot 10^{-4} : 10^{-4} : 9,2 \times 10^{-4}$. При взаимодействии протонов с перечисленными ядрами образуются главным образом следующие вторичные частицы: нейтроны, которые затем взаимодействуют с водородом и испускают линию 2,20 МэВ; возбужденные ядра ^{12}C , ^{16}O и ^{14}N , которые испускают в последующем распаде линии 4,43, 6,14 и 1,63 или 2,14 МэВ соответственно; а также пионы и ^{11}C , ^{13}N и ^{15}O , испускающие позитроны. Аннигиляция позитронов дает линию 0,511 МэВ. В табл. 49 указаны многие другие источники гамма-лучей, линии которых также могли бы наблюдаться.

Для детальных расчетов энергетический спектр протонов выбирают в виде

$$N(P) = P_0^{-1} \exp\left(-\frac{P}{P_0}\right), \quad (4.399)$$

где A — массовое число и eZ — заряд ядра, жесткость $P = A \times \times (2M_p c^2 E_p + E_p^2)^{1/2} / (Ze)$ для протонов с энергией E_p и массой покоя M_p . Жесткость представляет собой отношение импульса к заряду, P_0 — характерная жесткость, $P_0 \approx 80 - 200$ МэВ, а $N(P)$ можно нормировать на Солнце на одну частицу с жесткостью больше нуля. Наиболее важные реакции образования нейтронов приведены в табл. 50. Для полных сечений [257] образования

Таблица 50

**Реакции образования нейтронов
наиболее распространенными ядрами**

Реакция	Пороговая энергия, МэВ/нуклон
$H^1(p, n\pi^+)H^1$	292,3
$He^4(p, pn)He^3$	25,9
$He^4(p, 2pn)H^2$	32,8
$He^4(p, 2p2n)H^1$	35,6
$C^{12}(p, n \dots)$	19,8
$N^{14}(p, n \dots)$	6,3
$O^{16}(p, pn \dots)$	16,5
$Ne^{20}(p, pn \dots)$	17,7

нейтронов σ_n имеем $\sigma_n \approx 20, 200, 1000$ мб соответственно для реакций $pp, p\alpha, pCNO$ Ne при энергиях протонов, превышающих 1 ГэВ. Напомним, что $1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$. Дифференциальный энергетический спектр $f(E_n, E_p)$ налетающих протонов с энергией E_p и вторичных нейтронов с энергией E_n дается формулами

$$f(E_n, E_p) = \frac{1}{E_p(1-K)} \quad \text{для } 0 < E_n < E_p(1-K) \text{ и } (p, p)\text{-реакций,}$$

$$f(E_n, E_p) = \frac{1}{E_p - Q} \quad \text{для } 0 < E_n < E_p - Q \text{ и } (p, \alpha)\text{-реакций,}$$

$$f(E_n, E_p) = E_n \theta^{-2} \exp\left(-\frac{E_n}{\theta}\right) \quad \text{для } pCNO \text{ Ne-реакций.} \quad (4.400)$$

Здесь $K \approx 0,25$ — неупругость, которая определяется как доля энергии падающего протона, переходящая в полную энергию пионов, Q — кинетическая энергия, которая превращается в массу покоя в (p, α) -реакции, $\theta \approx 1,5$ МэВ — температура возбужденного ядра. Образующиеся нейтроны взаимодействуют с водородом в реакции $n + p \rightarrow D + \gamma$ с испусканием линии 2,23 МэВ в гамма-диапазоне. Относительная вероятность захвата нейтрона в атмосфере Солнца другими ядрами составляет меньше 10^{-3} от вероятности захвата водородом.

Возбужденные протонами состояния ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{20}Ne испускают следующие линии:

Возбужденное ядро	Основные линии, МэВ	
^{20}Ne	1,632	
^{14}N	2,312	
^{14}N	3,945	(4.401)
^{12}C	4,433	
^{16}O	6,14	
^{16}O	7,12	

Более полный список менее важных линий приведен в табл. 49. Наиболее важными процессами образования пионов являются следующие:

$$\begin{aligned}
 p + p &\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} D + \pi^+, \\ p + p + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ p + n + \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ 2n + 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \end{array} \right. \\
 p + {}^4\text{He} &\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} p + {}^4\text{He} + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ p + {}^3\text{He} + n + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ 2p + {}^2\text{H} + n + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ 4p + n + \pi^- + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ 3p + 2n + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ 2p + 3n + \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0, \\ p + 4n + 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0. \end{array} \right. \quad (4.402)
 \end{aligned}$$

Сводка измеренных сечений этих реакций дана в [257]. Сечение образования π -мезонов составляет приблизительно $\sigma_{\pi^+} \approx 20$ и 100 мб для (pp) - и $(p\alpha)$ -реакций и $\sigma_{\pi^0} \approx 9E_p$ и $90 E_p$ мб. Здесь энергии протонов E_p выражены в ГэВ и превышают 1 ГэВ. Дифференциальный энергетический спектр $f(E_\pi, E_p)$ палетающих протонов с энергией E_p и вторичных пионов с энергией E_π дается формулой

$$f(E_\pi, E_p) = \delta(E_\pi - \langle E_\pi \rangle), \quad (4.403)$$

где δ обозначает дельта-функцию Дирака, а

$$\langle E_\pi \rangle = 0,985E_p^{3/4} \quad \text{в МэВ для } (pp)\text{-реакции,}$$

$$\langle E_\pi \rangle = 0,754E_p^{3/4} \quad \text{в МэВ для } (p, \alpha)\text{-реакции.}$$

Главные источники позитронов указаны в табл. 51 для наиболее распространенных ядер.

Основные источники позитронов β^+ для распространенных ядер [257] ¹⁾

Источник позитронов и канал распада	Максимальная энергия позитронов, МэВ	Период полураспада, мин	Канал образования	Пороговая энергия, МэВ	Сечение образования, мб
$C^{11} \rightarrow B^{11} + \beta^+ + \nu$	0,97	20,5	$C^{12} (p, pn) C^{11}$	20,2	50
			$N^{14} (p, 2p2n) C^{11}$	13,1	30
			$N^{14} (p, \alpha) C^{11}$	2,9	—
			$O^{16} (p, 3p3n) C^{11}$	28,6	10
$N^{13} \rightarrow C^{13} + \beta^+ + \nu$	1,19	9,96	$N^{14} (p, pn) N^{13}$	11,3	10
			$O^{16} (p, 2p2n) N^{13}$	5,54	8
$O^{14} \rightarrow N^{14} + \beta^+ + \nu$	1,86	1,18	$N^{14} (p, n) O^{14}$	6,4	—
$O^{15} \rightarrow N^{15} + \beta^+ + \nu$	1,73	2,07	$O^{16} (p, pn) O^{15}$	16,54	50

¹⁾ Приведены приближенные значения сечений при энергиях выше 100 МэВ. Частицы π^+ и β^+ дают аннигиляционную линию 0,51 МэВ.

Лингенфелтер и Рамати [257] предположили, что протоны ускоряются изотропно и взаимодействуют с атмосферой Солнца изотропно. Они вычислили полное число вторичных компонент $Q(E_s)$ с энергией E_s , образующихся при ускорении протонов, а также при их испускании и поглощении в веществе Солнца. Стадии ускорения и замедления эквивалентны соответственно моделям тонкой и толстой мишени. Если мы предположим, что спектральная плотность энергий $\langle N(E) \rangle$ ускоряемых частиц постоянна в течение времени ускорения t_1 , то мы получим для полного числа частиц, образовавшихся на стадии ускорения, выражение [106, 257]

$$Q(E_s) = N t_1 \int_0^{\infty} \sigma(E) f(E_s, E) V(E) \langle N(E) \rangle dE \text{ [МэВ}^{-1}\text{]}, \quad (4.404)$$

где $Q(E_s)$ в единицах частицы/МэВ, плотность числа ядер мишени N — в см^{-3} , время ускорения t_1 — в секундах, сечение $\sigma(E)$ образования вторичных частиц при энергии E — в см^2 , $f(E_s, E)$ — нормированный дифференциальный энергетический спектр, $V(E) \langle N(E) \rangle$ — поток ускоренных ядер в $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})^{-1}$, а E и $V(E)$ — соответственно кинетическая энергия и скорость протона. Величина $f(E_s, E)$ представляет собой вероятность того, что нейтрон или гамма-квант, образовавшийся при взаимодействии протона энергии E , будет обладать энергией в интервале dE_s в окрестности значения E_s . Энергетический спектр протонов $\langle N(E) \rangle$ дается уравнением (4.399) и нормирован на полное число ускоренных частиц с энергией E .

На стадии замедления полное число частиц, приходящееся на 1 МэВ, определяется следующим образом:

$$Q(E_s) = \frac{N}{\rho} \int_0^{\infty} \sigma(E) f(E_s, E) \frac{dR(E)}{dE} dE \times \\ \times \int_E^{\infty} N(E_1, t_1) \exp\left[-\frac{R(E_1) - R(E)}{L}\right] dE_1 [\text{МэВ}^{-1}]. \quad (4.405)$$

Здесь N/ρ — число атомов мишени в грамме вещества Солнца, ρ — плотность вещества в области, в которой происходит замедление, в г/см^3 , $dR(E)/dE$ — наклон кривой зависимости длины пробега до остановки $R(E)$ от энергии E , E_1 — энергия, которую должен иметь протон в момент времени t_1 , чтобы к моменту t замедлиться до энергии E , а L — средняя длина, на которой происходит уменьшение энергии от E_1 до E . $R(E)$ и L выражены в единицах г/см^2 .

Если во время ускорения половина всех образовавшихся нейтронов покидает Солнце и скорость образования нейтронов — импульсная функция времени, то зависящий от времени поток нейтронов на поверхности Земли дается формулой

$$\Phi(t) = \frac{Q(E_n)}{2\pi R^2} \frac{dE_n}{dt} P_e(E_n) P_s(E_n) [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (4.406)$$

где $Q(E_n)$ определяется уравнениями (4.404) и (4.405); $R \approx 1$ а. е. — расстояние от Земли до Солнца; dE_n/dt — скорость изменения энергии нейтрона на расстоянии 1 а. е., если образование нейтронов на Солнце описывается дельта-функцией; $P_e(E_n) = 0,5$; $P_s(E_n)$ — вероятность того, что нейтрон пройдет расстояние 1 а. е.; а $Q(E_n)$ следует вычислять при $E_n(t) = mc^2 \{1 - (R/ct)^2\}^{-1/2} - 1$, причем $R = vt$ и v — скорость нейтрона.

4.5.2. Механизмы потерь энергии частицами высоких энергий

4.5.2.1. Потери энергии на ионизацию. Заряженная частица, проходя сквозь вещество, теряет энергию на возбуждение и ионизацию атомов. Для потери энергии E частицей с зарядом eZ имеем [52, 53, 64]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{mv^2} N \left[\ln\left(\frac{2mv^2 \gamma^2 W_m}{I^2}\right) - 2\beta^2 + f \right], \quad (4.407)$$

$$-\frac{dE}{dx} \approx \begin{cases} 2,54 \cdot 10^{-19} Z^2 N \sqrt{2/(\gamma-1)} [\ln(\gamma-1) + 11,8] [\text{эВ/см}] \\ \quad \text{для атомарного водорода и } \gamma \ll 1, \\ 2,54 \cdot 10^{-19} Z^2 N [3 \ln \gamma + \ln(M/m) + 19,5] [\text{эВ/см}] \\ \quad \text{для атомарного водорода и } \gamma \gg M/m. \end{cases}$$

Здесь dx — единичный элемент длины в направлении движения частицы, m — масса электрона, M — масса налетающей со скоростью v частицы, $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E/(Mc^2)$, N — концентрация электронов в веществе, I — потенциал ионизации, а W_m — максимальная энергия, которая может быть передана,

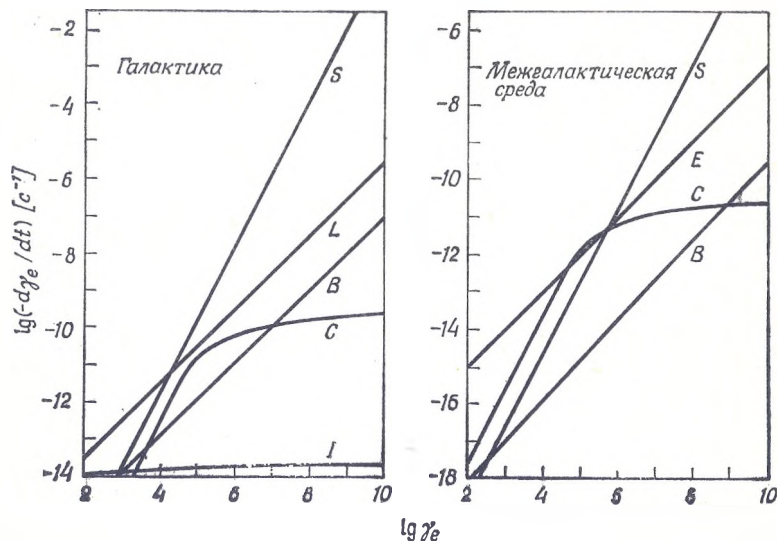


Рис. 28. Потеря энергии электронами в Галактике и межгалактической среде за счет синхротронного излучения (S), космологического расширения (E), утечки из гало (L), тормозного излучения (B), комптоновского рассеяния (C) и ионизации (I) [82], с разрешения Академик Пресс. Здесь $\gamma = E/(mc^2)$, где E — полная энергия электрона. В разд. 4.5 приведены скорости всех потерь энергии, кроме потери энергии за счет утечки из гало $d\gamma/dt = \gamma lc/R^2$ и потери энергии за счет космологического расширения $d\gamma/dt = \gamma H_0$. Здесь радиус гало Галактики составляет $R \approx 5 \cdot 10^{22}$ см, средняя длина свободного пробега для хаотического движения облаков межзвездного газа $l \approx 1$ кпс $= 3 \cdot 10^{21}$ см, а постоянная Хаббла соответствует возрасту Вселенной $H_0^{-1} \approx 10^{17}$ с.

дается уравнением (4.362). Член f , который учитывает зависимость потерь энергии от концентрации, был впервые предложен Ферми [157, 158] и затабулирован вместе с другими константами из уравнения (4.407) в [213, 370]. Потенциалы ионизации приведены в табл. 34,

В полностью ионизованном газе получаем для ультрарелятивистской налетающей частицы [196]

$$f = \ln(1 - \beta^2) + \ln\left(\frac{I^2}{\hbar^2 \omega_p^2}\right) + 1, \quad (4.408)$$

где плазменная частота ω_p дается формулой

$$\omega_p = (4\pi e^2 N_e/m)^{1/2},$$

а N_e — концентрация свободных электронов. В ионизованном газе для ультрарелятивистской налетающей частицы уравнение (4.407) переходит в соотношение

$$-\frac{dE}{dx} \approx 2,54 \cdot 10^{-19} Z^2 N_e \left[\ln \left(\frac{W_m}{mc^2} \right) - \ln N_e + 74,1 \right] [\text{эВ/см}], \quad (4.409)$$

где $W_m = E$ при $\gamma \gg (M/m)$ и $W_m = 2E^2/(mc^2)$ при $1 \ll \gamma \ll \ll (M/m)$.

В специальном случае электрона, налетающего на нейтральный атом, имеем

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= \frac{2\pi e^4 N}{mv^2} \left[\ln \left(\frac{mv^2 \gamma^2 W_m}{I^2} \right) + \frac{9}{8} - \beta^2 + f \right] \approx \\ &\approx 2,54 \cdot 10^{-19} N (3 \ln \gamma + 20,2) [\text{эВ/см}] \text{ для водорода и } \gamma \ll 1. \end{aligned} \quad (4.410)$$

Если ультрарелятивистские электроны попадают в полностью ионизованный газ, то

$$-\frac{dE}{dx} \approx 2,54 \cdot 10^{-19} N_e (\ln \gamma - \ln N_e + 73,4) [\text{эВ/см}]. \quad (4.411)$$

Потери энергии вследствие ионизации, а также других процессов в Галактике и межгалактической среде изображены на рис. 28.

4.5.2.2. Потеря энергии электронов вследствие тормозного излучения. При столкновении с ядрами заряда eZ релятивистский электрон энергии E излучает фотоны энергии E_γ и, следовательно, теряет энергию в соответствии с уравнением [57]

$$-\frac{dE}{dx} = N \int_0^{E-mc^2} E_\gamma \sigma_B(E, E_\gamma) dE_\gamma, \quad (4.412)$$

где N — концентрация ядер, а дифференциальное сечение $\sigma_B(E, E_\gamma)$ дается уравнениями (4.372), (4.373) или (4.376). Подставляя уравнения (4.372) и (4.373) в уравнение (4.412), получаем

$$-\frac{dE}{dx} \approx \begin{cases} 4N\alpha r_0^2 E Z^2 \ln \left(\frac{2E}{mc^2} \right) & \text{при } mc^2 \ll E \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}, \\ \frac{MNE}{X} & \text{при } E \gg \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}. \end{cases} \quad (4.413)$$

Здесь N — концентрация ядер мишени, $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137,037$ — постоянная тонкой структуры, $(r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, $mc^2 \approx 0,511$ МэВ — энергия

массы покоя электрона, M — масса ядра мишени, X — радиационная длина, определяемая уравнениями (4.374) или (4.375). Для тормозного излучения при столкновении электронов с атомами потери энергии даются уравнениями (4.413) и (4.414) с заменой Z^2 на $Z(Z+1)$. В специальном случае атома водорода $Z=1$, $M=1,67 \cdot 10^{-24}$ г, $X=62,8$ г/см² и

$$-\frac{dE}{dx} \approx \begin{cases} 2,6 \cdot 10^{-26} NE \text{ [эВ/см]} \text{ для } E \gg \frac{mc^2}{\alpha}, & (4.415) \\ 2,3 \cdot 10^{-27} NE \ln\left(\frac{2E}{mc^2}\right) \text{ [эВ/см]} & \text{для } mc^2 \ll E \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}. \end{cases} \quad (4.416)$$

Если газ полностью ионизован, то справедливы уравнения без учета экранирования. Обзор тормозного излучения, синхротронного излучения и комптоновского рассеяния электронов высоких энергий, движущихся в разреженном газе, дан в [65].

4.5.2.3. Потери энергии электронов на комптоновское рассеяние — обратный комптон-эффект. Если релятивистский электрон энергии $E = \gamma mc^2$ сталкивается с фотоном энергии $h\nu$, то образуется фотон энергии E_γ , и потеря энергии электроном дается формулой

$$-\frac{dE}{dx} = \int \sigma_c(E_\gamma, h\nu) N(h\nu) E_\gamma dE_\gamma d(h\nu), \quad (4.417)$$

где сечение рассеяния Клейна — Нишины [241] $\sigma_c(E_\gamma, h\nu)$ определяется уравнением (4.370), а $N(h\nu)$ — полная концентрация начальных фотонов энергии $h\nu$. Из уравнений (4.370) и (4.371) мы получим

$$\begin{aligned} E_\gamma &\approx \gamma^2 h\nu \text{ и } \sigma_c \approx \sigma_T \text{ при } \gamma h\nu \ll mc^2, \\ E_\gamma &\approx \gamma mc^2 \text{ и } \sigma_c \approx \frac{3}{8} \sigma_T \left(\frac{mc^2}{\gamma h\nu}\right) \left[\ln\left(\frac{2\gamma h\nu}{mc^2}\right) + \frac{1}{2}\right] & (4.418) \\ & \text{при } \gamma h\nu \gg mc^2, \end{aligned}$$

где $\sigma_T = 8\pi e^4 / (3m^2 c^4) \approx 6,65 \cdot 10^{-25}$ см² — сечение томсоновского рассеяния. После подстановки выражений (4.418) в уравнение (4.417) имеем

$$-\frac{dE}{dx} \approx \begin{cases} \sigma_T U \gamma^2 & \text{при } \gamma h\nu \ll mc^2, \\ \frac{3}{8} \sigma_T U \left(\frac{mc^2}{h\nu}\right) \ln\left(\frac{2\gamma h\nu}{mc^2}\right) & \text{при } \gamma h\nu \gg mc^2, \end{cases} \quad (4.419)$$

где плотность энергии фотонов U имеет вид

$$U = \int h\nu N(h\nu) d(h\nu) \approx h\nu N(h\nu), \quad (4.420)$$

а $h\nu$ — энергия фотона. Рассматривался вклад в U галактических и межгалактических источников [138, 150, 153, 154]. Плотность энергии электромагнитного излучения в различных частях

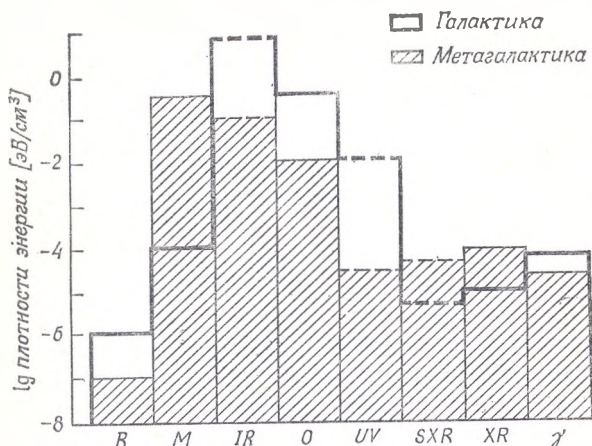


Рис. 29. Оценки потока электромагнитного излучения в различных областях спектра, представленные в виде гистограммы в единицах плотности энергии $1 \text{ эВ/см}^3 = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$. Рассматриваются спектральные области: радио ($R \approx 10^8 - 10^{10} \text{ Гц}$), микроволновая ($M \approx 10^{10} - 10^{12} \text{ Гц}$), инфракрасная ($IR \approx 10^{12} - 10^{14} \text{ Гц}$), оптическая ($O \approx 10^{13} - 10^{15} \text{ Гц}$), ультрафиолетовая ($UV \approx 10^{15} - 10^{17} \text{ Гц}$), мягкая рентгеновская ($SXR \approx 10^{17} \text{ Гц}$) и рентгеновская ($XR \approx 10^{17} - 10^{19} \text{ Гц}$) и γ -лучи ($\gamma \approx 10^{18} - 10^{20} \text{ Гц}$). Заштрихованная область соответствует вкладу Галактики в окрестности Солнца, а жирной линией изображен поток в средней точке межгалактического пространства. На гистограмме проведено сравнение поверхностной яркости Млечного Пути (после вычитания вклада галактических полюсов) и поверхностной яркости галактических полюсов. Оценки для тех областей спектра, где все еще существует значительная неопределенность в значениях потока, изображены штриховыми линиями. Только в микроволновом диапазоне, где равновесное 2,7-градусное фотонное излучение вносит вклад $\approx 0,3 \text{ эВ/см}^3$, и в рентгеновском диапазоне, где поток жестких фотонов составляет $\approx 10^{-4} \text{ эВ/см}^3$, метагалактический вклад значительно превосходит вклад Галактики. (По Силку [364], с разрешения Д. Рейдель Паблшинг Ко.)

спектра изображена на рис. 29. Тормозное излучение, синхротронное излучение и комптоновское рассеяние электронов высокой энергии в разреженном газе подробно рассмотрены в [65].

4.5.2.4. Потери энергии электронами в синхротронном (магнитотормозном) излучении. Релятивистский электрон энергии $E = \gamma mc^2$, движущийся со скоростью v в магнитном поле напряженности H , теряет энергию в соответствии с соотношением [349] [см. уравнение (1.155)]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{c} \frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^2c^4} \gamma^2 H^2 \approx 6,6 \cdot 10^{-14} E^2 H^2 \text{ [эрг/см]}, \quad (4.421)$$

где $\beta = v/c$, E дано в эргах, а H — в гауссах; $1 \text{ эВ} = 1,6021 \times 10^{-12} \text{ эрг}$.

4.5.2.5. Потеря энергии фотонами за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар. Поток фотонов первоначальной интенсивности I_0 будет иметь интенсивность I , равную

$$I = I_0 \exp[-\tau], \quad (4.422)$$

после того как этот поток пройдет некоторое расстояние L в среде. Оптическая толщина τ дается формулой

$$\tau = \int_0^L N \sigma dL \approx N \sigma L, \quad (4.423)$$

где N — концентрация рассеивающих или поглощающих частиц, а σ — сечение процесса рассеяния или поглощения.

Если энергия $h\nu$ фотона значительно превышает энергию ионизации I электронов K -оболочки атома, то при столкновении фотона с атомом может испускаться электрон K -оболочки. Для нерелятивистского фотона, $h\nu \ll mc^2$, сечение σ_K фотоэффекта с испусканием двух электронов с K оболочки имеет вид [217, 371]

$$\sigma_K = \begin{cases} \frac{128\pi\sigma_T}{\alpha^3 Z^2} \left(\frac{I}{h\nu}\right)^4 \frac{\exp(-4\eta \operatorname{arctg} \eta)}{1 - \exp(-2\pi\eta)} & \text{для } \nu \gtrsim \nu_K \text{ и } h\nu \ll mc^2, \\ \frac{64\sigma_T}{\alpha^3 Z^2} \left(\frac{I}{h\nu}\right)^{7/2} = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \left(\frac{mc^2}{h\nu}\right)^{7/2} & \text{для } \nu \gg \nu_K \text{ и } h\nu \ll mc^2. \end{cases} \quad (4.424)$$

Здесь сечение томсоновского рассеяния σ_T дается формулой [383]

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,652453 (61) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

а константа η определяется так:

$$\eta = \left(\frac{I}{h\nu - I}\right)^{1/2} = \frac{Ze^2}{h\nu},$$

где v — скорость испускаемого электрона, Z — атомный номер, а энергия ионизации I связана с граничной частотой поглощения ν_K и частотой ν соотношением

$$I = h\nu_K = h\nu - mv^2/2 = mc^2\alpha^2 Z^2/2. \quad (4.425)$$

Сечения для других оболочек можно вычислить из уравнения (4.424), подставляя соответствующие значения Z и I . Потен-

циалы ионизации приведены в табл. 34, разд. 3.3. Для полного сечения фотоэффекта на всех оболочках имеем $\sigma \approx 5\sigma_K/4$ при частотах $\nu > \nu_K$, где ν_K — граничная частота поглощения K -оболочки. Экспериментальные значения сечений фотоэффекта можно найти в [134].

В специальном случае водородоподобного атома сечение σ_n фотоионизации n -го энергетического уровня имеет вид [246] [ср. с уравнением (1.230)]

$$\sigma_n = \frac{32\pi^2 e^6 R_\infty Z^4}{3^{1/2} h^3 \nu^3 n^5} \approx 2,8 \cdot 10^{29} \frac{Z^4}{\nu^3 n^5} \text{ [см}^2\text{]}, \quad (4.426)$$

где частота ν превышает значение $2\pi^2 m e^4 Z^2 / (h^2 n^2) \approx 3,3 \cdot 10^{15} Z^2 n^{-2}$ Гц, а постоянная Ридберга для бесконечной массы $R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / (ch^3) \sim 1,097 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Если фотон релятивистский, то сечение фотоэффекта σ_K для двух электронов K -оболочки дается формулой [217, 345]

$$\begin{aligned} \sigma_K = & \frac{3\sigma_T Z^5 \alpha^4}{2} \left(\frac{mc^2}{h\nu} \right)^5 (\gamma^2 - 1)^{1/2} \left\{ \frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma - 2)}{\gamma + 1} \times \right. \\ & \times \left[1 - \frac{1}{2\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}} \ln \left(\frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \right] \left. \right\} \approx \\ & \approx \frac{3\sigma_T Z^5 \alpha^4}{2} \left(\frac{mc^2}{h\nu} \right) \text{ для } h\nu \gg mc^2. \end{aligned} \quad (4.427)$$

Здесь

$$\gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2} = \frac{h\nu + mc^2}{mc^2},$$

v — скорость испускаемого электрона, $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137,037$ — постоянная тонкой структуры, $mc^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}$ — энергия массы покоя электрона, Z — атомный номер атома, а $h\nu$ — энергия фотона частоты ν .

Полное сечение σ_c комптоновского рассеяния фотона на свободном электроне энергии $E = \gamma mc^2$ можно определить из уравнения (4.370) с $q = \gamma h\nu / (mc^2)$. Приведем асимптотические выражения для этого уравнения [241]:

$$\sigma_c \approx \begin{cases} \sigma_T & \text{для } \gamma h\nu \ll mc^2, \\ \frac{3}{8} \sigma_T \frac{mc^2}{\gamma h\nu} \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2\gamma h\nu}{mc^2} \right) \right] & \text{для } \gamma h\nu \gg mc^2, \end{cases} \quad (4.428)$$

причем фотон частоты ν обладает энергией $h\nu = 4,106 \cdot 10^{-21} \nu \text{ МэВ}$, $mc^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}$ — энергия массы покоя электрона, а сечение томсоновского рассеяния [383] $\sigma_T = 8\pi e^4 / (3m^2 c^4) \approx 6,65 \times$

$\times 10^{-25}$ см². Конечно, фотон не поглощается полностью, а рассеивается на новой частоте ν_0 , равной [120]

$$\nu_0 = \begin{cases} \nu \left[1 + \left(\frac{h\nu}{mc^2} \right) (1 - \cos \varphi) \right]^{-1} & \text{для } \gamma \ll 1 \text{ и } \gamma h\nu \ll mc^2, \\ 4\gamma^2 \nu / 3 & \text{для } \gamma \gg 1 \text{ и } \gamma h\nu \ll mc^2, \\ \gamma mc^2 / h & \text{для } \gamma \gg 1 \text{ и } \gamma h\nu \gg mc^2, \end{cases} \quad (4.429)$$

где ν — частота налетающего фотона, а φ — угол рассеяния.

Если фотон сталкивается с другим фотоном или движется в кулоновском поле ядра, то он может поглощаться с образованием электрон-позитронной пары. Полные сечения двух указанных процессов даются уравнениями (4.360) и (4.356). Рассматривались различные процессы поглощения фотонов в астрофизических объектах [138, 150, 153, 154, 199]. Поглощение рентгеновских квантов в диапазоне энергий от 0,1 до 8 кэВ происходит главным образом вследствие фотоионизации, при этом оптическая толща межзвездной среды может достигать единицы. Браун и Гоулд [79] проводили расчеты фотоэлектрического поглощения рентгеновских лучей в межзвездной среде. Для рентгеновских лучей с энергией, превышающей 8 кэВ, преобладает комптоновское рассеяние с максимальным сечением $5 \cdot 10^{-25}$ см² при 100 кэВ, однако оптическая толща галактического и межгалактического пространства меньше единицы. Значительную оптическую толщину создают для поглощения гамма-лучей с энергиями от 100 до 5000 ГэВ процессы образования пар с фотонами от звезд [285]. Все метагалактические гамма-лучи с энергиями, превышающими 10^5 ГэВ, поглощаются вследствие образования пар при взаимодействии с равновесным трехградусным фотонным газом [202, 237].

4.5.3. Происхождение частиц высоких энергий

4.5.3.1. Энергетические спектры электронов, протонов и позитронов в космических лучах. При регистрации частиц высоких энергий часто измеряют дифференциальный энергетический поток $J(E)$. Если $dJ(E)$ — число частиц в энергетическом интервале dE , проходящих через единичную площадь за единицу времени в единичном телесном угле, то

$$J(E) = \frac{dJ(E)}{dE} \quad [\text{частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ или ГэВ})]. \quad (4.430)$$

Обычно детекторы регистрируют частицы, энергии которых лежат выше некоторой пороговой энергии, поэтому часто изме-

ряют и интегральный энергетический спектр

$$J(> E) = \int_E^{\infty} J(E) dE \text{ [частиц/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср)]}. \quad (4.431)$$

Дифференциальный энергетический спектр электронов космических лучей (впервые наблюдавшийся Ерлом [139]) показан на рис. 30. Этот спектр хорошо аппроксимируется выражениями

$$J(E) = 1,32 \cdot 10^{-2} E^{-1,75} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ})^{-1}$$

для $3 \text{ МэВ} \leq E \leq 20 \text{ МэВ}$,

$$J(E) = 1,00 \cdot 10^{-5} E^{-0,5} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ})^{-1}$$

для $30 \text{ МэВ} \leq E \leq 300 \text{ МэВ}$,

$$J(E) = 3,5 \cdot 10^{-3} E^{-1,6} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$$

для $0,5 \text{ ГэВ} \leq E \leq 3 \text{ ГэВ}$,

$$J(E) = 1,16 \cdot 10^{-2} E^{-2,6} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$$

для $3 \text{ ГэВ} \leq E \leq 300 \text{ ГэВ}$.

Первичный спектр протонов параллелен спектру электронов высокой энергии ($3 \leq E \leq 300 \text{ ГэВ}$) и сдвинут в сторону высоких энергий примерно на 20 МэВ. Дифференциальный энергетический спектр протонов и ядер [70, 184] дается формулами [333]

$$J(E) = (2,0 \pm 0,2) E^{-2,75 \pm 0,03} \text{ [протон/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ)]}, \quad (4.433)$$

$$J(E) = (8,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-2} E^{-2,77 \pm 0,05} \text{ ядер He [см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \times$$

$\times \text{ ГэВ/нуклон}]^{-1}$

для $10 \text{ ГэВ} \leq E \leq 10^3 \text{ ГэВ}$

для протонов и ядер гелия (He); здесь энергия выражена в ГэВ. Для интегрального энергетического спектра имеем [213]

$$J(> E) = 1,6 \cdot 10^{-5} (E/10^3)^{-1,6} [(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}]$$

для $10 \text{ ГэВ} \leq E \leq 10^4 \text{ ГэВ}$,

$$J(> E) = 2,0 \cdot 10^{-14} (E/10^9)^{-2,2} [(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}] \quad (4.434)$$

для $10^6 \text{ ГэВ} \leq E \leq 10^9 \text{ ГэВ}$,

где E выражено в ГэВ. Спектр и состав первичных космических лучей и тяжелых ядер в космических лучах можно найти в обзорах [360, 412].

В диапазоне низких энергий (от 3 до 20 МэВ) электроны космических лучей теряют большую часть своей энергии на ионизацию межзвездного водорода. Предполагается, что такие электроны образуются как электроны отдачи протонами более высокой энергии [1, 366]. Наблюдения доли положительных частиц в

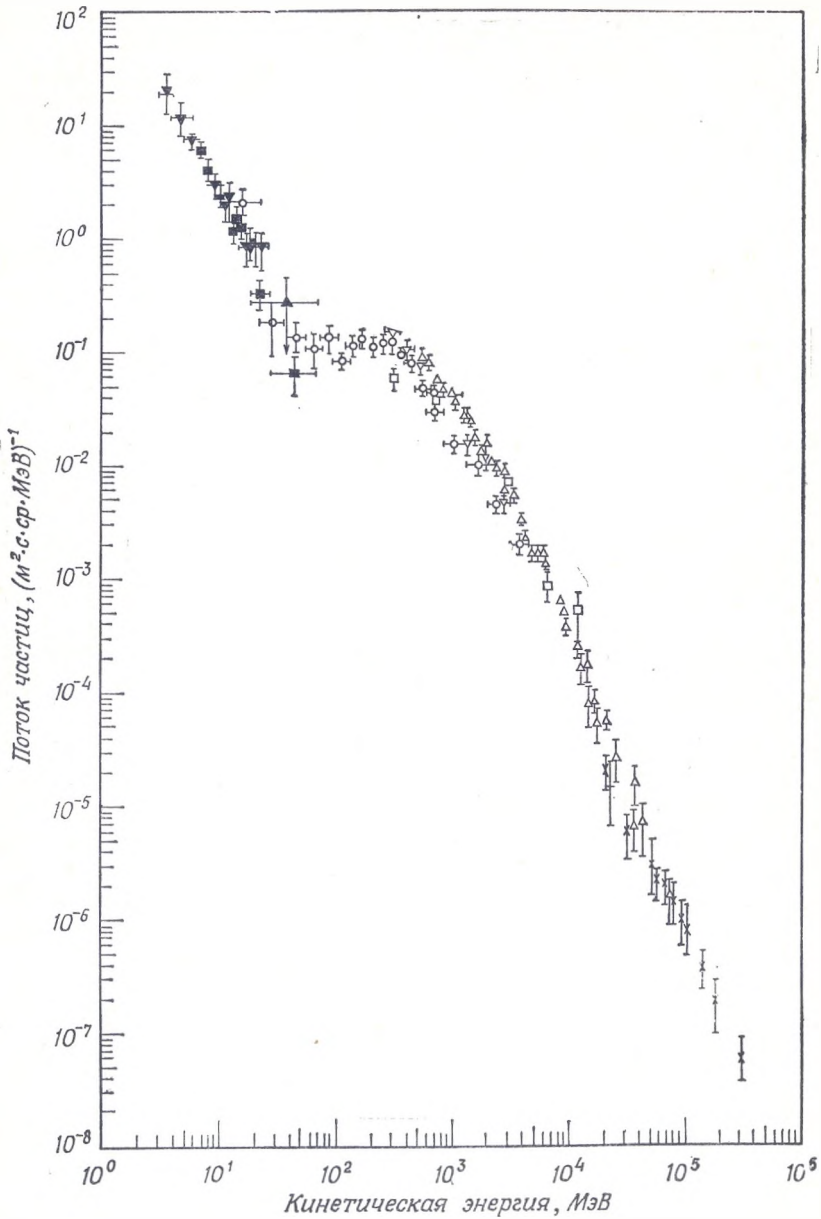


Рис. 30. Энергетический спектр электронов первичных космических лучей [148] (с разрешения Американского астрономического общества и Издательства Чикагского университета). Различными значками нанесены измерения различных наблюдателей. Обзор использованных наблюдений можно найти в [148].

электрон-позитронной компоненте R указывают на то, что электроны высоких энергий ускоряются непосредственно в источниках космических лучей и не являются продуктом взаимодействий протонов. Доля положительных частиц R определяется так:

$$R = \frac{J^+(E)}{J^+(E) + J^-(E)}, \quad (4.435)$$

где индексы плюс и минус относятся соответственно к позитронам и электронам. Наблюдаемые значения R приведены в табл. 52. Электроны высокой энергии должны образовываться

Таблица 52

Доля позитронов в электронной компоненте первичных космических лучей [148]

Интервал энергий, ГэВ	$R = \frac{J^+(E)}{J^+(E) + J^-(E)}$
0,053—0,088	0,31±0,19
0,088—0,173	0,45±0,08
0,173—0,44	0,29±0,09
0,44—0,86	0,10±0,07
0,86—1,70	0,083±0,024
1,70—4,2	0,046±0,018
4,2—8,4	0,013±0,05
8,4—14,3	0,15±0,18

в пределах нашей Галактики, поскольку в противном случае рентгеновский фон был бы значительно больше наблюдаемого [154]. Итак, вопрос о происхождении частиц высокой энергии сводится к поиску подходящего механизма их ускорения в пределах нашей Галактики.

4.5.3.2. Механизмы ускорения частиц высоких энергий. Если заряженная частица попадает в движущуюся область повышенного магнитного поля, то в зависимости от их взаимного движения при столкновении частица будет ускоряться или замедляться. Согласно Ферми [159, 160], столкновения частицы и произвольно движущегося магнитного поля навстречу друг другу являются более вероятными, чем столкновения при их движении в одном направлении, и в среднем частица будет ускоряться. Интересным свойством механизма ускорения Ферми является то, что такой механизм приводит к степенному спектру, подобному наблюдаемым спектрам электронов космических лучей и синхротронных радиоисточников. Из закона сохранения импульса следует, что при скорости W области сильного магнит-

ного поля (магнитного зеркала) в одном соударении релятивистской частицы изменение энергии ΔE составляет величину

$$\Delta E = -2E \frac{W \cdot V_{\parallel}}{c^2}, \quad (4.436)$$

где E — энергия частицы, а V_{\parallel} — параллельная W компонента скорости частицы. Поскольку вероятность соударения при движении навстречу друг другу пропорциональна $V + W$, а вероятность столкновения вдогонку пропорциональна $V - W$, среднее увеличение энергии $\langle \Delta E \rangle$ в одном столкновении дается формулой

$$\langle \Delta E \rangle \approx \frac{V + W}{2V} \Delta E - \frac{V - W}{2V} \Delta E \approx 2 \frac{W^2}{c^2} E. \quad (4.437)$$

При среднем промежутке времени между столкновениями t_F средняя скорость приращения энергии имеет вид

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{2W^2}{t_F c^2} E. \quad (4.438)$$

Если приращение энергии частицы превышает ионизационные и другие потери энергии, то частица будет ускоряться до тех пор, пока она не покинет область ускорения или пока она не испытает соударение с ядром. При среднем времени ускорения T вероятность $P(t)dt$ того, что частица, время нахождения которой в области ускорения лежит в интервале между t и $t + dt$, определяется следующим образом:

$$P(t) dt = \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) dt. \quad (4.439)$$

Из уравнения (4.438) следует:

$$t = \frac{t_F c^2}{2W^2} \ln\left(\frac{E}{mc^2}\right), \quad (4.440)$$

где в качестве начальной энергии частицы мы взяли значение mc^2 . Тогда из уравнений (4.439) и (4.440) следует, что число частиц $N(E)dE$ с энергиями в интервале от E до $E + dE$ определяется соотношением

$$N(E) dE \propto E^{-\gamma} dE, \quad (4.441)$$

причем спектральный индекс γ дается формулой

$$\gamma = 1 + \frac{t_F c^2}{2TW^2}.$$

Рассматривались различные варианты механизма ускорения Ферми, включающие турбулентность, гидродинамические и плазменные волны [81, 132, 275, 294, 295, 400, 401, 417, 418]. Вентцель

[417], например, показывает, что ударная волна с высокой напряженностью магнитного поля H , пересекающая искривленные замкнутые магнитные силовые линии, ускоряет частицы с начальной энергией E_0 до энергии

$$E_f = E_0 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{\cos^3 \theta}{\sin^2 \theta} \right) \left(1 - \frac{1}{3} \cos^2 \theta \right), \quad (4.442)$$

где

$$\sin^2 \theta = H_0/H,$$

H_0 — напряженность невозмущенного магнитного поля вдоль силовой линии. Предполагается, что частица движется впереди ударной волны со скоростью, превышающей скорость отражающего магнитного поля.

Бааде и Цвикки [27, 28] первыми заметили, что энергия космических лучей составляет лишь малую долю энергии массы покоя коллапсирующей звезды, причем в таком же соотношении находятся энергия излучения и кинетическая энергия расширения сверхновой. Поэтому указанные авторы выдвинули гипотезу о том, что сверхновые являются источниками космических лучей. Гипотеза о сверхновых как источниках частиц высоких энергий была подтверждена регистрацией радиоизлучения сверхновых. Было показано, что оно является синхротронным излучением релятивистских электронов [362]. Пачини [292] первым показал, что космические лучи могут генерироваться остатком сверхновой — нейтронной звездой. Если нормальная звезда радиусом $R_0 \approx 10^{11}$ см коллапсирует в нейтронную звезду с радиусом $R \approx 10^6$ см, то вследствие сохранения магнитного потока магнитное поле на поверхности звезды возрастает от $B_0 \approx 100$ Гс до

$$B \approx B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \approx 10^{12} \text{ Гс}. \quad (4.443)$$

Светимость L вращающегося магнитного диполя дается формулой

$$L = \frac{dT}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{I\omega^2}{2} \right] = \frac{3m_{\perp}^2 \omega^4}{3c^3}, \quad (4.444)$$

где для кинетической энергии вращения T имеем

$$T = \frac{M\omega^2 R^2}{2}, \quad (4.445)$$

I — момент инерции, $m_{\perp} \approx BR^3$ — перпендикулярная оси вращения составляющая магнитного дипольного момента. Здесь B — напряженность магнитного поля на поверхности радиуса R . Угловую скорость ω звезды можно найти из сохранения момента количества движения J , равного

$$J = M\omega R^2. \quad (4.446)$$

Например, нормальная звезда с $\omega_0 \approx 10^{-6}$ рад/с будет иметь после коллапса в нейтронную звезду угловую скорость $\omega \approx 10^4$ рад/с. Тогда из уравнения (4.444) получаем $L = 10^{40}$ эрг/с при $B = 10^{12}$ Гс и $R = 10$ км. Это соответствует наблюдаемой светимости остатков сверхновых. Источником энергии излучения является кинетическая энергия вращения звезды $T \approx 10^{53}$ эрг. Вслед за открытием пульсаров [222] Голд [197] предположил, что пульсары представляют собой вращающиеся нейтронные звезды и что должно наблюдаться замедление их вращения P со скоростью dP/dt . Если нейтронная звезда обладает магнитным дипольным моментом, то характерный возраст пульсара τ_0 можно найти по формуле [291]

$$\tau_0 = \left(\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right)^{-1} \approx \frac{3c^3 M}{2B^2 R^4 \omega^2}. \quad (4.447)$$

Основные параметры пульсаров были приведены в табл. 5 (гл. 1). Результаты измерения периодов пульсаров и скоростей их замедления согласуются в соответствии с уравнениями (4.444) и (4.447) с наблюдаемой светимостью сверхновых. Острайкер и Ган [291] предположили далее, что частицы космических лучей ускоряются низкочастотными волнами вращающегося магнитного диполя. В основе этого механизма лежит тот факт, что в достаточно сильном магнитном поле волны заряженной частица ускоряется в направлении распространения волны вплоть до субсветовых скоростей в малой части длины волны. Тем самым частица движется вместе с волной в почти неизменной фазе, медленно отбирая энергию волны. Максимальная энергия E_{max} , которую может приобрести электрон, дается формулой

$$E_{max} \approx mc^2 \left[2\omega_B r_0 c^{-1} \ln \frac{r_c}{r_0} \right], \quad (4.448)$$

где r_c — радиус, на котором будет исчерпана энергия волны, r_0 — внутренний радиус волны, $r_0 = c/\omega$, а $\omega_B = eB/(mc)$ — циклотронная частота магнитного поля с максимумом амплитуды при r_0 . Например, если $B = 10^6$ Гс при $r_0 = 10^8$ см, то $E_{max} = 10^{13}$ эВ при $r_c = 10^{12}$ см. Для частицы с атомной массой A и атомным номером Z

$$E_{max} \approx 3,6 \cdot 10^{13} A (Z/A)^{2/3} (\omega/10^2)^{1/3} (B/10^{12})^{2/3} (R/10^6)^2 [\text{эВ}], \quad (4.449)$$

где R — радиус звезды. Голдрайх и Джулиан [198] первыми показали, что частицы космических лучей могут выходить с поверхности нейтронной звезды и что они могут сильно ускоряться на поверхности. Они показали, что разность потенциалов V ме-

жду полюсом и экватором нейтронной звезды дается формулой [ср. с формулой (1.98)]

$$V \approx \frac{\omega R^2 B}{c} \approx 10^{16} \omega \frac{B}{10^{12}} \left(\frac{R}{10^6} \right)^2 [\text{В}]. \quad (4.450)$$

Альвен [4] впервые применил это уравнение к вращающейся звезде. Таким образом, разность потенциалов может достигать 10^{14} В. Рассматриваемое ускорение оказывается более чем достаточным, чтобы частицы преодолели гравитационное притяжение звезды и смогли покинуть ее поверхность вдоль силовых линий магнитного поля, ускорившись при этом.

Для скорости инжекции частиц r получаем выражение

$$r = \frac{B \omega^2 R^3}{Z e c} \approx 7 \cdot 10^{32} \left(\frac{\omega}{10^2} \right)^2 \left(\frac{B}{10^{12}} \right) \left(\frac{R}{10^6} \right)^3 Z^{-1} [\text{частиц/с}]. \quad (4.451)$$

Из уравнений (4.444), (4.447) и (4.450) следует, что число частиц $N(E)dE$ с энергиями между E и $E + dE$ дается соотношением

$$N(E) dE = r \left[\left(\frac{dE}{d\omega} \right) \left(\frac{d\omega}{dt} \right) \right]^{-1} dE \propto E^{-2.5} dE. \quad (4.452)$$

Спектральный индекс оказывается чрезвычайно близким к наблюдаемому спектральному индексу $-2,6$ для космических лучей высоких энергий. Поток космических лучей зависит от частоты образования пульсаров, а значит, и от частоты вспышек сверхновых, равной, по оценкам, одному событию в 30 лет. В пределах ошибок определения этой величины можно объяснить наблюдаемое число частиц высоких энергий в космических лучах. Изложенная теория применима только к космическим лучам высокой энергии в диапазоне $10^{18} - 10^{23}$ эВ. Тем не менее волна может ускорять частицы не только в окрестностях нейтронной звезды, но и в туманностях, образующихся при взрыве сверхновой. В последнем случае возникают умеренно релятивистские частицы ($10^9 - 10^{16}$ эВ) [249].

Развивая предположение Бааде и Цвикки [26] о сверхновой как о переходе нормальной звезды в нейтронную, М. Бербидж, Дж. Бербидж, Фаулер и Хойл [83], а также Хойл и Фаулер [229] предложили механизм взрыва сверхновой, связанного с таким переходом. В конце эволюции обычной звезды запасы ее ядерного топлива исчерпываются и плотность в ее центральной части возрастает значительно быстрее, чем температура. В результате нарушается теорема вириала [уравнение (3.188)] и происходит катастрофическая имплозия (взрыв внутрь) ядра звезды. Динамическая энергия последующего движения к центру внешней оболочки превращается в тепловую энергию. При этом температура легких элементов поднимается до значений, соот-

MSH 11 -54	G 292,0 +1,8	11 22 21	-58 59,4	2,8 X 2,7	15	-0,36	2,37 · 10 ⁻¹⁹
Kes 16	G 295,1 -0,6	11 40 57	-62 10,4	13 X 14	29	-0,6	1,87 · 10 ⁻²⁰
PKS 1209 -51/52	G 296,3 +10,0	12 06	-52 10	86 X 75	49	-0,52	9,05 · 10 ⁻²²
Kes 17	G 304,6 +0,1	13 02 39	-62 26,7	5,2 X 6,1	15	-0,50	5,62 · 10 ⁻²⁰
13S6AB ²⁾	G 307,1 +1,2	13 22 29	-61 07,4	1,3 X 0,1	13	-0,72	1,19 · 10 ⁻¹⁷
	G 307,6 -0,3	13 29 08	-62 32	3,7 (диам.)	24	-0,45	2,09 · 10 ⁻¹⁹
13S6AA ²⁾	G 309,6 +1,7	13 42 42	-60 13,9	6,3 (диам.)	47	-0,60	1,41 · 10 ⁻¹⁹
	G 309,7 +1,8	13 43 33	-60 08,3	7,1 X 5,4	83	-0,60	2,58 · 10 ⁻¹⁹
Kes 20B ²⁾	G 310,6 -0,3	13 54 41	-61 56,6	7,5 (диам.)	9	-0,6	1,91 · 10 ⁻²⁰
	G 310,8 -0,4	13 56 32	-62 00,8	8 X 11	20	-0,35	2,71 · 10 ⁻²⁰
Kes 20A ²⁾	G 315,4 -2,3	14 39 08	-62 15	40 (диам.)	33	-0,5	2,46 · 10 ⁻²¹
	G 316,3 +0,0	14 37 43	-59 47	17 (диам.)	42	-0,5	1,73 · 10 ⁻²⁰
MSH 14 -63, RCW 86	G 320,4 -1,0	15 09 39	-58 49	8 (диам.)	40	-0,6	7,44 · 10 ⁻²⁰
MSH 15 -52A, Kes 23 ²⁾	G 320,3 -1,4	15 11 20	-59 07	14,5 X 12,5	25	(-0,5)	1,65 · 10 ⁻²⁰
MSH 15 +52B ²⁾	G 322,3 -1,2	15 23 03	-57 55,6	2,6 (диам.)	4,3	-0,7	7,56 · 10 ⁻²⁰
Kes 24	G 326,2 -1,7	15 48 26	-56 02,8	11 X 8,6	145	-0,24	1,84 · 10 ⁻¹⁹
MSH 15 -56	G 327,4 +0,4	15 45 24	-53 39,9	10 (диам.)	26	-0,78	3,10 · 10 ⁻²⁰
Kes 27	G 327,6 +14,5	15 00 00	-41 45	30 X 22	25	-0,63	4,52 · 10 ⁻²¹
PKS 1459 -41, SN 1006 г.	G 328,4 +0,2	15 51 47	-53 08,4	3,7 (диам.)	18	-0,7	1,56 · 10 ⁻¹⁹
MSH 15 -57, Kes 29	G 330,0 +15,0	15 09 32	-40	270 (диам.)	340	-0,3	5,56 · 10 ⁻²²
Петля в Волке	G 332,0 +0,1	16 10 32	-50 51	—	—	—	—
MSH 16 -51, Kes 62	G 332,5 +0,1	16 11 48	-50 33,2	22 (диам.)	25	-0,45	6,15 · 10 ⁻²¹
PKS 1613 -50, RCW 103	G 332,4 -0,4	16 13 44	-50 56,0	7,0 X 7,9	22	-0,34	4,73 · 10 ⁻²⁰
Часть СТВ 33, MHR 55, Kes 39	G 336,7 +0,5	16 28 30	-47 16,0	—	—	—	—
	G 337,0 -0,1	16 32 10	-47 30	9,0 X 4,0	31	-0,8	1,02 · 10 ⁻¹⁹
Kes 40	G 337,3 +1,0	16 29 06	-46 29,5	11 (диам.)	15	-0,2	1,48 · 10 ⁻²⁰
Kes 41	G 337,8 -0,1	16 ^h 35 ^m 22 ^s	-46 51,9'	5,0 X 4,0'	15	-0,2	8,93 · 10 ⁻²⁰
MSH 16 -48, Kes 45	G 342,1 +0,1	16 50 11	-43 30,3	30 (диам.)	54	-0,5	7,15 · 10 ⁻²¹

2,5

1,3

3,9

Продолжение табл. 53

Название	Номер галактического источника	α (1950)	β (1950)	Угловой размер $\varphi_1 \times \varphi_2$	Плотность потока на 1 ГГц S ₁ , ед. п.	Спектральный индекс на 1 ГГц α	Поверхностная яркость на 1 ГГц S ₂ , Вт/(м ² ·Гц·ср)	Расстояние от Солнца d, кпс
СТВ 37A ²)	G 348,5 ± 0,1	17 11 12	-38 26,7	8,1 × 5,3	84	-0,5	2,35 · 10 ⁻¹⁹	
СТВ 37B ²)	G 345,7 ± 0,3 G 349,7 ± 0,2	17 10 47 17 14 37	-38 07,7 -37 23,3	3,8 × 6,0 1,9 × 2,6	47 23	-0,5 -0,6	2,44 · 10 ⁻¹⁹ 5,54 · 10 ⁻¹⁹	
NGC 6383	G 355,2 ± 0,1	17 30 09	-32 52,7	7,5 × 9,5	30	-0,6	5,01 · 10 ⁻²⁰	
MSH 17-39	G 357,7 ± 0,1 G 359,4 ± 0,1	17 37 05 17 41 24	-30 56,9 -29 24,0	4,4 × 3,4 5,7 × 6,7	38 29	-0,6 -0,4	3,02 · 10 ⁻¹⁹ 9,05 · 10 ⁻²⁰	
Новая Кеплера 1604 г., 3С 358	G 4,5 ± 6,8	17 27 43	-21 26,0	2,2 (диам.)	20,0	-0,58	4,92 · 10 ⁻¹⁹	
A 4	G 5,3 ± 1,1	17 58 44	-24 54	12 × 18	38	-0,3	2,06 · 10 ⁻³⁰	
A 1, W 28	G 6,5 ± 0,1 G 11,2 ± 0,4	17 57 30 18 08 32	-23 25 -19 26,9	30 (диам.) 2,7 × 3,7	300 13	-0,42 -0,2	3,97 · 10 ⁻²⁰ 1,55 · 10 ⁻¹⁹	
MSH 18-18, Kes 67	G 18,9 ± 0,3	18 21 21	-12 22,2	7,0 × 14	35	-0,57	4,25 · 10 ⁻²⁰	
MSH 18-17/3, Kes 69	G 21,8 ± 0,5	18 30 16	-10 13,0	16 (диам.)	64	-0,70	2,97 · 10 ⁻²⁰	
W 41, Kes 70	G 23,1 ± 0,0 G 27,3 ± 0,0	18 30 38 18 38 30	-8 48 -5 01	45 × 60 32 (диам.)	350 41	-0,22 -0,4	1,54 · 10 ⁻²⁰ 4,77 · 10 ⁻²¹	
Kes 75, 4 C-03.70	G 29,7 ± 0,2	18 43 49	-3 02,1	2,2 × 1,2	7,3	-0,5	3,29 · 10 ⁻¹⁹	
PKS 1846-00, 3C 391	G 31,9 ± 0,0	18 46 47	-0 58,7	3,5 (диам.)	22	-0,50	2,13 · 10 ⁻¹⁹	
3C 396,1	G 32,0 ± 4,9 G 33,0 ± 0,1	19 04 32 18 48 50	-3 06,5 -0 05	60 (диам.) 31 × 10	19 25	-0,45 -0,42	6,28 · 10 ⁻²² 9,61 · 10 ⁻²¹	
4C +00.70	G 33,7 ± 0,0	18 50 04	+0 35,9	7,3 × 5,6	12	-0,5	2,79 · 10 ⁻²⁰	
W 44, 3C 392	G 34,6 ± 0,5	18 53 45	+1 13,0	28 × 35	230	-0,40	2,79 · 10 ⁻²⁰	
W 47, СТВ 64	G 35,6 ± 0,0	18 55 18	+2 06	10 (диам.)	25	-0,3	298 · 10 ⁻²⁰	
NRAO 593, часть СТВ 65	G 37,6 ± 0,1 G 39,2 ± 0,3	18 57 42 19 01 31	+4 04 +5 22,5	30 (диам.) 4,6 (диам.)	48 16	-0,6 -0,3	6,35 · 10 ⁻²¹ 9,00 · 10 ⁻²⁰	от 6,7 до 10,0

W 50, СТВ 69	G 39,7 -2,0	19 08 24	+5 04	50 (диам.)	48	-0,7	2,29 · 10 ⁻²¹
3С 397	G 41,1 -0,3	19 05 05	+7 03,6	10 × 8	17	-0,3	2,53 · 10 ⁻²⁰
СТВ 72	G 41,9 -4,1	19 20	+6 00	165 × 140	150	-0,5?	7,74 · 10 ⁻²¹
W 49В	G 43,3 -0,2	19 08 39	+9 00,5	5,4 × 3,0	33	-0,33	2,43 · 10 ⁻¹⁹
Кузьмин 47, часть СТВ 70	G 45,5 +0,1	19 11 59	+11 04,3	3,9 × 2,9	23	-0,4	2,42 · 10 ⁻¹⁹
	G 46,8 -0,3	19 15 48	+12 06	12 × 5	18	-0,5	3,57 · 10 ⁻²⁰
СТВ 63	G 47,6 +6,1	18 54	+15 45	60 (диам.)	12	(-0,5)	3,97 · 10 ⁻²²
Часть W 51	G 49,0 -0,3	19 20	+14 00	24 (диам.)	180	-0,25	3,72 · 10 ⁻²⁰
3С 400,2	G 53,7 -2,2	19 36 20	+17 13	20 (диам.)	8,5	-0,6	2,53 · 10 ⁻²¹
Пегля Лебеда	G 74,0 -8,6	20 49	+30 30	200 × 160	180	-0,45	6,70 · 10 ⁻²²
	G 74,8 +0,6	20 15 49	+36 36,1	4,7 × 3,9	(10)	(-0,5)	6,50 · 10 ⁻²⁰
	G 74,9 +1,2	20 14 04	+37 03,8	9,3 × 4,7	(18)	(-0,5)	4,89 · 10 ⁻²⁰
W 66, СТВ 91, DR 4	G 78,1 +1,8	20 20 44	+40 02,3	30 × 20	230	-0,7	4,56 · 10 ⁻²⁰
DR 3	G 78,3 +2,5	20 18 16	+40 36,5	13,3 × 9,5	18	-0,2	1,71 · 10 ⁻²⁰
DR 12	G 78,5 -0,1	20 29 31	+39 13,1	9,5 × 8,0	8	-0,2	1,25 · 10 ⁻²⁰
	G 78,6 +1,0	20 25 25	+39 56,1	12 × 15	54	-0,5	3,57 · 10 ⁻²⁰
DR 1	G 78,9 +3,7	20 14 37	+41 45,1	37 × 38	480	-0,2	1,52 · 10 ⁻²⁰
DR 11	G 79,8 +1,2	20 28 32	+41 04,3	13 × 29	39	-0,2	1,23 · 10 ⁻²⁰
W 63	G 82,2 +5,4	20 17 15	+45 24,6	80 × 55	130	-0,5	3,52 · 10 ⁻²¹
НВ 21	G 89,1 +4,7	20 45	+50 30	120 (диам.)	175	-0,15	1,44 · 10 ⁻²¹
СТВ 104	G 93,6 -0,3	21 27 11	+50 30	54 (диам.)	45	-0,69	1,83 · 10 ⁻²¹
Сага	G 111,7 -2,1	23 21 11	+58 32,8	4,0 × 3,8	3000	-0,72	2,34 · 10 ⁻¹⁷
СТВ 1	G 117,3 +0,1	23 59 48	+62 11	130 (диам.)	55	-0,5	3,87 · 10 ⁻²¹
N 49	} Большое Магелланово Облако	5 26 00	-66 08,0	1,12 (диам.)	3,5	-1,01	3,33 · 10 ⁻¹⁹
N 63A		5 35 39	-66 03,5	0,45 (диам.)	1,9	-0,50	1,12 · 10 ⁻¹⁸
N 132D		5 25 32	-69 41,0	0,37 (диам.)	4,6	-0,50	4,00 · 10 ⁻¹⁸

¹⁾ Согласно Милну [271], с разрешения организации Британского содружества по научным и промышленным исследованиям. Плотность потока приводится в единицах потока, 1 ед. п. = 10⁻²³ эрг/(с·см²·Гц).

²⁾ Возможно, компоненты одного источника.

14,0

0,77

3,4

55

55

55

ветствующих взрывному горению. Колгейт и Уайт [119] показали затем, что энергия, которая излучается и переносится в виде нейтрино, значительно превышает выделившуюся термоядерную энергию. Современное описание взрыва сверхновой включает начальный химический состав и массу предсверхновой, уравнения состояния идеального газа, вырожденного газа и фотонного газа (разд. 3.3 и табл. 36), скорость образования нейтрино (разд. 4.3), сечения поглощения и рассеяния нейтрино (п. 4.4.3.6) и гидродинамические уравнения адиабатического течения и ударных волн (разд. 3.5.6 и 3.5.7). Список остатков сверхновых дается в табл. 53.

Если масса звезды M превышает предельную массу, устойчивую в условиях электронного вырождения $M \geq 1,4587 M_{\odot}$, то происходит имплозия, поскольку нейтринное излучение при захвате электронов будет уносить больше тепла, чем способно обеспечить квазистатическое сжатие. При ядерных плотностях коллапс ядра звезды останавливается вследствие давления вырожденного нейтронного газа, а кинетическая энергия падающего вещества превращается в тепловую энергию в идущей к центру ударной волне. Тепловая энергия, выделяющаяся за ударной волной, излучается в виде нейтрино, которые осуществляют перенос энергии во внешнюю оболочку звезды. Энергия, связанная с потоком нейтрино, вызывает ударную волну, направленную наружу, что приводит к адиабатическому расширению оболочки звезды [10—12, 18, 118, 119]. Энергия, которую переносит поток нейтрино, может достигать энергии связи звезды GM^2/R , что составляет около 10^{50} эрг для $M \approx M_{\odot}$ и $R \approx 10^8$ см. Радиальные приращения энергии, обусловленные нейтрино, вызывают ударную волну, начальная скорость которой V_0 составляет $V_0 \approx [10^{50}/M_{\odot}]^{1/2} \approx 0,05$ с. Если сильная плоская ударная волна распространяется по идеальному газу с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 5/3$ и плотность газа $\rho(X)$ изменяется с расстоянием до центра звезды X по закону

$$\rho(X) = \rho_0 \left(\frac{X_0}{X} \right)^{7/4}, \quad (4.453)$$

причем ρ_0 — плотность на расстоянии X_0 , то мы имеем для скорости V ударной волны выражение

$$V = V_0 (X_s/X_0)^{1/4}. \quad (4.454)$$

Здесь расстояние от центра звезды до ударной волны X_s в момент времени t дается формулой

$$X_s = X_0 (t/t_0)^{4/3}. \quad (4.455)$$

Из уравнения (4.454) видно, что скорость ударной волны, распространяющейся наружу в магии звезды с градиентом плот-

ности, может достигать значений $V \approx c$. Рассматриваемый процесс мог бы явиться источником значительной доли умеренно релятивистских космических лучей. Однако характерные времена жизни электронов высоких энергий относительно синхротронного процесса значительно меньше, чем время жизни сверхновой. Если в течение всего времени жизни сверхновой ее излучение вызывается синхротронным механизмом, то электроны должны непрерывно ускоряться и связь электронов высокой энергии с первоначальным взрывом отсутствует.

4.5.3.3. *Происхождение фотонов высоких энергий.* После предсказания Моррисоном [274] возможности наблюдения космических рентгеновских и γ -лучей несколько групп наблюдали диффузионный изотропный внегалактический фон рентгеновских и γ -лучей, а также дискретные галактические рентгеновские источники. Дифференциальный энергетический спектр диффузионного фона, показанный на рис. 31, имеет вид [186]

$$\begin{aligned}
 J(E) &\propto E^{-1} - E^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})^{-1} \text{ для } 100 \text{ эВ} \leq E \leq 1 \text{ кэВ}, \\
 J(E) &\propto E^{-0,4} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})^{-1} \text{ для } 1 \text{ кэВ} \leq E \leq 10 \text{ кэВ}, \\
 J(E) &\propto E^{-0,75} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})^{-1} \text{ для } 20 \text{ кэВ} \leq E \leq 40 \text{ кэВ}, \\
 J(E) &\propto E^{-1,3} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})^{-1} \text{ для } 40 \text{ кэВ} \leq E \leq 1 \text{ МэВ}, \\
 J(E) &\propto E^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})^{-1} \text{ для } 1 \text{ МэВ} \leq E \leq 10 \text{ МэВ},
 \end{aligned}
 \tag{4.456}$$

или в интегральной форме [365]

$$\begin{aligned}
 dJ(E) &= 90 \text{ [кэВ/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})]} \text{ для } E = 0,25 \text{ кэВ}, \\
 dJ(E) &= 12E^{-0,5} \text{ [кэВ/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})]} \text{ для } 1 \text{ кэВ} \leq E \leq 20 \text{ кэВ}, \\
 dJ(E) &= 40E^{-1,2} \text{ [кэВ/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ})]} \text{ для } 20 \text{ кэВ} \leq E \leq 1000 \text{ кэВ}.
 \end{aligned}$$

Диффузный поток рентгеновских лучей с энергиями от 10 до 100 кэВ изотропен с точностью лучше, чем 5% в пределах угла 10° [352], и, по-видимому, является внегалактическим. Поток мягких рентгеновских лучей с энергиями меньше 1 кэВ возрастает по интенсивности к галактическим полюсам, возможно, вследствие эффектов поглощения вблизи плоскости Галактики.

Генри и др. [219] предположили, что более крутой спектр ниже 1 кэВ может быть обусловлен тепловым тормозным излучением горячего ионизованного межгалактического газа с плотностью от 10^{-5} до 10^{-6} г/см³ и температурой от $3 \cdot 10^5$ до $8 \cdot 10^5$ К. Удельная интенсивность I излучения, идущего из галактического диска при оптической толще больше единицы, дается формулой

$$I = \frac{S}{4\pi N_H \sigma}, \tag{4.457}$$

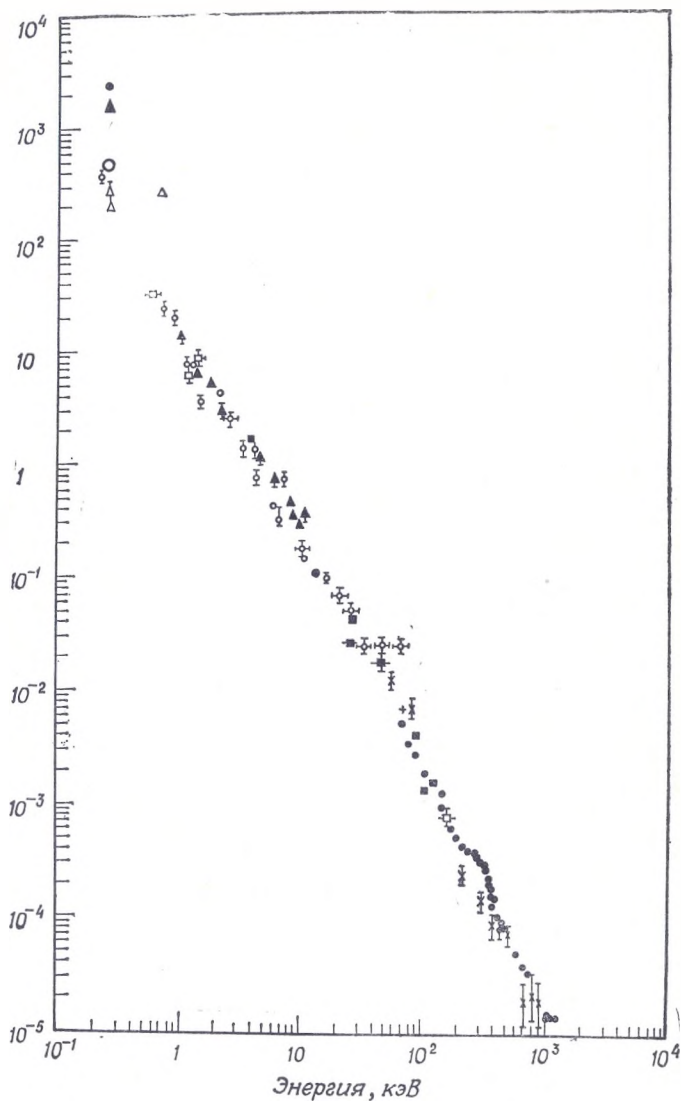


Рис. 31. Дифференциальный энергетический спектр диффузного рентгеновского фона и фона γ -лучей в диапазоне энергий от 0,27 до 1000 кэВ (по Ода [287], с разрешения Международного астрономического союза). Данные в интервале энергий 1—100 кэВ аппроксимируются степенным законом $E^{-1.7 \pm 0.2}$, где E — энергия. Различные значки соответствуют измерениям различных наблюдателей (см. [287]).

где N_H — число атомов нейтрального водорода в столбе единичного сечения вдоль луча зрения, сечение поглощения σ при космических концентрациях имеет вид [79]

$$\sigma \approx 0,7 \cdot 10^{-22} \left(\frac{h\nu}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-3} \text{ см}^2 \text{ вплоть до } 532 \text{ эВ,}$$

где $h\nu$ — энергия фотона, а функция источника S свободно-свободного излучения космических лучей зависит от космологической модели, температуры T_0 межгалактического газа и концентрации N_0 межгалактического вещества. Если H_0 — постоянная Хаббла, то удельная интенсивность I_0 при отсутствии поглощения в нашей Галактике определяется следующим образом [164, 420, 421]:

$$I_0 \approx 5,44 \cdot 10^{-39} N_0^2 T_0^{-1/2} c H_0 \text{ [эрг/(см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц)]},$$

где

$$N_0 = \frac{3H_0^2 q_0}{4\pi G m_H} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} q_0 \text{ [см}^{-3}] \quad (4.458)$$

и q_0 — параметр замедления: в модели стационарной Вселенной $q_0 = 0,5$ в формуле для N_0 .

Численный коэффициент $5,44 \cdot 10^{-39}$ эрг/(см \cdot с \cdot ср \cdot Гц) можно заменить эквивалентным значением $8,2 \cdot 10^{-13}$ кэВ/(см \cdot с \cdot ср \cdot Гц). В уравнении (4.458) I_0 — интенсивность теплового тормозного излучения слоя газа толщиной cH_0^{-1} , $N_0^2 \approx C \sum \langle N_e \rangle \langle N_i \rangle Z_i^2$, причем множитель, связанный с усреднением $C = \langle N^2 \rangle / \langle N \rangle^2$, $\langle N_e \rangle$ и $\langle N_i \rangle$ — соответственно среднее число электронов и ионов на луче зрения, а i -кратно ионизованный ион имеет заряд eZ_i . Детальные формулы для теплового тормозного излучения горячего ионизованного межгалактического газа зависят от космологической модели [49, 50, 164, 420, 421]. Например, сравнение наблюдаемого спектра рентгеновских лучей в диапазоне 1—20 кэВ с теоретическими моделями дает ограничение [365]

$$\langle g \rangle C \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}} \right)^2 \left[\frac{H_0}{50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}} \right]^3 f \leq 0,38 \left(\frac{E}{kT} \right)^{-1/2} \exp \left(\frac{E}{kT} \right), \quad (4.459)$$

где $\langle g \rangle \approx 1$ — среднее значение фактора Гаунта на луче зрения, множитель, связанный с усреднением $C = \langle \rho^2 \rangle / \langle \rho \rangle^2$, ρ — плотность межгалактического газа, $\rho_{cr} = 3H_0^2 / (8\pi G)$ — критическая плотность для замкнутой Вселенной, H_0 — постоянная Хаббла, E — энергия рассматриваемых рентгеновских лучей, T — современное значение температуры межгалактического газа и

$$f = \int_0^z \frac{(1+z)^{5/2-3\gamma}}{[1+(\rho z/\rho_{cr})]^{1/2}} [1 - (1+z)^{4-3\gamma}] \exp \left(\frac{E}{kT} \right) dz,$$

где γ — показатель адиабаты, z — красное смещение и $f \approx z$ при $z \ll 1$. Как уже отмечалось, Филд и Генри [164] показали, что излучение мягких рентгеновских лучей (от 100 эВ до 1 кэВ) может возникнуть вследствие теплового термозного излучения межгалактического газа с $\rho \approx 10^{-6}$ г/см³ и $T \approx 10^6$ К. Отсутствие поглощения рентгеновских лучей, наблюдаемых через Малое Магелланово Облако [266], свидетельствует против такой интерпретации. Возрождена гипотеза о существовании горячего межгалактического газа [124] и показано, что спектр фонового рентгеновского излучения в диапазоне энергий от 10 кэВ до 1 МэВ согласуется со спектром тормозного излучения межгалактического газа при $\rho = 3 \cdot 10^{-6}$ г/см³ и $T = 3 \cdot 10^8$ К или $H_0 = 50$ км/(с · Мпс). Предложена модель [72, 154], в которой диффузный изотропный фон рентгеновских лучей образуется вследствие комптоновского рассеяния фотонов 2,7-градусного микроволнового фонового излучения на электронах космических лучей. Популярность этой модели частично объясняется тем, что наклоны спектров рентгеновских лучей высоких энергий (от 50 до 300 кэВ) и электронов, наблюдаемых в нашей Галактике, грубо согласуются между собой. При столкновении быстрого электрона полной энергии $E = \gamma mc^2$ с фотоном низкой энергии $\epsilon = h\nu$ энергия рассеянного фотона дается формулой [ср. с уравнением (4.371)]

$$\epsilon_c = 4\gamma^2\epsilon/3 \quad \text{при} \quad \gamma h\nu \ll mc^2 \quad (4.460)$$

и мощность, рассеянная в комптоновских процессах одним электроном, составляет [ср. с уравнением (4.419)]

$$P_c = \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U = 2,66 \cdot 10^{-14} \gamma^2 U \text{ [эВ/с]} \quad \text{при} \quad \gamma h\nu \ll mc^2, \quad (4.461)$$

где $\sigma_T \approx 6,65 \cdot 10^{-25}$ см² — сечение томсоновского рассеяния, а плотность энергии поля изотропного излучения U выражена в эВ/см³. Время жизни τ_c электрона относительно обратного комптоновского рассеяния определяется соотношением

$$\tau_c \approx \frac{\gamma mc^2}{P_c} \approx 2 \cdot 10^{19} \gamma^{-1} U^{-1} \text{ [с]}, \quad (4.462)$$

где U выражено в эВ/см².

Значения плотности энергии U электромагнитного излучения в различных частях спектра приведены на рис. 29. Обычно для распределения релятивистских электронов $N(\gamma)$ принимают степенной закон со спектральным индексом m :

$$N(\gamma) d\gamma = N_0 \gamma^{-m} d\gamma. \quad (4.463)$$

Для фотонов низких энергий выбирают распределение по энергиям, соответствующее излучению абсолютно черного тела со средней энергией $\langle \epsilon \rangle = 2,7 kT$, где T — температура абсолютно

черного тела. В предположении, что распределения фотонов и электронов однородны и изотропны в области взаимодействия, удельная интенсивность I_c излучения за счет комптоновского рассеяния имеет вид [154]

$$I_c(h\nu) = 1,06 \times \\ \times 10^{-15} (3,66 \cdot 10^{-6})^{3-m} N_0 D U T^{(m-3)/2} \nu^{(1-m)/2} [\text{эрг}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц})] \approx \\ \approx 10^3 (56,9)^{3-m} N_0 D U T^{(m-3)/2} (h\nu)^{(1-m)/2} [\text{эВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ})]. \quad (4.464)$$

Здесь D — расстояние от источника, в первом численном приближении все величины выражены в единицах СГС, а во втором N_0 — в см^{-3} , D — в световых годах (1 световой год = $9,460 \times 10^{17}$ см), U — в $\text{эВ}/\text{см}^3$, температура T — в кельвинах, а $h\nu$ — в электрон-вольтах. Чтобы обеспечить наблюдаемый фон рассеянием на фотонах равновесного 2,7-градусного излучения с $U \approx 0,3 \text{ эВ}/\text{см}^3$, в модели обратного комптоновского рассеяния требуется плотность энергии ультрарелятивистских электронов $10^{-4} \text{ эВ}/\text{см}^3$ во всем межгалактическом пространстве.

Если релятивистские электроны вызывают также синхротронное излучение с частотой ν_s , то энергия обратного комптоновского фотона ϵ_c дается формулой

$$\epsilon_c \approx 0,9 \cdot 10^2 \frac{T \nu_s}{H}, \quad (4.465)$$

где ϵ_c выражено в электрон-вольтах, напряженность магнитного поля H в источнике синхротронного излучения — в микрогаусах, температура T фотонов дана в кельвинах, а частота ν_s — в мегагерцах. Для отношения интенсивности синхротронного излучения I_s к интенсивности излучения, обусловленного обратным комптоновским рассеянием I_c , имеем соотношение [154]

$$\frac{I_s}{I_c} = \frac{H^2}{8\pi U} \left(\frac{2 \cdot 10^4 T}{H} \right)^{(3-m)/2}, \quad (4.466)$$

где все величины взяты в единицах СГС. Здесь T — температура тепловых фотонов, U — плотность энергии, а m — спектральный индекс для электронов. Спектральный индекс для спектра синхротронного излучения составляет $(1 - m)/2$. Оценки плотности энергии электромагнитного излучения в различных областях спектра приведены для Галактики и Метагалактики на рис. 29.

Если бы радиогалактики излучали в течение 10^9 лет и генерировали релятивистские электроны с полной энергией 10^{60} эрг, то они обеспечивали бы плотность энергии релятивистских электронов около $10^{-5} \text{ эВ}/\text{см}^3$.

Для детального сравнения наблюдаемого спектра рентгеновских лучей с теорией обратного комптоновского рассеяния нужно знать угловое распределение фотонов равновесного 2,7-градусного излучения, распределение Планка числа фотонов по

энергиям:

$$N(\varepsilon) = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \frac{\varepsilon^2}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) - 1}, \quad (4.467)$$

где ε — энергия фотона и $T \approx 2,7$ К, а также энергетический спектр, получающийся в результате комптоновского рассеяния [124]. Точное выражение для дифференциального сечения комптоновского рассеяния имеет вид [241]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 (1 + \cos^2 \theta)}{2 [1 + 2q \sin^2(\theta/2)]^2} \left\{ 1 + \frac{4q^2 \sin^4(\theta/2)}{(1 + \cos^2 \theta) [1 + 2q \sin^2(\theta/2)]} \right\} [\text{см}^2/\text{ср}], \quad (4.468)$$

где $r_0 = e^2/(mc^2) \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, θ — угол рассеяния фотона, а $q = \varepsilon/(mc^2)$ — энергия налетающего фотона в единицах mc^2 . Сечение рассеяния с испусканием рентгеновского фотона энергии ε_x при столкновении электрона энергии E с фотоном энергии ε , проинтегрированное по угловому распределению начальных и конечных частиц, дается формулой [65]

$$\sigma = \frac{8DB}{E^2 \varepsilon} (1 + x - 2x^2 + 2x \ln x) \quad \text{для} \quad x \leq 1, \quad (4.469)$$

где

$$B = (mc^2)^2, \quad D = \pi r_0^2/4 \quad \text{и} \quad x = B\varepsilon_x/(4E^2\varepsilon).$$

Возможно также, что значительная часть изотропного фона рентгеновских лучей возникает вследствие суперпозиции вкладов дискретных рентгеновских источников. При светимости L дискретного рентгеновского источника и пространственной плотности источников N наблюдаемый поток рентгеновского фона составит [365]

$$F = \frac{cNL}{4\pi H_0} [g(z) - g(0)] [\text{кэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})]. \quad (4.470)$$

Здесь предполагается, что спектр дискретных источников плоский в диапазоне энергий от 2 кэВ до $10(1+z)$ кэВ, поэтому выражение для F справедливо в диапазоне энергий от 2 до 10 кэВ. Функция

$$g(z) = \begin{cases} \frac{1}{(1-\Omega)^{1/2}} \ln \frac{(1+\Omega z)^{1/2} - (1-\Omega)^{1/2}}{(1+\Omega z)^{1/2} + (1-\Omega)^{1/2}}, & \text{если } \Omega < 1, \\ -2(1+z)^{-1/2}, & \text{если } \Omega = 1, \\ \frac{1}{(\Omega-1)^{1/2}} \arctg \frac{1+\Omega z}{\Omega-1}, & \text{если } \Omega > 1, \end{cases}$$

где $\Omega = \rho/\rho_{cr}$ — отношение плотности метагалактического газа к критической плотности $\rho_{cr} = 3H_0^2/(8\pi G)$. Пространственная плот-

ность малых галактик, нормальных галактик, радиогалактик, галактик Сейферта, скоплений галактик и квазаров равна соответственно $10 N_0$, N_0 , $10^{-3} N_0$, $0,02 N_0$, от 10^{-5} до $5 \cdot 10^{-6} N_0$ и $3 \times 10^{-8} N_0$, причем $N_0 = 0,03 \text{ Мпс}^{-1}$.

Джиакони и др. [194] составили каталог дискретных рентгеновских источников. Местоположение многих таких источников совпадает с известными астрономическими объектами, координаты и другие параметры которых приведены в различных таблицах настоящей книги. Дискретные источники рентгеновских лучей и гамма-лучей можно сгруппировать следующим образом:

Радиогалактики и квазары, являющиеся рентгеновскими источниками [364, 365]

Источник	Радиосветимость (от 0,3 мм до 30 м), эрг/с	Рентгеновская светимость (от 2 до 10 кэВ), эрг/с
NGC 1275 (Персей А)		$4 \cdot 10^{45}$
NGC 4151 (сейфертовская галактика)	$1 \cdot 10^{41}$	$2 \cdot 10^{41}$
NGC 4486 (M 87)	$1 \cdot 10^{41}$	$3 \cdot 10^{43}$
NGC 5158 (Центавр А)	$2 \cdot 10^{41}$	$8 \cdot 10^{41}$
3C 273 (квазар)	$2 \cdot 10^{46}$	$7 \cdot 10^{45}$

Скопления галактик [365]

Скопление	Рентгеновская светимость (от 2 до 10 кэВ), эрг/с
Дева	$1,5 \cdot 10^{43}$
Центавр	$4 \cdot 10^{43}$
Волосы Вероники	$5 \cdot 10^{44}$
Персей	$1 \cdot 10^{45}$
Эйбел 2256	$8 \cdot 10^{44}$

Остатки сверхновых — источники рентгеновских лучей [186]

Остаток сверхновой	Возраст, годы	Рентгеновская светимость, эрг/с	Диапазон энергий, кэВ
Крабовидная туманность	900	10^{37}	1—200
Кассиопея А	300	$5 \cdot 10^{36}$	1—10
Тихо 1572 г.	40	$5 \cdot 10^{36}$	1—10
Корма А	$10^4 - 10^5$	10^{36}	0,2—3
Паруса X, Y, Z	$10^4 - 10^5$	10^{36}	0,2—3
Петля Лебедя	$10^4 - 10^5$	$2 \cdot 10^{36}$	0,2—1
IC 443		$2 \cdot 10^{34}$	2—10
MSH 15—52 А		$5 \cdot 10^{35}$	2—10

*Нормальные и малые галактики — источники
рентгеновских лучей [365]*

Галактика	Рентгеновская светимость (от 2 до 10 кэВ), эрг/с
Большое Магелланово Об- лако	$4 \cdot 10^{38}$
Малое Магелланово Облако	$1 \cdot 10^{38}$
Туманность Андромеды	$3 \cdot 10^{39}$
Галактика	$5 \cdot 10^{39}$

*Переменные и (или) звездоподобные рентгеновские источники
[170, 194, 351, 378]*

Источник	α (1950,0)	δ (1950,0)	Период колебаний блеска, сут.	Длительность импульса, с
2U (0115 — 73)	1 ^h 15 ^m 02 ^s	—73° 41' 24"	4,0	—
NP 0532	5 31 31	21 58 55	—	0,033129
2U (0900 — 40)	9 00 19	—40 22 48	8,95	—
Центавр X-3	11 19 00	—60 19 12	2,08712 (4)	4,843496 (7)
2U (1543 — 47)	15 43 50	—47 33 36	—	Новоподобная
Скорпион X-1	16 17 04,3	—15 31 13	—	—
Геркулес X-1	16 56 42	35 25	1,70017 (4)	1,237772 (1)
2U (1700 — 37)	17 00 19	—37 48 00	3,4	—
Лебедь X-1	19 56 22,0	35 03 36	5,6	$\geq 0,1$
Лебедь X-3	20 30 37,6	40 47 13	—	17 280,0
Лебедь X-2	21 42 36,91	38 05 27,9	—	—

Рентгеновская светимость пульсара NP 0532 составляет 10^{36} эрг/с в диапазоне энергий от 1 до 10^6 кэВ, а большинство затменных переменных источников имеет светимость от 10^{36} до 10^{37} эрг/с в диапазоне энергий 1—10 кэВ.

Зарегистрированы всплески жесткого рентгеновского и гамма-излучения в интервале энергий от 0,1 до 1,2 МэВ. Эти всплески имеют следующие характеристики [117, 240, 423]:

Характеристики γ -всплесков

Диапазон энергий	От 0,2 до 1,5 МэВ
Длительность	От 0,1 до 30 с
Интегральная по времени плотность потока	$\Phi = \int E \frac{dN}{dE} dE = 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см ²
Энергетический спектр	$\frac{dN}{dE} = I_0 \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)$ [фотонов/(см ² × кэВ · всплеск)]

причем $100 \text{ кэВ} \leq E_0 \leq 300 \text{ кэВ}$.

Дискретные рентгеновские источники, которые связаны с ра-

диогалактиками, квазарами и, возможно, скоплениями галактик и нормальными галактиками, можно описать на основе механизма обратного комптон-эффекта. Соответствующие уравнения, связывающие энергии фотонов и электронов, спектр электронов, синхротронное излучение и рентгеновское излучение, даются уравнениями (4.460) — (4.466). Обратный комптон-эффект описывается уравнениями (4.467) — (4.469). Рентгеновское излучение скоплений галактик и остатков сверхновых, возможно, получает свое объяснение в моделях тормозного излучения горячего газа. Свободно-свободное (тормозное) излучение оптически тонкой плазмы температуры T с концентрацией электронов N_e и радиусом R дается формулой [ср. с уравнением (1.219)]

$$I(\nu) = 5,4 \cdot 10^{-39} \langle g \rangle R N_e^2 T^{-1/2} \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) \text{ [эрг/(с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц)]}, \quad (4.471)$$

$$I(E) = 800 \langle g \rangle \left(\frac{R}{10^{28} \text{ см}}\right) \left(\frac{N_e}{10^{-5} \text{ см}^{-3}}\right)^2 \left(\frac{T}{10^6}\right)^{-1/2} \times \\ \times \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) \text{ [кэВ/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ)]},$$

где $E = h\nu$ — энергия рентгеновского фотона, а $\langle g \rangle \approx 1$ — среднее значение фактора Гаунта. Например, скопление с рентгеновской светимостью 10^{43} — 10^{45} эрг/с в диапазоне энергий $2 \text{ кэВ} \leq E \leq 10 \text{ кэВ}$ можно описать в модели горячего газа с T от 10^7 до 10^8 К , $N_e = 10^{-4}$ — 10^{-3} см^{-3} и $R \approx 1 \text{ Мпс}$.

Несколько переменных рентгеновских источников было отождествлено с двойными системами, в которых может возникать аккреция вещества главного видимого компонента (голубого сверхгиганта) на вторичный невидимый компонент (нейтронную звезду или черную дыру). При этом главный компонент имеет значительные размеры, а двойная система достаточно тесная, так что критическая полость Роша оказывается заполненной [см. уравнения (3.246) и (3.247)]. Приведем, например, физические параметры двойной системы, в которой Центавр X-3 является рентгеновским источником [35]:

$$\begin{aligned} 415 \text{ км/с} < v < 588 \text{ км/с}, \\ 1,19 \cdot 10^{12} \text{ см} < \frac{A}{2} < 1,69 \cdot 10^{12} \text{ см}, \\ 30,7 \cdot 10^{34} < \frac{M^3}{(M+m)^2} < 8,81 \cdot 10^{34} \text{ г}, \\ 0,84 \cdot 10^{12} \text{ см} < R < \frac{A}{2} \left(1 + \frac{m}{M}\right), \end{aligned} \quad (4.472)$$

где v — орбитальная скорость, $A/2$ — радиус орбиты в системе центра масс; R — радиус центрального затмевающего объекта,

а m и M — массы обеих звезд. Аналогичные данные можно извлечь из кривой блеска Геркулеса X-1. Если i — наклонение орбиты, T — орбитальный период, $\Delta\tau$ — половина амплитуды периода вариаций блеска и τ — средняя длительность импульсов, то мы получаем следующие значения параметров [378]:

	Центавр X-3	Геркулес X-1
$v \sin i = \Delta\tau c/T$, км/с	415,1±0,4	169,2±0,4
$A \sin i/2 = Tv \sin i/2\pi$, см	(1,191±0,001) · 10 ¹²	(3,95±0,01) · 10 ¹¹
$\frac{M^3 \sin^3 i}{(m+M)^2} = \frac{4\pi^2 (A \sin i)^3}{8T^2 G}$, г	(3,074±0,008) · 10 ³⁴	(1,69±0,01) · 10 ³³

Перетекание массы в двойной системе будет происходить, если выполняется условие [см. уравнение (3.247)]

$$\frac{R}{A} > 0,38 + 0,2 \lg \left(\frac{M}{m} \right). \quad (4.473)$$

Если нейтронная звезда массы m движется со скоростью v в газе плотностью ρ , то вещество, заполняющее радиус [см. уравнение (3.415)],

$$R_A = \frac{Gm}{v^2} = 1,3 \cdot 10^{14} \left(\frac{10 \text{ км/с}}{v} \right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ [см]}, \quad (4.474)$$

падает на нейтронную звезду, и скорость аккреции массы при сферически симметричной аккреции дается формулой [см. уравнение (3.416)]

$$\frac{dm}{dt} = \pi \xi R_A^2 v \rho. \quad (4.475)$$

Здесь множитель ξ , меньший единицы, введен для учета давления излучения. Рентгеновская светимость L_X , обусловленная рассеянием электронов в оптически тонком газе, вызывает силу отталкивания, спадающую обратно пропорционально квадрату расстояния. Такая сила эффективно уменьшает притяжение рентгеновского источника [142]:

$$\xi \approx \left(1 - 10^{-4,6} \frac{L_X}{L_\odot} \frac{M_\odot}{m} \right)^2, \quad (4.476)$$

где L_\odot и M_\odot означают соответственно светимость и массу Солнца. Описанный эффект накладывает верхний предел на рентгеновскую светимость, вызываемую аккрецией:

$$L_X < 10^{38} \text{ эрг/с}. \quad (4.477)$$

Указанный предел называют пределом Эддингтона. Светимость, обусловленная аккрецией, имеет вид [ср. с уравнением (3.424)]

$$L = \frac{dm}{dt} \frac{Gm}{R}. \quad (4.478)$$

Газ, который перетекает к компактному объекту, обладает большим орбитальным моментом. Поэтому аккреция не является сферически симметричной и газ вращается в аккрецирующем диске вокруг компактного источника. В этом случае скорость v в уравнении (4.475) определяется формулой

$$v \approx \left(\frac{2Gm}{R} \right)^{1/2} \approx 1,15 \cdot 10^{10} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{10^6} \right)^{-1/2} [\text{см/с}]. \quad (4.479)$$

Вследствие вязкости орбитальный момент уменьшается, газ нагревается и создаются условия для генерации рентгеновского излучения. Динамика перетекания газа определяется вращением и магнитным полем звезд. Например, в нейтронной звезде аккрецирующее вещество движется вдоль силовых линий магнитного поля к магнитным полюсам. При этом рентгеновское излучение выходит не из диска, а из горячих пятен в окрестности магнитных полюсов. Эффекты такого рода подробно рассмотрены в [131, 250, 307, 309].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abraham P. B., Brunstein K. A., Cline T. L.*, Production of low energy cosmic-ray electrons, *Phys. Rev.* **150**, 1088 (1966).
2. *Adams J. B., Ruderman M. A., Woo C. H.*, Neutrino pair emission by a stellar plasma, *Phys. Rev.* **129**, 1383 (1963).
3. *Ajsenberg-Selove F.*, Nuclear spectroscopy. New York: Academic Press (1960).
4. *Alfvén H.*, On the sidereal time variation of the cosmic radiation, *Phys. Rev.*, **54**, 97 (1938).
5. *Allen B. J., Gibbons J. H., Macklin R. L.*, Nucleo-synthesis and neutron-capture cross sections, *Advances in nuclear physics*, vol. 4, eds. M. Baranger, E. Vogt, New York, Plenum Press, 1971.
6. *Alpher R. A., Bethe H. A., Gamow G.*, The origin of chemical elements, *Phys. Rev.*, **73**, 803 (1948).
7. *Alpher R. A., Herman R. C.*, Theory of the origin and relative abundance distribution of the elements, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 153 (1950).
8. *Anderson C. D.*, Energies of cosmic-ray particles, *Phys. Rev.*, **41**, 405 (1932).
9. *Anderson C. D., Neddermeyer S. H.*, Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level, *Phys. Rev.*, **50**, 263 (1936).
10. *Arnett W. D.*, Gravitational collapse and weak interactions, *Can. J. Phys.*, **44**, 2553 (1966).
11. *Arnett W. D.*, Mass dependence in gravitational collapse of stellar cores, *Can. J. Phys.*, **45**, 1621 (1967).
12. *Arnett W. D.*, On supernova hydrodynamics, *Astrophys. J.*, **153**, 341 (1968).

13. *Arnett W. D.*, A possible model of supernovae: Detonation of C^{12} , *Astrophys. and Space Sci.*, **5**, 180 (1969).
14. *Arnett W. D.*, Explosive nucleosynthesis in stars, *Astrophys. J.*, **157**, 1369 (1969).
15. *Arnett W. D.*, Galactic evolution and nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, **166**, 153 (1971).
16. *Arnett W. D.*, Hydrostatic oxygen burning in stars: I. Oxygen stars, *Astrophys. J.*, **173**, 393 (1972).
17. *Arnett W. D.*, Explosive nucleosynthesis in stars, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **11**, 73 (1973).
18. *Arnett W. D.*, *Cameron A. G. W.*, Supernova hydrodynamics and nucleosynthesis, *Can. J. Phys.*, **45**, 2953 (1967).
19. *Arnett W. D.*, *Clayton D. D.*, Explosive nucleosynthesis in stars. *Nature*, **227**, 780 (1970).
20. *Arnett W. D.*, *Truran J. W.*, Carbon-burning nucleosynthesis at constant temperature, *Astrophys. J.*, **157**, 339 (1969).
21. *Arnett W. D.*, *Truran J. W.*, *Woosley S. E.*, Nucleosynthesis in supernova models II. The ^{12}C detonation model, *Astrophys. J.*, **165**, 87 (1971).
22. *Arnould M.*, Influence of the excited states of target nuclei in the vicinity of the iron peak on stellar reaction rates, *Astron. Astrophys.*, **19**, 92 (1972).
23. *Aston F. W.*, A new mass-spectrograph and the whole number rule, *Proc. Roy. Soc. London*, **A115**, 487 (1927).
24. *Audouze J.*, *Epherre M.*, *Reeves H.*, Survey of experimental cross sections for proton-induced spallation reactions in He^4 , C^{12} , N^{14} and O^{16} , High energy nuclear reactions in astrophysics, ed. B. Shen, New York, W. A. Benjamin, 1967.
25. *Audouze J.*, *Lequeux J.*, *Reeves H.*, On the cosmic boron abundance, *Astron. Astrophys.*, **28**, 85 (1973).
26. *Baade W.*, *Zwicky F.*, On super-novae, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **20**, 254 (1934).
27. *Baade W.*, *Zwicky F.*, Cosmic rays from super-novae, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **20**, 259 (1934). Перевод: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover (1969).
28. *Baade W.*, *Zwicky F.*, Remarks on super-novae and cosmic rays. *Phys. Rev.* **46**, 76 (1934). Перевод: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover 1969.
29. *Bahcall J. N.*, Beta decay in stellar interiors, *Phys. Rev.*, **126**, 1143 (1962).
30. *Bahcall J. N.*, The exclusion principle and photobeta reactions in nucleogenesis, *Astrophys. J.*, **136**, 445 (1962).
31. *Bahcall J. N.*, Electron capture in stellar interiors, *Astrophys. J.*, **139**, 318 (1964).
32. *Bahcall J. N.*, Solar neutrino cross sections and nuclear beta decay, *Phys. Rev.*, **135**, B137 (1964).
33. *Bahcall J. N.*, Neutrino opacity: I. Neutrino-lepton scattering, *Phys. Rev.*, **136**, B 1164 (1964).
34. *Bahcall J. N.*, Observational neutrino astronomy, *Science* **147**, 115 (1965).
35. *Bahcall J. N.*, *Frautschi S. C.*, Neutrino opacities: II. Neutrino-nucleon interactions, *Phys. Rev.*, **136**, B 1547 (1964).
36. *Bahcall J. N.*, *May R. M.*, The rate of the proton-proton reaction and some related reactions, *Astrophys. J.*, **155**, 501 (1969).
37. *Bahcall J. N.*, *Sears R. L.*, Solar neutrinos, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 25 (1972).
38. *Bahcall J. N.*, *Ulrich R. K.*, Solar neutrinos; III. Composition and magnetic field effects and related inferences, *Astrophys. J.*, **170**, 593 (1971).
39. *Bahcall J. N.*, *Wolf R. A.*, Neutron stars, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 343 (1965).
40. *Bahcall J. N.*, *Wolf R. A.*, Neutron stars: I. Properties of absolute zero temperature, *Phys. Rev.*, **140**, B 1445 (1965).

41. *Bahcall J. N., Wolf R. A.*, Neutron stars: II neutrino cooling and observability, *Phys. Rev.*, **140**, B 1452 (1965).
42. *Bahcall N. A., Fowler W. A.*, The effect of excited nuclear states on stellar reaction rates, *Astrophys. J.*, **157**, 645 (1969).
43. *Bahcall N. A., Fowler W. A.*, Nuclear partition functions for stellar reaction rates, *Astrophys. J.*, **161**, 119 (1970).
44. *Bardin R. K., Barnes C. A., Seeger P. A.*, μ value of O^{14} and the universality of the Fermi interaction, *Phys. Rev.*, **127**, 583 (1962).
45. *Barnes C. A.*, Nucleosynthesis by charged-particle reactions, *Advances in nuclear physics*, vol. 4, eds. M. Baranger, E. Vogt, New York, Plenum Press 1971.
46. *Beaudet G., Petrosian V., Salpeter E. E.*, Energy losses due to neutrino processes, *Astrophys. J.*, **150**, 979 (1967).
47. *Beaudet G., Salpeter E. E., Silvestro M. L.*, Rates for URCA neutrino processes, *Astrophys. J.*, **174**, 79 (1972).
48. *Becquerel H.*, Sur les radiations émises par phosphorescence *Compt. Rend.*, **122**, 420 (1896).
49. *Benjamini R., Londrillo P., Setti G.*, The cosmic black-body radiation and the inverse Compton effect in the radio galaxies: The X-ray background, *Nuovo Cimento*, **B52**, 495 (1967).
50. *Bergeron J.*, Etude des possibilités d'existence d'un plasma intergalactique dense, *Astron. Astrophys.*, **3**, 42 (1969).
51. *Bernas R., Gradsztajn E., Reeves H., Schatzman E.*, On the nucleosynthesis of lithium, berillium and boron, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **44**, 426 (1967).
52. *Bethe H. A.*, Zur Theorie der Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, *Ann. Phys.*, **5**, 325 (1930).
53. *Bethe H. A.*, Bremsformel für Electronen relativistischer Geschwindigkeit, *Z. Phys.* **76**, 293 (1932).
54. *Bethe H. A.*, Nuclear physics, B. Nuclear dynamics, theoretical, *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 69 (1937).
55. *Bethe H. A.*, Energy production in stars, *Phys. Rev.*, **55**, 103, 434 (1939).
56. *Bethe H. A., Critchfield C. L.*, The formation of deuterons by proton combination, *Phys. Rev.*, **54**, 248 (1938).
57. *Bethe H. A., Heitler W.*, On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons, *Proc. Roy. Soc. London* **A146**, 83 (1934).
58. *Bethe H. A., Wills H. H.*, On the annihilation radiation of positrons, *Proc. Roy. Soc. London*, **A150**, 129 (1935).
59. *Bhabha H. J.*, The creation of electron pairs by fast charged particles, *Proc. Roy. Soc. London*, **A152**, 559 (1935).
60. *Bhabha H. J.*, On the calculation of pair creation by fast charged particles and the effect of screening, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 394 (1935).
61. *Bhabha H. J.*, The scattering of positrons by electrons with exchange on Dirac's theory of the positron, *Proc. Roy. Soc. London*, **A154**, 195 (1936).
62. *Blatt J. M., Weisskopf V. F.*, *Theoretical nuclear physics*, New York, Wiley, 1952.
63. *Blin-Stoyle R. J., Freeman J. M.*, Coupling constants and electromagnetic radiative corrections in beta-decay and the mass of the intermediate vector boson, *Nucl. Phys.*, **A150**, 369 (1970).
64. *Bloch F.*, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, *Z. Phys.*, **81**, 363 (1933).
65. *Blumenthal G. R., Gould R. J.*, Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high energy electrons traversing dilute gases, *Rev. Mod. Phys.*, **42** (2), 237 (1970).
66. *Bodansky D., Clayton D. D., Fowler W. A.*, Nucleosynthesis during silicon burning, *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 161 (1968).
67. *Bodansky D., Clayton D. D., Fowler W. A.*, Nuclear quasi-equilibrium during silicon burning, *Astrophys. J. Suppl. No 148*, **16**, 299 (1968).

68. *Bodenheimer P.*, Studies in stellar evolution: II. Lithium depletion during the pre-main sequence contraction, *Astrophys. J.*, **142**, 451 (1965).
69. *Bodenheimer P.*, Depletion of deuterium and beryllium during pre-main sequence evolution, *Astrophys. J.*, **144**, 103 (1966).
70. *Bradt H. L., Peters B.*, Investigation of the primary cosmic radiation with nuclear photographic emulsion, *Phys. Rev.*, **74**, 1928 (1948).
71. *Bradt H. L., Peters B.*, The heavy nuclei of the primary cosmic radiation, *Phys. Rev.*, **77**, 54 (1950).
72. *Brecher K., Morrison P.*, Leakage electrons from normal galaxies, The diffuse cosmic X-ray source, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 802 (1969).
73. *Breit G., Wigner E.*, Capture of slow neutrons, *Phys. Rev.*, **49**, 519 (1936).
74. *Brilloin L.*, Les principes de la nouvelle mécanique ondulatoire, *J. Phys. Radium*, **7**, 321 (1926). Remarques sur la mécanique ondulatoire, *J. Phys. Radium*, **7**, 353 (1926).
75. *Brown J. C.*, The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts, *Solar Phys.*, **18**, 489 (1971).
76. *Brown J. C.*, The decay characteristics of models of solar hard X-ray bursts, *Solar Phys.*, **25**, 158 (1972).
77. *Brown J. C.*, The directivity and polarization of thick target X-ray bremsstrahlung from solar flares, *Solar Phys.*, **26**, 441 (1972).
78. *Brown J. C.*, Thick target X-ray bremsstrahlung from partially ionized targets in solar flares, *Solar Phys.*, **28**, 151 (1973).
79. *Brown R. L., Gould R. J.*, Interstellar absorption of cosmic rays, *Phys. Rev.*, **D1**, 2252 (1970).
80. *Bruenn S. W.*, The effect of URCA shells on the density of carbon ignition in degenerate stellar cores, *Astrophys. J.*, **177**, 459 (1972).
81. *Burbidge G. R.*, Acceleration of cosmic-ray particles among extragalactic nebulae, *Phys. Rev.*, **107**, 269 (1957). Переиздание: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover 1969.
82. *Burbidge G. R.*, X-ray and γ -ray sources, High energy astrophysics, Int. School of physics Enrico Fermi course 35 ed. L. Gratton, New York, Academic Press, 1966.
83. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.*, Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957).
84. *Cameron A. G. W.*, Origin of anomalous abundances of the elements in giant stars, *Phys. Rev.*, **93**, 932 (1954).
85. *Cameron A. G. W.*, Origin of anomalous abundances of the elements in giant stars, *Astrophys. J.*, **121**, 144 (1955).
86. *Cameron A. G. W.*, Photobeta reactions in stellar interiors, *Astrophys. J.*, **130**, 452 (1959).
87. *Cameron A. G. W.*, Pycnonuclear reactions and nova explosions, *Astrophys. J.*, **130**, 916 (1959).
88. *Cameron A. G. W.*, New neutron sources of possible astrophysical interest, *Astron. J.*, **65**, 485 (1960).
89. *Cameron A. G. W.*, Abundances of the elements in the solar system, *Space Sci. Rev.*, **15**, 121 (1973).
90. *Cameron A. G. W., Fowler W. A.*, Lithium and the s-process in red-giant stars, *Astrophys. J.*, **164**, 111 (1971).
91. *Canuto V., Chou C. K.*, Neutrino luminosity by the ordinary URCA process in an intense magnetic field, *Astrophys. Space Sci.*, **10**, 246 (1971).
92. *Canuto V., Chiu H. Y., Chou C. K., Fassio-Canuto L.*, Neutrino bremsstrahlung in an intense magnetic field, *Phys. Rev.*, **D2**, 281 (1970).
93. *Canuto V., Chiuderi C., Chou C. K.*, Plasmon neutrino emission in a strong magnetic field: I. Transverse plasmons. II. Longitudinal plasmons, *Astrophys. Space Sci.*, **7**, 407; **9**, 453 (1970).

94. *Caughlan G. R.*, Approach to equilibrium in the CNO bi-cycle. *Astrophys. J.*, **141**, 688 (1965).
95. *Caughlan G. R.*, *Fowler W. A.*, The mean lifetimes of carbon, nitrogen and oxygen nuclei in the CNO bi-cycle. *Astrophys. J.*, **136**, 453 (1962).
96. *Cesarsky D. A.*, *Moffet A. T.*, *Passachoff J. M.*, 327 MHz observations of the galactic center: Possible detection of a deuterium absorption line. *Astrophys. J.*, **180**, L1 (1973).
97. *Chadwick J.*, The existence of a neutron. *Proc. Roy. Soc. London*, **A136**, 692 (1932).
98. *Chamberlain O.*, *Segre E.*, *Wiegand C.*, *Ypsilantis T.*, Observation of anti-protons. *Phys. Rev.*, **100**, 947 (1955).
99. *Chandrasekhar S.*, *Henrich L. R.*, An attempt to interpret the relative abundances of the elements and their isotopes. *Astrophys. J.*, **95**, 288 (1942).
100. *Chiu H. Y.*, Neutrino emission processes, stellar evolution, and supernovae, part I, part II, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **15**, 1; **16**, 321 (1961).
101. *Chiu H. Y.*, Annihilation process of neutrino production in stars. *Phys. Rev.*, **123**, 1040 (1961).
102. *Chiu H. Y.*, Stellar physics, Waltham, Mass., Blaisdell, 1968.
103. *Chiu H. Y.*, *Morrison P.*, Neutrino emission from black-body radiation at high stellar temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 573 (1960).
104. *Chiu H. Y.*, *Salpeter E. E.*, Surface X-ray emission from neutron stars. *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 413 (1964).
105. *Chiu H. Y.*, *Stabler R. C.*, Emission of photoneutrinos and pair annihilation neutrinos from stars. *Phys. Rev.*, **122**, 1317 (1961).
106. *Chupp E. L.*, Gamma ray and neutron emissions from the Sun. *Space Sci. Rev.* **12**, 486 (1971).
107. *Chupp E. L.*, *Forrest D. J.*, *Higbie P. R.*, *Suri A. N.*, *Tsai C.*, *Dunphy P. P.*, Solar gamma ray lines observed during the solar activity of August 2 to August 11, 1972. *Nature (GB)*, **241**, 335 (1973).
108. *Christensen C. J.*, *Nielsen A.*, *Bahnsen H.*, *Brown W. K.*, *Rustad B. M.*, The half-life of the free neutron. *Phys. Lett.*, **26B**, 11 (1967).
109. *Clayton D. D.*, Cosmoradiogenic chronologies of nucleosynthesis. *Astrophys. J.*, **139**, 637 (1964).
110. *Clayton D. D.*, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, New York, McGraw-Hill, 1968.
111. *Clayton D. D.*, Isotopic composition of cosmic importance. *Nature*, **224**, 56 (1969).
112. *Clayton D. D.*, New prospect for gamma-ray line astronomy. *Nature*, **234**, 291 (1971).
113. *Clayton D. D.*, *Colgate S. A.*, *Fishman G. J.*, Gamma-ray lines from young supernova remnants. *Astrophys. J.*, **155**, 75 (1969).
114. *Clayton D. D.*, *Craddock W. L.*, Radioactivity in supernova remnants. *Astrophys. J.*, **142**, 189 (1965).
115. *Clayton D. D.*, *Silk J.*, Measuring the rate of nucleosynthesis with a gamma-ray detector. *Astrophys. J.*, **158**, L43 (1969).
116. *Clifford F. E.*, *Taylor R. J.*, The equilibrium distribution of nuclides in matter at high temperatures. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **69**, 21 (1965).
117. *Cline T. L.*, *Desai U. D.*, *Klebesadel R. W.*, *Strong I. B.*, Energy spectra of cosmic gamma-ray bursts. *Astrophys. J.*, **185**, L1 (1973).
118. *Colgate S. A.*, *Johnson M. H.*, Hydrodynamic origin of cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 235 (1960).
119. *Colgate S. A.*, *White R. H.*, The hydrodynamic behavior of supernovae explosions. *Astrophys. J.*, **143**, 626 (1966).
120. *Compton A. H.*, A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements. *Phys. Rev.*, **21**, 207 (1923).

121. Cook C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T., B¹², C¹² and the red giants, *Phys. Rev.*, **107**, 508 (1957).
122. Comstock G. M., Fan C. Y., Simpson J. A., Energy spectra and abundances of the cosmic-ray nuclei helium to iron from the OGO1 satellite experiment, *Astrophys. J.*, **155**, 609 (1969).
123. Couch R. G., Shane K. C., The photodisintegration rate of ²⁴Mg, *Astrophys. J.*, **169**, 413 (1971).
124. Cowsik R., Kobetich E. J., Comment on inverse Compton models for the isotopic X-rays background and possible thermal emission from a hot intergalactic gas, *Astrophys. J.*, **177**, 585 (1972).
125. Cox J. P., Giuli R. T., Principles of stellar structure, vol. I, vol. II, New York, Gordon and Breach, 1968.
126. Crandall W. E., Millburn G. P., Pyle R. W., Birnbaum W., C¹²(x, xn)C¹¹ and Al²⁷(x, x2pn)Na²⁴ cross sections at high energies, *Phys. Rev.*, **101**, 329 (1956).
127. Culhane J. L., Thermal continuum radiation from coronal plasmas at soft X-ray wavelengths, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **144**, 375 (1969).
128. Curie I., Joliot F., Émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence des rayons γ très pénétrants, *Comp. Rend.*, **194**, 273 (1932).
129. Danby G., Gaillard J.-M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J., Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrons, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 36 (1962).
130. Darwin C., Source of the cosmic rays, *Nature*, **164**, 1112 (1949). Переиздание: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover, 1966.
131. Davidson K., Ostriker J. P., Neutron star accretion in a stellar wind: Model for a pulsed X-ray source, *Astrophys. J.*, **179**, 585 (1973).
132. Davis L., Modified Fermi mechanism for the acceleration of cosmic rays, *Phys. Rev.*, **101**, 351 (1956).
133. Davis R., Harmer D. S., Hoffman K. C., Search for neutrinos from the Sun, *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1205 (1968).
134. Davison C. M., Evans R. D., Gamma-ray absorption coefficients, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 79 (1952).
135. Debye P., von Hückel E., Zur Theorie der Elektrolyte, I. Gefrierpunktsternniedrigung und verwandte Erscheinungen, II. Das Grenzgesetz für die elektrischche Leitfähigkeit, *Phys. Z.* **24**, 185 (1923).
136. Dirac P. A. M., On the annihilation of electrons and protons, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **26**, 361 (1930).
137. Dismuke N., Rose M. E., Perry C. L., Bell P. R., Tables for the analysis of beta spectra, *Nat. Bur. Stands. (Wash.)*, App. Math. Ser., **13** (1952).
138. Donahue T. M., The significance of the absence of primary electrons for theories of the origin of the cosmic radiation, *Phys. Rev.*, **84**, 972 (1951).
139. Earl J. A., Cloud-chamber observations of primary cosmic-ray electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 125 (1961).
140. Eberhardt P., Geiss J., Graf H., Grogler N., Krahenbuhl U., Schwaller H., Schwarzmüller J., Stettler A., Trapped solar wind noble gases, Kr⁸¹/Kr exposure ages, and K/Ar ages in Apollo 11 lunar material, *Science*, **167**, 558 (1970).
141. Eddington A. S., The internal constitution of the stars, *Nature*, **106**, 14 (1920).
142. Eddington A. S., The internal constitution of the stars, Cambridge, Cambridge University Press, 1926. Переиздание: New York, Dover Publ., 1959.
143. Einstein A., Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, *Ann. Phys.*, **17**, 132 (1905). (Русский перевод: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, том III, изд-во «Наука», М., 1966, стр. 92.)

144. *Einstein A.*, Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? *Ann. Phys.*, **18**, 639 (1905). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, том I, изд-во «Наука», М., 1966, стр. 36.)
145. *Einstein A.*, Das Prinzip von der Erhaltung der Schwerpunktsbewegung und die Trägheit der Energie, *Ann. Phys.*, **20**, 627 (1906). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, том I, изд-во «Наука», М., 1966, стр. 39.)
146. *Einstein A.*, Über die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie, *Ann. Phys.*, **23**, 371 (1907). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, том I, изд-во «Наука», М., 1966, стр. 53.)
147. *Elsasser W. M.*, Sur le principe de Pauli dans les noyaux, *J. Phys. Radium*, **4**, 549 (1933).
148. *Fanselow J. L., Hartman R. C., Hildebrand R. H., Meyer P.*, Charge composition and energy spectrum of primary cosmic-ray electrons, *Astrophys. J.*, **158**, 771 (1969).
149. *Fassio-Canuto L.*, Neutron beta decay in a strong magnetic field, *Phys. Rev.*, **187**, 2141 (1969).
150. *Feenberg E., Primakoff H.*, Interaction of cosmic-ray primaries with sunlight and starlight, *Phys. Rev.*, **73**, 449 (1948).
151. *Feenberg E., Trigg G.*, The interpretation of comparative half-lives in the Fermi theory of beta-decay, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 399 (1950).
152. *Feingold A. M.*, Table of ft values in beta-decay, *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 10 (1951).
153. *Felten J. E., Morrison P.*, Recoil photons from scattering of starlight by relativistic electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 453 (1963).
154. *Felten J. E., Morrison P.*, Omnidirectional inverse Compton and synchrotron radiation from cosmic distributions of fast electrons and thermal photons, *Astrophys. J.*, **146**, 686 (1966).
155. *Fermi E.*, Eine statistische Methode zur Bestimmung einiger Eigenschaften des Atoms und ihre Anwendung auf die Theorie des periodischen Systems der Elemente, *Z. Physik*, **48**, 73 (1928).
156. *Fermi E.*, Versuch einer Theorie der β -Strahlen I, *Z. Physik*, **88**, 161 (1934). (Русский перевод: *Ферми Э.*, Научные труды, том I, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 525.)
157. *Fermi E.*, The absorption of mesotrons in air and in condensed materials, *Phys. Rev.*, **56**, 1242 (1939).
158. *Fermi E.*, The ionization loss of energy in gases and in condensed materials, *Phys. Rev.*, **57**, 485 (1940). (Русский перевод: *Ферми Э.*, Научные труды, том II, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 22.)
159. *Fermi E.*, On the origin of cosmic radiation, *Phys. Rev.*, **75**, 1169 (1949). Переиздание: *Selected papers on cosmic ray origin theories*, ed. S. Rosen, New York, Dover, 1969. (Русский перевод: *Ферми Э.*, Научные труды, том II, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 439.)
160. *Fermi E.*, Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation, *Astrophys. J.*, **119**, 1 (1954). Переиздание: *Selected papers on cosmic ray origin theories*, ed. S. Rosen, New York, Dover, 1969. (Русский перевод: *Ферми Э.*, Научные труды, том II, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 637.)
161. *Fermi E., Uhlenbeck G. E.*, On the recombination of electrons and positrons, *Phys. Rev.*, **44**, 510 (1933). (Русский перевод: *Ферми Э.*, Научные труды, том I, изд-во «Наука», М., 1971, стр. 510.)
162. *Festa G. G., Ruderman M. A.*, Neutrino-pair bremsstrahlung from a degenerate electron gas, *Phys. Rev.*, **180**, 1227 (1969).
163. *Feynmann R. P., Gell-Mann M.*, Theory of the Fermi interaction, *Phys. Rev.*, **109**, 193 (1958).
164. *Field G. B., Henry R. C.*, Free-free emission by intergalactic hydrogen, *Astrophys. J.*, **140**, 1002 (1964).

165. *Finzi A.*, Vibrational energy of neutron stars and the exponential light curves of type I supernovae, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 599 (1965).
166. *Finzi A.*, Cooling of a neutron star by URCA process, *Phys. Rev.*, **137**, B 472 (1965).
167. *Finzi A.*, *Wolf R. A.*, Type I supernovae, *Astrophys. J.*, **150**, 115 (1967).
168. *Finzi A.*, *Wolf R. A.*, Hot, vibrating neutron stars, *Astrophys. J.*, **153**, 835 (1968).
169. *Fishman G. J.*, *Clayton D. D.*, Nuclear gamma rays from ${}^7\text{Li}$ in the galactic cosmic radiation, *Astrophys. J.*, **178**, 337 (1972).
170. *Forman W.*, *Jones C. A.*, *Liller W.*, Optical studies of UHURU sources, III. Optical variations of the X-rays eclipsing system HZ Herculis, *Astrophys. J.*, **177**, L 103 (1972).
171. *Fowler W. A.*, Experimental and theoretical results on nuclear reactions in stars, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège*, **14**, 88 (1954).
172. *Fowler W. A.*, Completion of the proton-proton reaction chain and the possibility of energetic neutrino emission by hot stars, *Astrophys. J.*, **127**, 551 (1958).
173. *Fowler W. A.*, Experimental and theoretical results on nuclear reactions in stars II, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, Ser. 5*, **3**, 207 (1959).
174. *Fowler W. A.*, What cooks with solar neutrinos, *Nature*, **238**, 24 (1972).
175. *Fowler W. A.*, *Burbidge G. R.*, *Burbidge E. M.*, Nuclear reactions and element synthesis in the surfaces of stars, *Astrophys. J., Suppl. No. 17*, **2**, 167 (1955).
176. *Fowler W. A.*, *Caughlan G. R.*, *Zimmerman B. A.*, Thermonuclear reaction rates, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 525 (1967).
177. *Fowler W. A.*, *Caughlan G. R.*, *Zimmerman B. A.*, Thermonuclear reaction rates, частное сообщение, 1974, см. также *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69 (1975).
178. *Fowler W. A.*, *Greenstein J. L.*, Element building reactions in stars, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **42**, 173 (1956).
179. *Fowler W. A.*, *Greenstein J. L.*, *Hoyle F.*, Nucleosynthesis during the early history of the solar system, *J. Geophys. Res., Roy. Astron. Soc.*, **6**, 148 (1962).
180. *Fowler W. A.*, *Hoyle F.*, Nuclear cosmochronology, *Ann. Phys.*, **10**, 280 (1960).
181. *Fowler W. A.*, *Hoyle F.*, Neutrino processes and pair formation in massive stars and supernovae, *Astrophys. J. Suppl.*, **9**, 201 (1964). (Русский перевод: *Фаулер У.*, *Хойл Ф.*, Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых, изд-во «Мир», М., 1967.)
182. *Fowler W. A.*, *Reeves H.*, *Silk J.*, Spallation limits on interstellar fluxes of low-energy cosmic rays and nuclear gamma rays, *Astrophys. J.*, **162**, 49 (1970).
183. *Freeman J. M.*, *Clark G. J.*, *Ryder J. S.*, *Burcham W. E.*, *Sguier G. T. A.*, *Draper J. E.*, Present values of the weak interaction coupling constants, U. K. Atom. Energy Res. Group, 1972.
184. *Freier P.*, *Lofgren E. J.*, *Ney E. P.*, *Oppenheimer F.*, *Bradt H. L.*, *Peters B.*, Evidence for heavy nuclei in the primary cosmic radiation, *Phys. Rev.*, **74**, 1818 (1948).
185. *Freier P. S.*, *Waddington C. J.*, Singly and doubly charged particles in the primary cosmic radiation, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4261 (1968).
186. *Friedman H.*, Cosmic X-ray sources: A progress report, *Science*, **181**, 395 (1973).
187. *Fröberg C. E.*, Numerical treatment of Coulomb wave functions, *Rev. Mod. Phys.*, **27**, 399 (1955).
188. *Gamov G.*, Zur Quantentheorie des Atomkernes, *Z. Physik*, **51**, 204 (1928).
189. *Gamov G.*, Expanding universe and the origin of the elements, *Phys. Rev.*, **70**, 572 (1946).

190. *Gamov G., Schoenberg M.*, Neutrino theory of stellar collapse, *Phys. Rev.*, **59**, 539 (1941).
191. *Гандельман Г. М., Пинаев В. С.*, Испускание нейтринных пар электронами и его роль в звездах, *ЖЭТФ*, **37**, 1072 (1959).
192. *Gardner E., Lattes C. M. G.*, Production of mesons by the 184 inch Berkeley cyclotron, *Science*, **107**, 270 (1948).
193. *Garvey G. T., Gerage W. J., Jaffe R. L., Talmi I., Kelson I.*, Set of nuclear-mass relations and a resultant mass table, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, S 1 (1969).
194. *Giacconi R., Murray S., Gursky H., Kellogg E., Schreier E., Tananbaum H.*, The UHURU catalog of X-ray sources, *Astrophys. J.*, **178**, 281 (1972).
195. *Gilbert A., Cameron A. G. W.*, A composite nuclear-level density formula with shell corrections, *Can. J. Phys.*, **43**, 1446 (1965).
196. *Ginzburg V. L.*, Elementary processes for cosmic ray astrophysics, *New York, Gordon and Breach*, 1969. (См. также *Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.*, *УФН*, **84**, 201 (1964). — *Ред.*)
197. *Gold T.*, Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources, *Nature*, **218**, 731 (1968).
198. *Goldreich P., Julian W. H.*, Pulsar electrodynamics, *Astrophys. J.*, **157** 869 (1969).
199. *Голдрайх П., Моррисон Ф.*, О поглощении гамма-лучей в межгалактическом пространстве, *ЖЭТФ*, **45**, 344 (1963).
200. *Goldschmidt V. M.*, Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. IX, Die Mengenverhältnisse der Elemente und der Atom-Arten, *Script. Norske Videnskaps-Akad. Oslo I, Mat. Nat.*, No. 4 (1937).
201. *Gould R. J.*, High-energy photons from the Compton-synchrotron process in the Crab nebula, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 577 (1965).
202. *Gould R. J., Schröder G.*, Opacity of the universe to high-energy photons, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 252 (1966).
203. *Graboske H. C., de Witt H. E., Grossman A. S., Cooper M. S.*, Screening factors for nuclear reactions. II. Intermediate screening and astrophysical applications, *Astrophys. J.*, **181**, 457 (1973).
204. *Gradsztajn E.*, Production of Li, Be, and B isotopes in C, N, and O. High energy nuclear reactions in astrophysics, ed. B. Shen, New York, W. A. Benjamin, 1967.
205. *Green A. E. S.*, Coulomb radius constant from nuclear masses, *Phys. Rev.*, **95**, 1006 (1954).
206. *Greenstein J. L.*, A search for He³ in the Sun, *Astrophys. J.*, **113**, 531 (1951).
207. *Greenstein J. L., Richardson R. S.*, Lithium and the internal circulation of the Sun, *Astrophys. J.*, **113**, 536 (1951).
208. *Grevesse N.*, Solar abundances of lithium, beryllium, and boron, *Solar Phys.*, **5**, 159 (1968).
209. *Gurney R. W., Condon E. U.*, Wave mechanics and radioactive disintegration, *Nature*, **122**, 493 (1928).
210. *Gurney R. W., Condon E. U.*, Quantum mechanics and radioactive disintegration, *Phys. Rev.*, **33**, 127 (1929).
211. *Hansen C. J.*, Some weak interaction processes in highly evolved stars, *Astrophys. Space Sci.*, **1**, 499 (1968).
212. *Hansen C. J.*, Explosive carbon-burning nucleosynthesis, *Astrophys. Space Sci.*, **14**, 389 (1971).
213. *Hayakawa S.*, Cosmic ray physics, New York, Wiley, 1969. (Русский перевод: *Хаякава С.*, Физика космических лучей, изд-во «Мир», М., ч. I, 1973; ч. II, 1974.)
214. *Hayakawa S., Hayashi C., Nishida M.*, Rapid thermonuclear reactions in supernova explosions, *Suppl. Prog. Theor. Phys. (Japan)*, **16**, 169 (1960).
215. *Hayashi C., Hoshi R., Sugimoto D.*, Evolution of stars, *Prog. Theor. Phys. (Japan)*, *Suppl.*, **22**, 1 (1962).

216. *Heisenberg W.*, Über den Bau der Atomkerne I, *Z. Physik*, **77**, 1 (1932).
217. *Heitler W.*, The quantum theory of radiation, Oxford, Oxford University Press, 1954.
218. *Heitler W., Nordheim L.*, Sur la production des paires par des chocs de particules lourdes, *J. Phys. Radium*, **5**, 449 (1934).
219. *Henry R. C., Fritz G., Meekins J. F., Friedman H., Byram E. T.*, Possible detection of a dense intergalactic plasma, *Astrophys. J. Lett.*, **153**, L11 (1968).
220. *Hess V. F.*, Über die Absorption der γ -Strahlen in der Atmosphäre, *Phys. Z.*, **12**, 998 (1911).
221. *Hess V. F.*, Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten, *Phys. Z.*, **13**, 1084 (1912).
222. *Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A.*, Observation of a rapidly pulsating radio source, *Nature*, **217**, 709 (1968). (Русский перевод в сб. «Пульсары», изд-во «Мир», М., 1971, стр. 27.)
223. *Ван Хееу Н., Шабалин Е. П.*, О роли процесса $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$ в нейтринном излучении звезд, *ЖЭТФ*, **44**, 1003 (1963).
224. *van Horn H. M., Salpeter E. E.*, WKB approximation in three dimensions, *Phys. Rev.*, **157**, 751 (1967).
225. *Howard W. M., Arnett W. D., Clayton D. D.*, Explosive nucleosynthesis in helium zones, *Astrophys. J.*, **165**, 495 (1971).
226. *Howard W. M., Arnett W. D., Clayton D. D., Woosley S. E.*, Nucleosynthesis of rare nuclei from seed nuclei in explosive carbon burning, *Astrophys. J.*, **175**, 201 (1972).
227. *Hoyle F.*, The synthesis of elements from hydrogen *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 343 (1946).
228. *Hoyle F.*, On nuclear reactions occurring in very hot stars. I. The synthesis of elements from carbon to nickel, *Astrophys. J. Suppl.*, **1**, 121 (1954).
229. *Hoyle F., Fowler W. A.*, Nucleosynthesis in supernovae, *Astrophys. J.*, **132**, 565 (1960).
230. *Hoyle F., Tayler R. J.*, The mystery of the cosmic helium abundance, *Nature*, **203**, 1108 (1964).
231. *Hudson H. S.*, Thick-target processes and white light flares, *Solar Phys.*, **24**, 414 (1972).
232. *Hull M. H., Briet G.*, Coulomb wave functions, *Handbuch der Physik*, vol. XLI, Nuclear reactions. II. Theory, ed. S. Flügge, Göttingen — Heidelberg, Springer 1959, p. 408.
233. *Iben I.*, The Cl^{37} solar neutrino experiment and the solar helium abundance, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **54**, 164 (1969).
234. *Inman C. L., Ruderman M. A.*, Plasma neutrino emission from a hot, dense electron gas, *Astrophys. J.*, **140**, 1025 (1964).
235. *Ito K.*, Stellar synthesis of the proton-rich heavy elements, *Prog. Theor. Phys. (Japan)*, **26**, 990 (1961).
236. *de Jager C., Kundu M. R.*, A note on bursts of radio emission and high energy (>20 KeV) X-rays from solar flares, *Space Res.*, **3**, 836 (1963).
237. *Jelley J. V.*, High-energy γ -ray absorption in space by a 3.5° K microwave field, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 479 (1966).
238. *Källén G.*, Radioactive corrections to β -decay and nucleon form factors, *Nucl. Phys.*, **B1**, 225 (1967).
239. *Kinman T. D.*, An attempt to detect deuterium in the solar atmosphere, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **116**, 77 (1956).
240. *Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A.*, Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin, *Astrophys. J.*, **182**, L 85 (1973).
241. *Klein O., Nishina Y.*, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, *Z. Physik*, **52**, 853 (1929).

242. *Kodama T.*, β -stability line and liquid-drop mass formulas, *Prog. Theor. Phys. (Japan)*, **45**, 1112 (1971).
243. *Kolhörster W.*, Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in grösseren Höhen, *Phys. Z.*, **14**, 1153 (1913).
244. *Konopinski E. J.*, The experimental classification of the laws of β -radioactivity, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9**, 99 (1959).
245. *Konopinski E. J.*, The theory of beta radioactivity, Oxford, Oxford at the Clarendon Press, 1966.
246. *Kramers H. A.*, On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum, *Phil. Mag.*, **46**, 836 (1923).
247. *Kramers H. A.*, Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung, *Z. Phys.*, **39**, 828 (1926).
248. *Kuchowicz B.*, Nuclear astrophysics, A bibliographical survey, New York, Gordon and Breach, 1967.
249. *Kulsrud R. M.*, *Ostriker J. P.*, *Gunn J. E.*, Acceleration of cosmic rays in supernova remnants, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 636 (1972).
250. *Lamb F. K.*, *Pethick C. J.*, *Pines D.*, A model for compact X-ray sources, Accretion by rotating magnetic stars, *Astrophys. J.*, **184**, 271 (1973).
251. *Ландау Л. Д.*, *Померанчук И. Я.*, Пределы применимости теории тормозного излучения электронов и образования пар при больших энергиях, *Докл. АН СССР*, **92**, 535 (1953).
252. *Landstreet J. D.*, Synchrotron radiation on neutrinos and its astrophysical significance, *Phys. Rev.*, **153**, 1372 (1967).
253. *Lattes C. M. G.*, *Occhialini G. P. S.*, *Powell C. F.*, Observations of the tracks of slow mesons in photographic emulsions, *Nature*, **160**, 453 (1947).
254. *Lederer C. M.*, *Hollander J. M.*, *Perlman J.*, Table of isotopes, New York, Wiley, 1967.
255. *Lin R. P.*, *Hudson H. S.*, 10—100 KeV electron acceleration and emission from solar flares, *Solar Phys.*, **17**, 412 (1971).
256. *Lingenfeleter R. E.*, Solar flare optical, neutron, and gamma-ray emission, *Solar Phys.*, **8**, 341 (1969).
257. *Lingenfelter R. E.*, *Ramaty R.*, High energy nuclear reactions in solar flares, High energy nuclear reactions in astrophysics, ed. B. Shen, New York, W. A. Benjamin, 1967.
258. *Lyons P. B.*, Total yield measurements in $^{24}\text{Mg}(\alpha\gamma)^{28}\text{Si}$, *Nucl. Phys.*, **A130**, 25 (1969).
259. *Lyons P. B.*, *Toevs J. W.*, *Sargood J. W.*, Total yield measurements in $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, *Phys. Rev.*, **C2**, 22041 (1969).
260. *Macklin R. L.*, Were the lightest stable isotopes produced by photodissociation?, *Astrophys. J.*, **162**, 353 (1970).
261. *Major J. K.*, *Biedenharn L. C.*, Sargent diagram and comparative half-lives for electron capture transitions, *Rev. Mod. Phys.*, **26**, 321 (1954).
262. *Marion J. B.*, *Fowler W. A.*, Nuclear reactions with the neon isotopes in stars, *Astrophys. J.*, **125**, 221 (1957).
263. *Marshak R. E.*, *Bethe H. A.*, On the two-meson hypothesis, *Phys. Rev.*, **72**, 506 (1947).
264. *Матинян С. Г.*, *Цилосани Н. Н.*, Превращение фотонов в нейтринные пары и его роль в звездах, *ЖЭТФ*, **41**, 1681 (1961).
265. *Mayer M. G.*, On closed shells in nuclei, *Phys. Rev.*, **74**, 235 (1948).
266. *McCammon D.*, *Bunner A. N.*, *Coleman P. L.*, *Kraushaar W. L.*, A search for absorption of the soft X-ray diffuse flux by the small Magellanic cloud, *Astrophys. J.*, **168**, L33 (1971).
267. *Meneguzzi M.*, *Audouze J.*, *Reeves H.*, The production of the elements Li, Be, B by galactic cosmic rays in space and its relation with stellar observations, *Astron. Astrophys.*, **15**, 337 (1971).
268. *Michaud G.*, *Fowler W. A.*, Thermohuclear reaction rates at high temperatures, *Phys. Rev.*, **C2**, 22041 (1970).

269. *Michaud G., Fowler W. A.*, Nucleosynthesis in silicon burning, *Astrophys. J.*, **173**, 157 (1972).
270. *Migdal A. B.*, Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies, *Phys. Rev.*, **103**, 1811 (1956).
271. *Milne D. K.*, Nonthermal galactic radio sources, *Austral. J. Phys.*, **23**, 425 (1970).
272. *Mittler H. E.*, Cosmic-ray production of deuterium, He³, lithium, beryllium, and boron in the Galaxy, *Smithsonian Ap. Obs. Spec. Rpt.*, 330 (1970).
273. *Möller C.*, On the capture of orbital electrons by nuclei, *Phys. Rev.*, **51**, 84 (1937).
274. *Morrison P.*, On gamma-ray astronomy, *Nuovo Cimento*, **7**, 858 (1958).
275. *Morrison P., Olbert S., Rossi B.*, The origin of cosmic rays, *Phys. Rev.*, **94**, 440 (1954).
276. *Murota T., Ueda A.*, On the foundation and the applicability of Willams — Weizsäcker method, *Prog. Theor. Phys.*, **16**, 497 (1956).
277. *Murota T., Ueda A., Tanaka H.*, The creation of an electron pair by a fast charged particle, *Progr. Theor. Phys.*, **16**, 482 (1956).
278. *Myers W. D.*, Droplet model nuclear density distributions and single-particle potential wells, *Nucl. Phys.*, **A145**, 387 (1970).
279. *Myers W. D., Swiatecki W. J.*, Nuclear masses and deformations, *Nucl. Phys.*, **81**, 1 (1966).
280. *Neddermeyer S. H., Anderson C. D.*, Note on the nature of cosmic-ray particles, *Phys. Rev.*, **51**, 884 (1937).
281. *Nelms A. T.*, Graphs of the Compton energy-angle relationship and the Klein — Nishina formula from 10 KeV to 500 MeV, *Cir. Nat. Bur. Stands*, No. 542 (1953).
282. *Nishimura J.*, Theory of cascade showers, *Handbuch der Physik*, vol. XLVI/2, Berlin — Heidelberg — New York, Springer, 1967, p. 1.
283. *Nishina Y., Takeuchi M., Ichimiya T.*, On the nature of cosmic ray particles, *Phys. Rev.*, **52**, 1198 (1937).
284. *Nishina Y., Tomonaga S., Kobayasi M.*, On the creation of positive and negative electrons by heavy charged particles, *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Japan*, **27**, 137 (1935).
285. *Никишов А. И.*, Поглощение фотонов больших энергий во Вселенной, *ЖЭТФ*, **41** 549 (1961).
286. *Новиков И. Д., Сюняев Р. А.*, Объяснение аномального содержания гелия в звезде 3 Сеп А, *Астрон. ж.*, **44**, 320 (1967).
287. *Oda M.*, Observational results on diffuse cosmic X-rays, Non-solar X-and gamma ray astronomy, *I. A. U. Symp. No. 37*, ed. L. Gratton, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1970.
288. *Ópik E. J.*, Stellar models with variable composition. II. Sequences of models with energy generation proportional to the fifteenth power of temperature, *Proc. Roy. Irish Acad.*, **A54**, 49 (1951).
289. *Ópik E. J.*, The chemical composition of white dwarfs, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, **14**, 131 (1954).
290. *Oppenheimer J. R., Serber R.*, Note on the nature of cosmic-ray particles, *Phys. Rev.*, **51**, 1113 (1937).
291. *Ostriker J. P., Gunn J. E.*, On the nature of pulsars. I. Theory, *Astrophys. J.*, **157**, 1395 (1969).
292. *Pacini F.*, Energy emission from a neutron star, *Nature*, **216**, 567 (1967).
293. *Paczynski B.*, Carbon ignition in degenerate stellar cores, *Astrophys. Lett.*, **11**, 53 (1972).
294. *Parker E. N.*, Hydromagnetic waves and the acceleration of cosmic rays, *Phys. Rev.*, **99**, 241 (1955). Переиздание: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover, 1969.

295. *Parker E. N.*, Origin and dynamics of cosmic rays, *Phys. Rev.*, **109**, 1328 (1958). Перездание: Selected papers on cosmic ray origin theories, ed. S. Rosen, New York, Dover, 1969
296. *Parker P. D.*, *Bahcall J. N.*, *Fowler W. A.*, Termination of the proton-proton chain in stellar interiors, *Astrophys. J.*, **139**, 602 (1964).
297. *Patterson J. R.*, *Winkler H.*, *Spinka H. M.*, Experimental investigation of the stellar nuclear reaction $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ at low energies, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **13**, 1495 (1968).
298. *Patterson J. R.*, *Winkler H.*, *Zaidins C. S.*, Experimental investigations of the stellar nuclear reaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ at low energies, *Astrophys. J.*, **157**, 367 (1969).
299. *Pauli W.*, Les théories quantiques du magnétisme l'électron magnétique, Rpt. Septieme Conseil. Phys. Solvay, Bruxelles, 1930.
300. *Peterson L. E.*, *Winkler J. R.*, Gamma ray burst from a solar flare, *J. Geophys. Res.*, **64**, 697 (1959).
301. *Peterson V. L.*, *Bahcall J. N.*, Exclusion principle inhibition of beta decay in stellar interiors, *Astrophys. J.*, **138**, 437 (1963).
302. *Petrosian V.*, *Beaudet G.*, *Salpeter E. E.*, Photoneutrino energy loss rates, *Phys. Rev.*, **154**, 1445 (1967).
303. *Пинаев В. С.*, О некоторых процессах образования нейтринных пар в звездах, ЖЭТФ, **45**, 548 (1963).
304. *Pokrowski G. I.*, Versuch der Anwendungen einiger thermodynamischer Gesetzmässigkeiten zur Beschreibung von Erscheinungen in Atomkernen, *Phys. Z.*, **32**, 374 (1931).
305. *Pollack J. B.*, *Fazio G. G.*, Production of π mesons and gamma radiation in the Galaxy by cosmic rays, *Phys. Rev.*, **131**, 2684 (1963).
306. *Понтекорео Б. М.*, Универсальное взаимодействие Ферми и астрофизика, ЖЭТФ, **36**, 1615 (1959).
307. *Prendergast K. H.*, *Burbidge G. R.*, On the nature of some galactic X-ray sources, *Astrophys. J.*, **151**, L 83 (1968).
308. *Preston M. A.*, Physics of the nucleus, Reading, Mass., Addison-Wesley, 1962.
309. *Pringle J. E.*, *Rees M. J.*, Accretion disc models for compact X-ray sources, *Astron. Astrophys.*, **21**, 1 (1972).
310. *Radin J.*, Cross section for $\text{C}^{12}(\alpha, \alpha n)\text{C}^{11}$ at 920 MeV, *Phys. Rev.*, **C2**, 793 (1970).
311. *Ramaty R.*, Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma, *Astrophys. J.*, **158**, 753 (1969).
312. *Ramaty R.*, *Lingenfelter R. E.*, Galactic cosmic-ray electrons, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3687 (1966).
313. *Ramaty R.*, *Petrosian V.*, Free-free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar microwave bursts, *Astrophys. J.*, **178**, 241 (1972).
314. *Ramaty R.*, *Stecker F. W.*, *Misra D.*, Low-energy cosmic ray positrons and 0,51-MeV gamma rays from the Galaxy, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1141 (1970).
315. *Rawitscher G. H.*, Effect of the finite size of the nucleus on μ pair production by gamma rays, *Phys. Rev.*, **101**, 423 (1956).
316. *Reeves H.*, Stellar energy sources, Stellar structure, Stars and stellar systems VIII, eds. L. H. Aller D. B. McLaughlin, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1963. (Русский перевод: Внутреннее строение звезд, ред. Л. Аллер и Д. Б. Мак-Лафлин, изд-во «Мир», М., 1970, стр. 13.)
317. *Reeves H.*, Nuclear reactions in stellar surfaces and their relations with stellar evolution, New York, Gordon and Breach, 1971.
318. *Reeves H.*, *Fowler W. A.*, *Hoyle F.*, Galactic cosmic ray origin of Li, Be, and B in stars, *Nature*, **226**, 727 (1970).
319. *Reeves H.*, *Stewart P.*, Positron-capture processes as a possible source of the p elements, *Astrophys. J.*, **141**, 1432 (1965).

320. *Reines F., Cowan C. L.*, Detection of the free neutrino, *Phys. Rev.*, **92**, 830 (1953).
321. *Рутыс В. И.*, Фоторождение нейтрино на электронах и нейтринное излучение звезд, *ЖЭТФ*, **41**, 1285 (1961).
322. *Röntgen W. C.*, On a new kind of rays, *Nature*, **103**, 274 (1896).
323. *Rosenberg L.*, Electromagnetic interactions of neutrinos, *Phys. Rev.*, **129**, 2786 (1963).
324. *Rosenfeld A. H., Barash — Schmidt N., Barbaro-Galtieri A., Price L. R., Söding P., Wohl C. G., Roos M., Willis W. J.*, Data on particles and resonant states, *Rev. Mod. Phys.*, **40**, 77 (1968).
325. *Rossi B.*, The disintegration of mesotrons, *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 296 (1939).
326. *Rossi B.*, High energy particles, New York, Prentice-Hall, 1952.
327. *Rutherford E.*, Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, *Phil. Mag.*, **47**, 109 (1899).
328. *Rutherford E.*, The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom, *Phil. Mag.*, **21**, 669 (1911).
329. *Rutherford E.*, The structure of the atom, *Phil. Mag.*, **27**, 488 (1914).
330. *Rutherford E., Chadwick J.*, The disintegration of elements by α -particles, *Nature*, **107**, 41 (1921).
331. *Rutherford E., Soddy F.*, The cause and nature of radioactivity, Part I, part II, *Phil. Mag.*, **4**, 370, 569 (1902).
332. *Rutherford E., Soddy F.*, The radioactivity of uranium. A comparative study of the radioactivity of radium and thorium. Condensation of the radioactive emanations. The products of radioactive change and their specific material nature, *Phil. Mag.*, **5**, 441, 445, 561, 576 (1903).
333. *Ryan M., J., Ormes J. F., Balasubrahmanyam V. K.*, Cosmic-ray proton and helium spectra above 50 GeV, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 985 (1972).
334. *Ryter C., Reeves H., Gradsztajn E., Audouze J.*, The energetic of L nuclei formation in stellar atmospheres and its relevance to X-ray astronomy, *Astron. Astrophys.*, **8**, 389 (1970).
335. *Sakata S., Inoue T.*, On the correlations between mesons and Yukawa particles, *Prog. Theor. Phys.*, **1**, 143 (1946).
336. *Salpeter E. E.*, Nuclear reactions in the stars. I. Proton-proton chain, *Phys. Rev.*, **88**, 547 (1952).
337. *Salpeter E. E.*, Nuclear reactions in stars without hydrogen, *Astrophys. J.*, **115**, 326 (1952).
338. *Salpeter E. E.*, Energy production in stars, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 41 (1953).
339. *Salpeter E. E.*, Electron screening and thermonuclear reactions, *Austral. J. Phys.*, **7**, 373 (1954).
340. *Salpeter E. E.*, Nuclear reactions in stars. II. Protons on light nuclei, *Phys. Rev.*, **97**, 1237 (1955).
341. *Salpeter E. E.*, Nuclear reactions in stars. Buildup from helium, *Phys. Rev.*, **107**, 516 (1957).
342. *Salpeter E. E., Van Horn H. M.*, Nuclear reaction rates at high densities, *Astrophys. J.*, **155**, 183 (1969).
343. *Sanders R. H.*, S-process nucleosynthesis in thermal relaxation cycles, *Astrophys. J.*, **150**, 971 (1967).
344. *Sargent W. L. W., Jugaki J.*, The existence of He^9 in 3 Centauri A, *Astrophys. J.*, **134**, 777 (1961).
345. *Sauter F.*, Über den atomaren Photoeffect bei grosser Härte der anregenden Strahlung, *Ann. Phys.*, **9**, 217 (1931).
346. *Schatzman E.*, Les reactions thermonucléaires aux grandes densités, gaz dégénérés et non dégénérés, *Phys. Radium*, **9**, 46 (1948).
347. *Schatzman E.*, L'isotope ^3He dans les étoiles. Application à la théorie des novae et des naines blanches, *Compt. Rend.*, **232**, 1740 (1951).

348. *Schatzman E.*, White dwarfs, Amsterdam, North Holland, 1958.
349. *Schott G. A.*, Electromagnetic radiation and the mechanical reactions arising from it, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1912.
350. *Schramm D. N.*, Explosive r -process nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, **185**, 293 (1973).
351. *Schreier E., Levinson R., Gursky H., Kellogg H., Kellogg E., Tananbaum H., Giacconi R.*, Evidence for the binary nature of Centaurus X-3 from UHURU X-ray observations, *Astrophys. J.*, **172**, L 79 (1972).
352. *Schwariz D. A.*, The isotropy of the diffuse cosmic X-rays determined by OSO-III, *Astrophys. J.*, **162**, 439 (1970).
353. *Schwarzschild M.*, Structure and evolution of stars, Princeton, N. J., Princeton Univ. Press, 1958. (Русский перевод: *Шварцшильд М.*, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.)
354. *Schwaczschild M., Härm R.*, Red giants of population II, *Astrophys. J.*, **136**, 158 (1962).
355. *Schwaczschild M., Härm R.*, Hydrogen mixing by helium-shell flasches, *Astrophys. J.*, **150**, 961 (1967).
356. *Seagrave J. D.*, Radiative capture of protons by C^{13} , *Phys. Rev.*, **85**, 197 (1952).
357. *Sears R. L., Brownlee R. R.*, Stellar evolution and age determinations, Stellar structure, Stars and stellar systems VIII, eds. L. H. Aller, D. B. McLaughlin, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press 1965. (Русский перевод: Внутреннее строение звезд, ред. Л. Аллер и Д. Б. Мак-Лафлин, изд-во «Мир», М., 1970, стр. 290.)
358. *Seeger P. A., Fowler W. A., Clayton D. D.*, Nucleosynthesis of heavy elements by neutron capture, *Astrophys. J. Suppl.*, No. 9, **11**, 121 (1965).
359. *Seeger P. A., Schramm D. N.*, r -Process production ratios of chronologic importance, *Astrophys. J.*, **160**, L 157 (1970).
360. *Shapiro M. M., Silberberg R.*, Heavy cosmic ray nuclei, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **20**, 323 (1970).
361. *Shaw P. B., Clayton D. D., Michel F. C.*, Photon-induced beta decay in stellar interiors, *Phys. Rev.*, **140**, B 1433 (1965).
362. *Шкловский И. С.*, О происхождении космических лучей, Докл. АН СССР, **91**, 475 (1953).
363. *Silberberg R., Tsao C. H.*, Partial cross-sections in high energy nuclear reactions and astrophysical applications. I. Targets with $Z \leq 28$, *Astrophys. J. Suppl.* No. 220, **25**, 315 (1973).
364. *Silk J.*, Diffuse cosmic X and gamma radiation. The isotropic component, *Space Sci. Rev.*, **11**, 671 (1970).
365. *Silk J.*, Diffuse X and gamma radiation, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **11**, 269 (1973).
366. *Sinnott G. H., McDonald F. B.*, Observations of cosmic-ray electrons between 2,7 and 21,5 MeV, *Astrophys. J.*, **157**, 1435 (1969).
367. *Söding P., Bartels J., Barbaro-Gallieri A., Enstrom J. E., Lasinski T. A., Rittenberg A., Rosenfeld A. H., Trippe T. G., Barash-Schmidt N., Bricman C., Chaloripka V.*, Review of particle properties, *Phys. Lett.*, **39B**, 1 (1972).
368. *Spinka H., Winkler H.*, Experimental investigation of the $^{16}O + ^{16}O$ total reaction cross section at astrophysical energies, *Astrophys. J.*, **174**, 455 (1972).
369. *Sterne T. E.*, The equilibrium theory of the abundance of the elements. A statistical investigation of assemblies in equilibrium in which transmutations occur, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 736 (1933).
370. *Sternheimer R. M.*, Density effect for the ionization loss in various materials, *Phys. Rev.*, **103**, 511 (1956).
371. *Stobbe M.*, Zur Quantenmechanik photoelektrischer Prozesse, *Ann. Phys.*, **7**, 661 (1930).

372. *Street J., Stevenson E. C.*, New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron, *Phys. Rev.*, **52**, 1003 (1937).
373. *Suess H. E., Urey H. C.*, Abundances of the elements, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 53 (1956).
374. *Takakura T.*, Implications of solar radio bursts for the study of the solar corona, *Space Sci. Rev.*, **5**, 80 (1966).
375. *Takakura T.*, Theory of solar bursts, *Solar Phys.*, **1**, 304 (1967).
376. *Takakura T.*, Interpretation of time characteristics of solar X-ray bursts referring to associated microwave bursts, *Solar Phys.*, **6**, 133 (1969).
377. *Takakura T., Kai K.*, Energy distribution of electrons producing microwave impulsive bursts and X-ray bursts from the Sun, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **18**, 57 (1966).
378. *Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E. M., Levinson R., Schreier E., Ciaccioni R.*, Discovery of a periodic pulsating binary X-ray source from UHURU, *Astrophys. J.*, **174**, L 143 (1972).
379. *Taylor R. J.*, The origin of the elements, *Prog. Theor. Phys.*, **29**, 490 (1966).
380. *Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N.*, Determination of e/h , using macroscopic quantum phase coherence in superconductors. Implications for quantum electrodynamics and the fundamental physical constants, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 375 (1969).
381. *Thomas L. H.*, The calculation of atomic fields, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **23**, 542 (1927).
382. *Thomson J. J.*, Conductivity of a gas through which cathode rays are passing, *Phil. Mag.*, **44**, 298 (1897).
383. *Thomson J. J.*, Conduction of electricity through gases, Cambridge, Cambridge, University Press, 1906. Переиздание: New York, Dover, 1969.
384. *Tiomno J., Wheeler J. A.*, Charge-exchange reaction of the μ -meson with the nucleus, *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 153 (1949).
385. *Toews J. W., Fowler W. A., Barnes C. A., Lyons P. B.*, Stellar rates for the $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)^{32}\text{S}$ and $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ reactions, *Astrophys. J.*, **169**, 421 (1971).
386. *Tolman R. C.*, Thermodynamical treatment of the possible formation of helium from hydrogen, *J. Am. Chem. Soc.*, **44**, 1902 (1922).
387. *Trubnikov B. A.*, Particle interactions in a fully ionized plasma, *Rev. Plasma Phys.*, **1**, 105 (1965).
388. *Truran J. W.*, The influence of a variable initial composition on stellar silicon burning, *Astrophys. Space Sci.*, **2**, 384 (1968).
389. *Truran J. W.*, Charged particle thermonuclear reactions in nucleosynthesis, *Astrophys. Space Sci.*, **18**, 306 (1972).
390. *Truran J. W., Arnett W. D.*, Nucleosynthesis in explosive oxygen burning, *Astrophys. J.*, **160**, 181 (1970).
391. *Truran J. W., Arnett W. D., Tsuruta S., Cameron A. G. W.*, Rapid neutron capture in supernova explosions, *Astrophys. Space Sci.*, **1**, 129 (1968).
392. *Truran J. W., Cameron A. G. W.*, Evolutionary models of nucleosynthesis in the Galaxy, *Astrophys. Space Sci.*, **14**, 179 (1971).
393. *Truran J. W., Cameron A. G. W.*, The p process in explosive nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, **171**, 89 (1972).
394. *Truran J. W., Cameron A. G. W., Gilbert A.*, The approach to nuclear statistical equilibrium, *Can. J. Phys.*, **44**, 576 (1966).
395. *Truran J. W., Cameron A. G. W., Hilf E.*, Proc. inst. conf. prop. nucl. far from regular beta-stability Geneva report CERN 70-30 (1970).
396. *Tsuda H., Tsuji H.*, Synthesis of Fe-group elements by the rapid nuclear process, *Prog. Theor. Phys.*, **30**, 34 (1963).
397. *Tsuji H.*, Synthesis of 4N and their neighboring nuclei by the rapid nuclear process, *Prog. Theor. Phys.*, **29**, 699 (1963).
398. *Tsuruta S., Cameron A. G. W.*, Composition of matter in nuclear statistical equilibrium at high densities, *Can. J. Phys.*, **43**, 2056 (1965).

399. *Tsuruta S., Cameron A. G. W.*, URCA shells in dense stellar interiors, *Astrophys. and Space Sci.*, **7**, 374 (1970). (Русский перевод в сб. Белые карлики, изд-во «Мир», М., 1975, стр. 149.)
400. *Цытович В. Н.*, Ускорение излучением и вопросы генерации быстрых частиц в космических условиях, I. *Астрон. ж.*, **40**, 612 (1963); II. *Астрон. ж.*, **41**, 7 (1964).
401. *Цытович В. Н.*, Статистическое ускорение частиц в турбулентной плазме, *УФН*, **89**, 89 (1966).
402. *Überall H.*, High-energy interference effect of bremsstrahlung and pair production in crystals, *Phys. Rev.*, **103**, 1055 (1956).
403. *Überall H.*, Polarization of bremsstrahlung from monocrystalline targets, *Phys. Rev.*, **107**, 223 (1957).
404. *Urey H. C., Bradley C. A.*, On the relative abundances of the isotopes, *Phys. Rev.*, **38**, 718 (1931).
405. *Vauclair S., Reeves H.*, Spallation processes in stellar surfaces, Anomalous helium ratios, *Astron. Astrophys.*, **18**, 215 (1972).
406. *Villard M. P.*, Sur le rayonnement du radium *Compt. Rend.*, **130**, 1178 (1900).
407. *Wagoner R. V.*, Synthesis of the elements within objects exploding from very high temperatures, *Astrophys. J., Suppl. No. 162*, **18**, 247 (1969).
408. *Wagoner R. V.*, Big band nucleosynthesis revisited, *Astrophys. J.*, **179**, 343 (1973).
409. *Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.*, On the synthesis of elements at very high temperatures, *Astrophys. J.*, **148**, 3 (1967).
410. *Wallerstein G., Conti P. S.*, Lithium und beryllium in stars, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, 99 (1969).
411. *Wapstra A. H., Gove N. B.*, The 1971 atomic mass evaluation, *Nuclear Data Tables*, **9**, 265 (1971).
412. *Webber W. R.*, The spectrum and charge composition of the primary cosmic radiation, *Handbuch der Physik*, vol. XLVI/2. Cosmic Rays II, ed. K. Sitte, Heidelberg — New York, Springer 1967, p. 181.
413. *Weinreb S.*, A new upper limit to the galactic deuterium-to-hydrogen ratio, *Nature*, **195**, 367 (1962).
414. *Weizsäcker C. F.*, Zur Theorie der Kernmassen, *Z. Physik*, **96**, 431 (1935).
415. *Weizsäcker C. F.*, Über Elementumwandlungen im Innern der Sterne I, *Phys. Z.*, **38**, 176 (1937).
416. *Weizsäcker C. F.*, Über Elementumwandlungen im Innern der Sterne II, *Phys. Z.*, **39**, 633 (1938).
417. *Wentzel D. G.*, Fermi acceleration of charged particles, *Astrophys. J.*, **137**, 135 (1963).
418. *Wentzel D. G.*, Motion across magnetic discontinuities and Fermi acceleration of charged particles, *Astrophys. J.*, **140**, 1013 (1964).
419. *Wentzel G.*, Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik, *Z. Physik*, **38**, 518 (1926).
420. *Weymann R.*, The energy spectrum of radiation in the expanding universe, *Astrophys. J.*, **145**, 560 (1966).
421. *Weymann R.*, Possible thermal histories of intergalactic gas, *Astrophys. J.*, **147**, 887 (1967).
422. *Weymann R., Sears R. L.*, The depth of the convective envelope on the lower main sequence and the depletion of lithium, *Astrophys. J.*, **142**, 174 (1965).
423. *Wheaton W. A., Ulmer M. P., Baity W. A., Datlowe D. W., Elcan M. J., Peterson L. E., Klebesadel R. W., Strong I. B., Cline T. L., Desai V. D.*, The direction and spectral variability of a cosmic gamma-ray burst, *Astrophys. J.*, **185**, L 57 (1973).
424. *Wheeler J. A.*, Mechanism of capture of slow mesons, *Phys. Rev.*, **71**, 320 (1947).

425. *Wigner E., Seitz F.*, On the constitution of metallic sodium II, *Phys. Rev.*, **46**, 509 (1934).
426. *Wildhack W. A.*, The proton-deuteron transformation as a source of energy in dense stars, *Phys. Rev.*, **57**, 81 (1940)
427. *De Witt H. E., Graboske H. C., Cooper M. S.*, Screening factors for nuclear reactions. I. General theory, *Astrophys. J.*, **181**, 439 (1973).
428. *Wolf R. A.*, Rates of nuclear reactions in solid-like stars, *Phys. Rev.*, **137**, B 1634 (1965).
429. *Woosley S. E., Arnett W. D., Clayton D. D.*, Hydrostatic oxygen burning in stars. II. Oxygen burning at balanced power, *Astrophys. J.*, **175**, 731 (1972).
430. *Woosley S. E., Arnett W. D., Clayton D. D.*, The explosive burning of oxygen and silicon, *Astrophys. J. Suppl. No. 231* **26**, 231 (1973).
431. *Yiou F., Seide C., Bernas R.*, Formation cross sections of lithium, beryllium, and boron isotopes produced by spallation of oxygen by high-energy protons, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2447 (1969)
432. *Yukawa H.*, On the interaction of elementary particles I, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17**, 48 (1935).
433. *Yukawa H.*, On a possible interpretation of the penetrating component of the cosmic ray, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **19**, 712 (1937).
434. *Yukawa H.*, On the interaction of elementary particles. IV, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **20**, 720 (1938).
435. *Zaidi M. H.*, Emission of neutrino-pairs from a stellar plasma, *Nuovo Cimento*, **40A**, 502 (1965).
436. *Зельдович Я. Б.*, О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде, *ЖЭТФ*, **33**, 991 (1957).
437. *Zobel W., Maienschein F. C., Todd J. H., Chapman G. T.*, ONRL 4183 (1967).

Глава 5

АСТРОМЕТРИЯ И КОСМОЛОГИЯ

«Строго говоря, на небе нет ни одной неподвижной звезды... вряд ли может остаться сомнение в существовании общего движения всех звездных систем, а следовательно, и Солнечной системы среди прочих».

Ф. В. Гершель, 1753

«Излучающая свет звезда, которая имеет ту же плотность, что и Земля, а диаметр, в двести пятьдесят раз больший, чем у Солнца, вследствие своего притяжения не позволит ни одному лучу достигнуть нас. Поэтому возможно, что наибольшие по светимости тела во Вселенной невидимы».

П. С. Лаплас, 1798

«Законы физических явлений должны быть одинаковыми как для неподвижного наблюдателя, так и для наблюдателя, движущегося равномерно и прямолинейно по отношению к нему... Необходима динамика совершенно нового типа, в которой прежде всего будет выполняться правило, гласящее, что никакая скорость не может быть больше, чем скорость света».

А. Пуанкаре, 1904

5.1. КООРДИНАТЫ

5.1.1. Фигура Земли

Для простоты поверхность Земли на уровне моря можно представить фигурой, образованной эллипсом с эксцентриситетом e и большой полуосью a_e , вращающимся вокруг малой оси. Сплюснутость f , или эллиптичность, связана с эксцентриситетом e соотношением

$$e^2 = 2f - f^2. \quad (5.1)$$

Сплюснутость называют также эллиптичностью или сжатием. Большая полуось a_e представляет собой экваториальный радиус, который связан с полярным радиусом a_p соотношением

$$a_p = a_e (1 - f) = a_e (1 - e^2)^{1/2}. \quad (5.2)$$

Средний радиус $\langle a \rangle$ определяется выражением

$$\langle a \rangle = (a_e^2 a_p)^{1/3}. \quad (5.3)$$

До 1964 г. по международному соглашению в качестве параметров эллипсоида отсчета принимались параметры эллипсоида Хейфорда [185], для которого $a_e = 6,378388 \cdot 10^8$ см и $f = 0,0033670 = 1/297,0$. В новой системе астрономических постоянных [91] $a_e = 6,378160 \cdot 10^8$ см, а измеренное значение $f = 0,0033529 = 1/298,25$.

Для однородного жидкого эллипсоида с массой M и угловой скоростью вращения ω справедливо следующее соотношение, данное Ньютоном [335]:

$$\frac{a_e - a_p}{\langle a \rangle} = \frac{5}{4} \frac{\omega^2 \langle a \rangle^3}{GM}, \quad (5.4)$$

где гравитационная постоянная Ньютона

$$G \approx 6,667 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2/\text{г}^2.$$

Для Земли мы имеем:

$$\begin{aligned} M &= 5,977 \cdot 10^{27} \text{ г}, \\ \omega &= 7,292115 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}, \\ a_e &= 6,378160 \cdot 10^8 \text{ см}, \\ \langle a \rangle &= 6,371030 \cdot 10^8 \text{ см}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Поверхность Земли может быть представлена геоидом — поверхностью постоянного потенциала, который описывается уравнением

$$U = V - \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \cos^2 \varphi, \quad (5.6)$$

где r и φ — радиус и геоцентрическая широта точки поверхности соответственно, а гравитационный потенциал V удовлетворяет уравнению Лапласа [280, 282, 283], записанному в полярных координатах,

$$\begin{aligned} \nabla^2 V &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \\ &+ \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} = 0. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Здесь $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$, а член, содержащий долготу λ , можно не учитывать, если считать поверхность симметричной относительно оси вращения. В этом случае уравнение Лапласа (5.7) имеет решение, найденное Лежандром [288, 289],

$$V = - \frac{GM}{r} \sum_{n=0}^{\infty} J_n \left(\frac{a_e}{r} \right)^n P_n(\theta), \quad (5.8)$$

где зональные гармоники J_n являются безразмерными постоянными, $P_n(\theta)$ — полиномы Лежандра. Выбрав начало системы координат в центре масс, мы получаем $J_1 = 0$. Полагая $J_0 = 1$, уравнение (5.8) можно записать приближенно в форме

$$V \approx -\frac{GM}{r} + \frac{GMa_e^2 J_2}{2r^3} (3 \sin^2 \varphi - 1). \quad (5.9)$$

Если считать, что потенциал U всюду одинаков, то из уравнений (5.6) и (5.9) получаем

$$f = \frac{a_e - a_p}{a_e} = \frac{3}{2} J_2 + \frac{1}{2} m, \quad (5.10)$$

где m — отношение центробежного и гравитационного ускорения на экваторе:

$$m = \omega^2 a_e^3 / (GM). \quad (5.11)$$

Для Земли мы имеем

$$m = 3,4678 \cdot 10^{-3}. \quad (5.12)$$

Измерения, проводимые с помощью искусственных спутников Земли, дают [91]

$$J_2 = 1,08270 \cdot 10^{-3}; \quad (5.13)$$

этому значению соответствует сжатие

$$f = 3,35289 \cdot 10^{-3} = 1/298,25. \quad (5.14)$$

Величину J_2 можно определить по наблюдениям векового движения восходящего узла орбиты Ω по прямому восхождению и перигея орбиты ω искусственных спутников. С точностью до первого порядка мы имеем [270, 286]

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -3\pi \left(\frac{a_e}{a_0}\right)^2 \frac{\cos i_0 J_2}{(1 - e_0^2)^2} \text{ радиан за оборот,}$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \approx -9,97 \left(\frac{a_e}{a_0}\right)^2 (1 - e_0^2)^{-2} \cos i_0 \text{ градусов за сутки,} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = 6\pi \left(\frac{a_e}{a_0}\right)^2 \frac{1 - \frac{5}{4} \sin^2 i_0}{(1 - e_0^2)^2} J_2 \text{ радиан за оборот,}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} \approx 4,98 \left(\frac{a_e}{a_0}\right)^{3/2} (1 - e_0^2)^{-2} (5 \cos^2 i_0 - 1) \text{ градусов за сутки,}$$

где t — время, $a_e \approx 6,378165 \cdot 10^8$ см — земной радиус. Большая полуось a_0 орбиты спутника связана с периодом обращения P

и средней аномалией n уравнениями

$$P = 2\pi a_0^{3/2} / (GM)^{1/2},$$

$$n^2 a_0^3 = GM \left[1 + \frac{3}{4} \frac{J_2 (1 - e_0^2)^{3/2}}{a_0^2 (1 - e_0^2)^2} (1 - 3 \cos^2 i_0) \right].$$

Для Земли произведение гравитационной постоянной G на массу M составляет

$$GM = 3,986032 \cdot 10^{20} \text{ см}^3/\text{с}^2,$$

или $\sqrt{GM} = 17,043570$, если измерять среднее движение числом оборотов за сутки, а полюсь выражать в земных радиусах. Связь эксцентриситета e_0 и наклона i_0 орбиты спутника с величинами a , Ω и ω рассматривается в разд. 5.4.2. Для искусственного спутника эти величины определяются по отношению к центру Земли, экваториальной плоскости Земли и направлению местной вертикали в момент запуска.

Из наблюдений спутников получено, что гармонические коэффициенты J_n в уравнении (5.8) имеют следующие значения:

$$\begin{array}{ll} J_2 = 1082,645 \cdot 10^{-6}, & J_3 = -2,546 \cdot 10^{-6} \\ \pm 6 & \pm 20 \\ J_4 = -1,649 \cdot 10^{-6}, & J_5 = -0,210 \cdot 10^{-6}, \\ \pm 16 & \pm 25 \\ J_6 = 0,646 \cdot 10^{-6}, & J_7 = -0,333 \cdot 10^{-6}, \\ \pm 30 & \pm 39 \\ J_8 = -0,270 \cdot 10^{-6}, & J_9 = -0,053 \cdot 10^{-6}, \\ \pm 50 & \pm 60 \\ J_{10} = -0,054 \cdot 10^{-6}, & J_{11} = 0,302 \cdot 10^{-6}, \\ \pm 50 & \pm 35 \\ J_{12} = -0,357 \cdot 10^{-6}, & J_{13} = -0,114 \cdot 10^{-6}, \\ \pm 47 & \pm 84 \\ J_{14} = -0,179 \cdot 10^{-6}. & \\ \pm 63 & \end{array}$$

Детальные формулы для нахождения коэффициентов более высокого порядка приведены в работах [261, 265—267, 286, 344] и в книге Каулы [248].

Ускорение свободного падения на поверхности g определяется выражением

$$g = -\nabla U. \quad (5.16)$$

Из уравнений (5.6), (5.9) и (5.16) следует, что

$$g = g_e \left[1 + \left(\frac{5m}{2} - f \right) \sin^2 \varphi \right], \quad (5.17)$$

где ускорение свободного падения на экваторе равно

$$g_e = -\frac{GM}{a_e^2} \left(1 + \frac{3}{2} J_2 - m\right). \quad (5.18)$$

Соотношение (5.17) называется теоремой Клеро в честь ученого, получившего его для вращающегося однородного жидкого эллипсоида [88]. С учетом членов более высокого порядка

$$g = g_e \left[1 + \left(\frac{5}{2} m - f - \frac{17}{14} mf \right) \sin^2 \varphi + \left(\frac{f^2}{8} - \frac{5}{8} mf \right) \sin^2 2\varphi \right]. \quad (5.19)$$

Используя значения f , m , J_2 и a_e , приведенные выше для Земли, получаем

$$g_e = 978,03090 \text{ см/с}^2, \quad (5.20)$$

$$g = (978,03090 + 5,18552 \sin^2 \varphi - 0,00570 \sin^2 2\varphi) \text{ см/с}^2. \quad (5.21)$$

Поверхность геоида описывается уравнением

$$r = a_e (1 - f \sin^2 \varphi). \quad (5.22)$$

Положение на Земле задается посредством астрономической широты φ , которая определяется как угол между направлением отвесной линии в данной точке Земли и экваториальной плоскостью. Из уравнения (5.17) следует, что астрономическая широта на высоте h больше, чем на уровне моря, на величину

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= -\frac{h}{a_e g_e} \frac{\partial g}{\partial \varphi} \approx -\frac{h}{a_e} \left(\frac{5m}{2} - f \right) \sin 2\varphi \approx \\ &\approx -1,72 \cdot 10^{-4} h \sin 2\varphi \text{ [угловых секунд]}, \quad (5.23) \end{aligned}$$

если h выражать в метрах и принять, что 1 радиан = = 206 264,806''.

Астрономическая широта, приведенная к уровню моря и исправленная за местные аномалии гравитационного поля, называется геодезической широтой φ . Геоцентрический радиус-вектор ρ и геоцентрическая широта φ' связаны с геодезической широтой φ уравнением

$$\operatorname{tg} \varphi' = (1 - f)^2 \operatorname{tg} \varphi \quad (5.24)$$

или

$$\varphi' - \varphi = -11' 32,7430'' \sin 2\varphi + 1,1633'' \sin 4\varphi - 0,0026'' \sin 6\varphi,$$

а также

$$\begin{aligned} \rho = a_e (0,998327073 + 0,001676438 \cos 2\varphi - 0,000003519 \cos 4\varphi + \\ + 0,000000008 \cos 6\varphi). \end{aligned}$$

Разложения, связывающие h и φ с ρ и φ' , приведены в [325].

5.1.2. Координаты на небесной сфере

Небесные координаты определяются относительно нижеперечисленных точек и больших кругов небесной сферы.

Северный и южный полюса мира: соответствующие точки пересечения небесной сферы с продолжением земной оси в северном и южном направлениях.

Зенит и надир: соответствующие точки пересечения небесной сферы с продолжением линии отвеса в точке наблюдения вверх и вниз.

Небесный экватор: большой круг, образуемый пересечением небесной сферы с плоскостью земного экватора.

Эклиптика: видимый путь Солнца, совершаемый по большому кругу небесной сферы в течение года. Плоскость эклиптики наклонена под углом $23^{\circ}27'$ к плоскости небесного экватора. Более точные значения наклона эклиптики к экватору зафиксированы в эфемеридах.

Точка весеннего равноденствия: та точка пересечения эклиптики с небесным экватором, которую Солнце проходит при движении из южного полушария в северное. Точка весеннего равноденствия обозначается Υ и иногда называется первой точкой Овна. Часовой угол в полночь и в момент кульминации точки весеннего равноденствия на Гринвичской обсерватории приводится в эфемеридах.

Горизонт: большой круг, определяемый пересечением небесной сферы с плоскостью, перпендикулярной линии отвеса наблюдателя и проходящей через наблюдателя.

Меридиан: большой круг, перпендикулярный горизонту и проходящий через зенит и северный полюс мира.

Точка севера: точка пересечения меридиана и горизонта в северной части неба.

Круг высоты, или вертикал: любой большой круг, проходящий через точки зенита и надира и поэтому перпендикулярный плоскости горизонта.

Круг склонения, или часовой круг: любой большой круг, проходящий через северный и южный полюса мира и поэтому перпендикулярный плоскости небесного экватора.

Круг широты: любой большой круг, проходящий через полюса эклиптики и поэтому перпендикулярный плоскости эклиптики.

Галактический экватор: большой круг, образуемый пересечением небесной сферы с продолжением плоскости Галактики. Плоскость галактического экватора наклонена под углом $62^{\circ}36'$ к плоскости небесного экватора.

Северный полюс Галактики: точка пересечения небесной сферы с продолжением оси вращения Галактики в северном направ-

лении. Экваториальные координаты этой точки равны $\alpha = 12^{\text{h}}49^{\text{m}}$ и $\delta = 27^{\circ}24'$ для эпохи 1950,0 [47].

Галактический центр: центр нашей Галактики имеет экваториальные координаты $\alpha = 17^{\text{h}}42^{\text{m}}24^{\text{s}}$ и $\delta = -28^{\circ}55'$ для эпохи 1950,0 [47].

Круг галактической широты: любой большой круг, проходящий через галактические полюса и поэтому перпендикулярный галактическому экватору.

Существуют следующие системы небесных координат.

Горизонтальная система координат. Высота a светила — угол, выражаемый в градусах, между горизонтом и светилом, измеряемый вдоль круга высоты, проходящего через светило. Высота считается положительной или отрицательной, если светило находится над или под горизонтом соответственно. Зенитное расстояние z равно $90^{\circ} - a$. Азимут A — угол, выражаемый в градусах и отсчитываемый от точки севера вдоль горизонта в сторону востока до пересечения горизонта с кругом высоты, проходящим через светило.

Экваториальная система координат. Склонением δ светила называется угол, выражаемый в градусах и отсчитываемый от небесного экватора до светила вдоль круга склонения, проходящего через светило. Склонение является положительным или отрицательным, если светило находится к северу или к югу от небесного экватора соответственно. Прямым восхождением α называется угол, выражаемый в градусах (или часовой мере) и измеряемый от точки весеннего равноденствия вдоль небесного экватора в направлении от юга к востоку до точки пересечения небесного экватора с кругом склонения, проходящим через светило. Часовым углом h называется угловое расстояние, выражаемое в градусах (или часовой мере) и измеряемое вдоль небесного экватора от точки пересечения его с меридианом к западу до точки пересечения его с кругом склонения, проходящим через светило.

Эклиптическая система координат. Астрономической широтой β светила называется угол в градусах, измеряемый между эклипкой и объектом вдоль круга астрономической широты, проходящего через объект. Астрономическая широта считается положительной или отрицательной при измерении к северу или югу от эклиптики соответственно. Астрономической долготой λ называется угол в градусах, измеряемый вдоль эклиптики через юг к востоку между точкой весеннего равноденствия и точкой пересечения эклиптики с кругом астрономической широты, проходящим через светило.

Галактическая система координат. Галактической широтой b^{II} светила называется угол, выражаемый в градусах и измеряемый вдоль круга галактической широты этого светила между

галактическим экватором и светилом. Галактическая широта считается положительной или отрицательной при измерении к северу или югу от галактического экватора соответственно. Галактической долготой l^I называется угол, выражаемый в градусах и измеряемый вдоль галактического экватора от галактического центра в направлении через юг к востоку до точки пересечения с кругом галактической широты, проходящим через светило. В старой системе галактических координат [341] северный

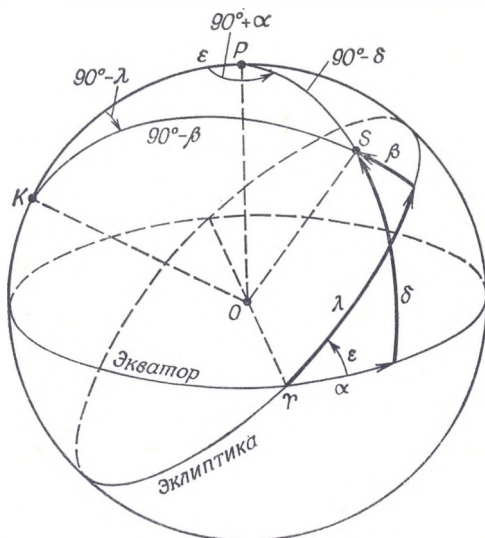


Рис. 32. Графическое представление экваториальных и эклиптических координат на небесной сфере. Здесь α и δ — прямое восхождение и склонение, λ и β — астрономические долгота и широта, Γ — точка весеннего равноденствия, ϵ — наклон эклиптики. Буквы K , P , S и O обозначают соответственно полюс эклиптики, северный полюс мира, положение небесного тела и положение наблюдателя. Эклиптикой называют видимый путь Солнца по небесной сфере, совершаемый им в течение года. Небесным экватором называют круг, образуемый пересечением небесной сферы с плоскостью земного экватора.

галактический полюс имеет координаты $\alpha = 12^{\text{h}}40^{\text{m}}$, $\delta = 28^\circ$ для эпохи равноденствия 1900,0. Долгота в старой системе отсчитывалась от точки пересечения плоскости Галактики и небесного экватора в эпоху 1900,0. В старой системе галактических координат координаты галактического центра составляют $\alpha = 327,69^\circ$ и $\delta = -1,40^\circ$, а координаты полюса в новой галактической системе — $l^I = 347,7^\circ$ и $b^I = 88,51^\circ$. Угол между плоскостями галактических экваторов в старой и новой системах координат составляет $1,4866^\circ$.

Графическое изображение экваториальных и гелиоцентрических координат на небесной сфере приведено на рис. 32.

5.1.3. Прецессия, нутация, аберрация и рефракция

Сплюснутость Земли и наклонение эклиптики к экватору приводят вследствие дифференциального гравитационного воздействия Луны и Солнца к медленному повороту небесного экватора относительно эклиптики. Этот эффект вызывает смещение точки весеннего равноденствия по эклиптике к западу со скоростью около $50''$ в год. Гравитационные пары сил между центрами масс Земли и других планет вызывают движение точки весеннего равноденствия к востоку со скоростью около $0,12''$ в год, а также уменьшение наклона эклиптики на $0,47''$ в год. Суммарное лунно-солнечное и планетное воздействия дают общую прецессию по прямому восхождению m , склонению n и долготе χ , которая впервые наблюдалась Гиппархом (125 г. до н. э.) [198]. Значения этих величин составляют [330, 333]

$$\begin{aligned} m &= 3,07234 + 0,00186T \text{ секунд времени в год,} \\ m &= 46,0851 + 0,0279T \text{ угловых секунд в год,} \\ n &= 20,0468 - 0,0085T \text{ угловых секунд в год,} \\ \chi &= 50,2564 + 0,0222T \text{ угловых секунд в год,} \end{aligned} \quad (5.25)$$

где T — число тропических столетий, прошедших с 1900,0. Наклон эклиптики к экватору для эпохи 1900,0 равен $23^\circ 27' 08,26''$. Изменения прямого восхождения $\Delta\alpha$ и склонения $\Delta\delta$ определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= (m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) N, \\ \Delta\delta &= (n \cos \alpha) N, \end{aligned} \quad (5.26)$$

где α и δ — прямое восхождение и склонение в начальную эпоху, а N — число лет, прошедших после этой эпохи. К примеру, для эпохи 1950,0 из уравнения (5.25) находим следующие значения: $m = 3,07327$ с/год и $n = 20,0426''$ в год.

Брадлей [60] первым наблюдал периодические нутационные члены прецессионного движения, которые вызываются периодическими движениями Солнца и Луны относительно Земли. Основной член зависит от долготы узла лунной орбиты и имеет период 18,6 года и амплитуду $N = 9,210''$ для эпохи 1900,0. Величину N называют постоянной нутации. Используя теорию Вуларда [543], нутацию можно представить в виде двух составляющих: поправки $\Delta\psi$ к долготе Солнца и $\Delta\epsilon$ к среднему наклону эклиптики. Нутация по долготе приводится в эфемеридах, а нутация наклона $\Delta\epsilon$ равна $-B$, где B — величина, приводимая в эфемеридах по аргументу доли бесселева года. Члены первого порядка, описывающие нутационные поправки к прямому восхождению и склонению, равны

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= (\cos \epsilon + \sin \epsilon \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) \Delta\psi - \cos \alpha \operatorname{tg} \delta \Delta\epsilon, \\ \Delta\delta &= \sin \epsilon \cos \alpha \Delta\psi + \sin \alpha \Delta\epsilon, \end{aligned} \quad (5.27)$$

где α и δ — прямое восхождение и склонение в начальную эпоху, а ϵ — наклон эклиптики, приводимый в эфемеридах.

Брадлей [59] первым наблюдал аберрацию — кажущееся смещение светила в направлении движения наблюдателя. Величина этого смещения $\Delta\theta$ зависит от отношения скорости наблюдателя v к скорости света c и от угла θ между направлением на светило и направлением движения. Смещение $\Delta\theta$, равное разности между видимым и средним положениями, определяется формулой

$$\operatorname{tg} \Delta\theta = \frac{v \sin \theta}{c + v \cos \theta}, \quad (5.28)$$

или

$$\Delta\theta \approx \frac{v}{c} \sin \theta - \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin 2\theta + \\ + \left(\frac{v}{c}\right)^3 (\sin \theta \cos^2 \theta - 0,33 \sin^3 \theta) + \dots$$

Для движения Земли коэффициент при втором члене составляет около $0,001''$. Для малых значений $\Delta\theta$, но при больших скоростях v смещение равно [128, 303]

$$\Delta\theta \approx \left[\frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right] \frac{\sin \theta}{\cos \theta}. \quad (5.29)$$

В случае орбитального движения Земли вокруг Солнца годичная аберрация по прямому восхождению α и склонению δ составляет

$$\Delta\alpha = \frac{1}{\cos \delta} (-k \sin \lambda \sin \alpha - k \cos \lambda \cos \epsilon \cos \alpha), \\ \Delta\delta = -k \sin \lambda \cos \alpha \sin \delta + k \cos \lambda (\cos \epsilon \sin \alpha \sin \delta - \sin \epsilon \cos \delta), \quad (5.30)$$

где λ — истинная долгота Солнца, ϵ — наклон эклиптики, а постоянная аберрации дается выражением

$$k = \frac{2\pi a}{Pc} (1 - e^2)^{-1/2} = 20,496''. \quad (5.31)$$

Здесь $a = 1,49598 \cdot 10^{13}$ см — астрономическая единица (среднее расстояние от Земли до Солнца), $e = 0,01675$ — средний эксцентриситет земной орбиты, $P = 3,1558 \cdot 10^7$ с — продолжительность сидерического года, $c = 2,997925 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света, причем 1 радиан принят равным $2,062648 \cdot 10^5''$. Поправки, определяемые уравнением (5.30), представляют разности $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ между видимыми и средними координатами светила и могут достигать $20,47''$.

Суточная аберрация, связанная с вращением Земли вокруг своей оси, характеризуется постоянной аберрации k_d :

$$\begin{aligned} k_d &= \frac{\omega a_e}{c} \rho \cos \varphi' = 0,3198 \rho \cos \varphi' \text{ [угловых секунд]} = \\ &= 0,02132 \rho \cos \varphi' \text{ [секунд времени]}, \end{aligned} \quad (5.32)$$

где угловая скорость Земли $\omega = 7,2921 \cdot 10^{-5}$ рад/с, радиус Земли $a_e = 6,37816 \cdot 10^8$ см, c — скорость света, ρ — геоцентрический радиус-вектор наблюдателя, выраженный в земных радиусах, и φ' — геоцентрическая широта наблюдателя. Суточные поправки на аберрацию к прямому восхождению и склонению, равные разности между видимыми и средними координатами, составляют

$$\begin{aligned} \Delta \alpha &= k_d \cos h \sec \delta, \\ \Delta \delta &= k_d \sin h \sin \delta, \end{aligned} \quad (5.33)$$

где средний часовой угол h — разность между местным звездным временем и средним прямым восхождением α , а δ — среднее склонение светила.

Аберрационные поправки на движение Земли относительно центра масс Земля — Луна и Земля — Юпитер могут достигать $0,008''$. Формулы для этих поправок привели Вулард и Клеменс [544].

Полные поправки к прямому восхождению и склонению на прецессию, нутацию и годичную аберрацию можно найти в эфемеридах с помощью редуционных величин, приводимых для каждого дня. Средние координаты α_0 и δ_0 на ближайшее начало года связаны с видимыми координатами α и δ формулами

$$\begin{aligned} 15,0(\alpha - \alpha_0) &= f + g \sin(G + \alpha_0) \operatorname{tg} \delta_0 + \\ &+ h \sin(H + \alpha_0) \sec \delta_0 + J \operatorname{tg}^2 \delta_0, \end{aligned} \quad (5.34)$$

$$\delta - \delta_0 = g \cos(G + \alpha_0) + h \cos(H + \alpha_0) \sin \delta_0 + i \cos \delta_0 + J' \operatorname{tg} \delta_0, \quad (5.35)$$

где редуционные величины f, g, G, H, h, i, J и J' , выраженные в угловых секундах, приведены в эфемеридах. Чтобы получить координаты, относящиеся к выбранной эпохе, необходимы дополнительные поправки, определяемые уравнениями (5.26), (5.27) и (5.30). Приближенные значения редуционных величин для приведения координат к стандартной эпохе 1950,0 также даны в эфемеридах.

Наблюдаемые координаты светил отличаются от истинных также и из-за рефракции света в атмосфере. В оптической об-

ласти спектра показатель преломления определяется выражением [126] [ср. с формулой (2.237)]

$$(n - 1) \cdot 10^7 = 643,28 + \frac{294\,981}{146 - \sigma^2} + \frac{2554,0}{41 - \sigma^2}, \quad (5.36)$$

где σ — волновое число в вакууме, выраженное в обратных микронах ($1 \text{ мкм} = 10^{-4} \text{ см}$). Длины волн в воздухе λ_{air} и в вакууме λ_{vac} связаны соотношением

$$\lambda_{vac} - \lambda_{air} = \lambda_{air}(n - 1). \quad (5.37)$$

Часто используется приближенное значение $n = 1,000297$. В оптической области спектра изменения прямого восхождения $\Delta\alpha$ и склонения $\Delta\delta$, вызванные рефракцией, составляют

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= (n - 1) \cos \varphi \sin h \operatorname{cosec} z \sec \delta = \pm R \sec \delta \sin q, \\ \Delta\delta &= (n - 1) \left(\frac{\sin \varphi}{\cos \delta \cos z} - \operatorname{tg} \delta \right) = \pm R \cos q, \end{aligned} \quad (5.38)$$

где постоянная рефракции $R = n - 1 = 0,000297 = 60,4''$, параллактический угол q определяется выражением $\sin q = \cos \varphi \sin h / \sin z$ (φ — широта наблюдателя, z — зенитное расстояние, h — часовой угол, а δ — склонение). Величины $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ представляют разность между истинными и видимыми координатами. Величина $\Delta\alpha$ отрицательна, если $0^h < h < 12^h$, и положительна, если $12^h < h < 24^h$, а $\Delta\delta$ отрицательно для $\varphi > 0$ и положительно для $\varphi < 0$. Положение источника при наблюдениях в радиодиапазоне также смещается из-за рефракции в ионосфере. Детальные формулы для кажущегося смещения источника из-за ионосферной рефракции приведены в [264].

Для выявления собственных движений и параллактических эффектов, рассматриваемых в следующих разделах, требуются дополнительные поправки к положению светила.

5.1.4. Сферическая тригонометрия

Имеются следующие формулы, применимые к сферическому треугольнику с углами A , B и C и противолежащими сторонами a , b и c .

Формула синусов:

$$\frac{\sin A}{\sin a} = \frac{\sin B}{\sin b} = \frac{\sin C}{\sin c}. \quad (5.39)$$

Формулы косинусов:

$$\begin{aligned} \cos a &= \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A, \\ \cos b &= \cos a \cos c + \sin a \sin c \cos B, \\ \cos c &= \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos C. \end{aligned} \quad (5.40)$$

Формулы пяти элементов:

$$\begin{aligned}
 \sin a \cos B &= \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A, \\
 \sin a \cos C &= \cos c \sin b - \sin c \cos b \cos A, \\
 \sin b \cos A &= \cos a \sin c - \sin a \cos c \cos B, \\
 \sin b \cos C &= \cos c \sin a - \sin c \cos a \cos B, \\
 \sin c \cos A &= \cos a \sin b - \sin a \cos b \cos C, \\
 \sin c \cos B &= \cos b \sin a - \sin b \cos a \cos C.
 \end{aligned}
 \tag{5.41}$$

Формулы для половинных углов:

$$\begin{aligned}
 \cos \frac{A}{2} &= \left[\frac{\sin s \sin (s-a)}{\sin b \sin c} \right]^{1/2}, \\
 \sin \frac{A}{2} &= \left[\frac{\sin (s-b) \sin (s-c)}{\sin b \sin c} \right]^{1/2}, \\
 \operatorname{tg} \frac{A}{2} &= \left[\frac{\sin (s-b) \sin (s-c)}{\sin s \sin (s-a)} \right]^{1/2},
 \end{aligned}
 \tag{5.42}$$

где

$$s = (a + b + c)/2.$$

Список формул можно продолжить, заменив стороны сферического треугольника соответствующими углами, а углы — соответствующими сторонами:

$$\begin{aligned}
 \cos A &= \sin B \sin C \cos a - \cos B \cos C, \\
 \cos B &= \sin A \sin C \cos b - \cos A \cos C, \\
 \cos C &= \sin A \sin B \cos c - \cos A \cos B
 \end{aligned}
 \tag{5.43}$$

и

$$\begin{aligned}
 \sin A \cos b &= \cos B \sin C + \sin B \cos C \cos a, \\
 \sin A \cos c &= \cos C \sin B + \sin C \cos B \cos a, \\
 \sin B \cos a &= \cos A \sin C + \sin A \cos C \cos b, \\
 \sin B \cos c &= \cos C \sin A + \sin C \cos A \cos b, \\
 \sin C \cos a &= \cos A \sin B + \sin A \cos B \cos c, \\
 \sin C \cos b &= \cos B \sin A + \sin B \cos A \cos c.
 \end{aligned}
 \tag{5.44}$$

5.1.5. Переход от одной системы координат к другой

Следующие формулы связывают азимут A и высоту a с часовым углом h и склонением δ :

$$\begin{aligned}
 \cos a \sin A &= -\cos \delta \sin h, \\
 \cos a \cos A &= \sin \delta \cos \varphi - \cos \delta \cos h \sin \varphi, \\
 \sin a &= \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos h \cos \varphi, \\
 \cos \delta \cos h &= \sin a \cos \varphi - \cos a \cos A \sin \varphi, \\
 \sin \delta &= \sin a \sin \varphi + \cos a \cos A \cos \varphi,
 \end{aligned}
 \tag{5.45}$$

где φ — широта наблюдателя, а часовой угол h связан с прямым восхождением α соотношением

$$h = \text{местное звездное время} - \alpha. \quad (5.46)$$

Следующие формулы связывают долготу λ и широту β в эклиптических координатах с прямым восхождением α и склонением δ :

$$\begin{aligned} \cos \delta \cos \alpha &= \cos \beta \cos \lambda, \\ \cos \delta \sin \alpha &= \cos \beta \sin \lambda \cos \epsilon - \sin \beta \sin \epsilon, \\ \sin \delta &= \cos \beta \sin \lambda \sin \epsilon + \sin \beta \cos \epsilon, \\ \cos \beta \sin \lambda &= \cos \delta \sin \alpha \cos \epsilon + \sin \delta \sin \epsilon, \\ \sin \beta &= \sin \delta \cos \epsilon - \cos \delta \sin \alpha \sin \epsilon, \end{aligned} \quad (5.47)$$

где ϵ — наклон эклиптики к экватору, приводящийся в эфемеридах.

Следующие формулы связывают галактическую долготу l^{II} и галактическую широту b^{II} в новой галактической системе координат с прямым восхождением α и склонением δ :

$$\begin{aligned} \cos b^{\text{II}} \cos (l^{\text{II}} - 33^\circ) &= \cos \delta \cos (\alpha - 282,25^\circ), \\ \cos b^{\text{II}} \sin (l^{\text{II}} - 33^\circ) &= \cos \delta \sin (\alpha - 282,25^\circ) \cos 62,6^\circ + \\ &+ \sin \delta \sin 62,6^\circ, \\ \sin b^{\text{II}} &= \sin \delta \cos 62,6^\circ - \\ &- \cos \delta \sin (\alpha - 282,25^\circ) \sin 62,6^\circ, \\ \cos \delta \sin (\alpha - 282,25^\circ) &= \cos b^{\text{II}} \sin (l^{\text{II}} - 33^\circ) \cos 62,6^\circ - \\ &- \sin b^{\text{II}} \sin 62,6^\circ, \\ \sin \delta &= \cos b^{\text{II}} \sin (l^{\text{II}} - 33^\circ) \sin 62,6^\circ + \\ &+ \sin b^{\text{II}} \cos 62,6^\circ, \end{aligned} \quad (5.48)$$

где α и δ отнесены к эпохе 1950,0. На рис. 33 приведена номограмма для перевода экваториальных координат (1950,0) в новые галактические координаты. Таблицы для перевода экваториальных координат в новые галактические, новых галактических в экваториальные и старых галактических в новые галактические координаты изданы Лундской обсерваторией [304].

Ниже приведены формулы, связывающие галактическую долготу l^{I} и галактическую широту b^{I} в системе старых галактических координат с галактической долготой l^{II} и широтой b^{II} в системе новых галактических координат:

$$\begin{aligned} \cos b^{\text{II}} \cos (l^{\text{II}} - 109,9497^\circ) &= \cos b^{\text{I}} \cos (l^{\text{I}} - 77,6500^\circ), \\ \cos b^{\text{II}} \sin (l^{\text{II}} - 109,9497^\circ) &= \cos b^{\text{I}} \sin (l^{\text{I}} - 77,6500^\circ) \cos 1,4866^\circ + \\ &+ \sin b^{\text{I}} \sin 1,4866^\circ, \\ \sin b^{\text{II}} &= -\cos b^{\text{I}} \sin (l^{\text{I}} - 77,6500^\circ) \sin 1,4866^\circ + \\ &+ \sin b^{\text{I}} \cos 1,4866^\circ. \end{aligned} \quad (5.49)$$

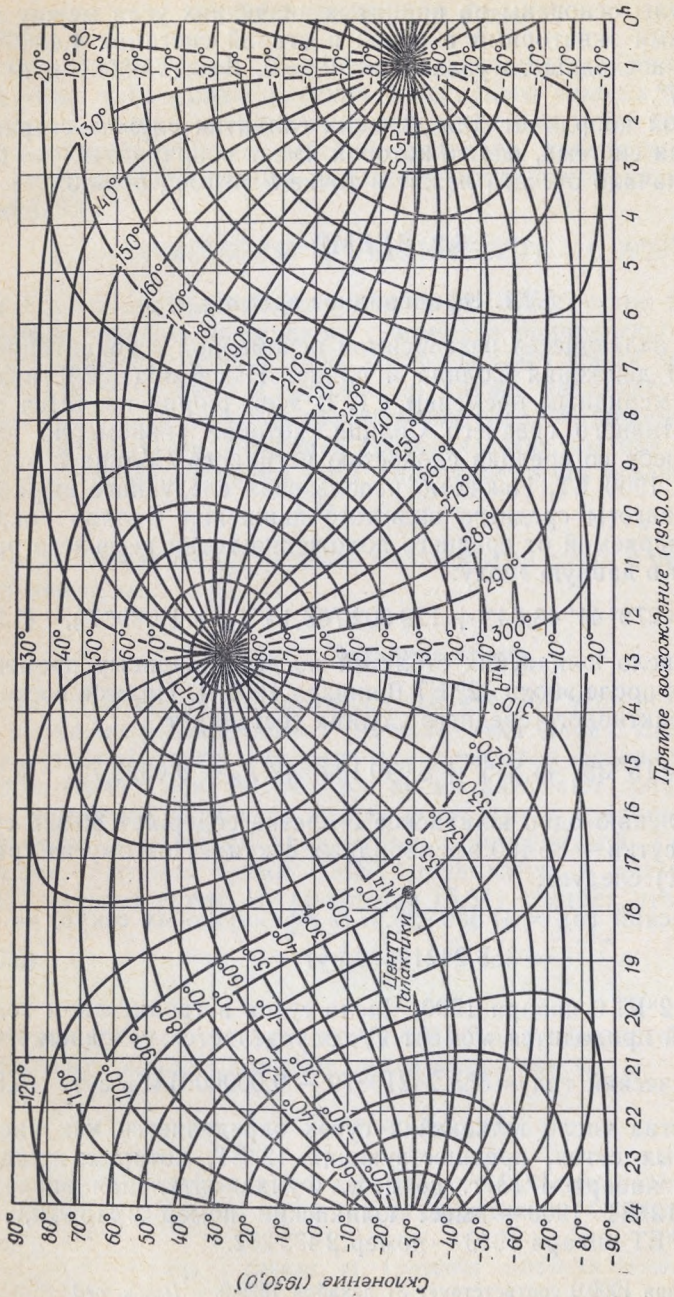


Рис. 33. Номограмма для перевода экваториальных координат (1950,0) в новые галактические координаты (l'' , b'') и наоборот. *NGP* и *SGP* — северный и южный галактические полюса соответственно.

Эти формулы основаны на принятых значениях угла между галактическими экваторами в новой и старой системах $1,4866^\circ$ и координат восходящего узла $b^I = b^{II} = 0$, $l^I = 77,6500^\circ$ и $l^{II} = 109,9497^\circ$.

Системой координат для далеких галактик служит сверхгалактическая система, полюс которой имеет координаты $l^I = 15^\circ$, $b^I = 5^\circ$, а начало отсчета лежит в точке $l^I = 105^\circ$, $b^I = 0^\circ$.

5.2. ВРЕМЯ

5.2.1. Эфемеридное время

Время, являющееся независимой переменной в гравитационной теории движения Солнца и планет Ньюкомба [332], называется эфемеридным временем ЕТ. В этой теории вводится понятие фиктивного среднего Солнца, которое равномерно движется по небу со средней скоростью истинного Солнца в эпоху 0,5 января 1900 ЕТ. Ньюкомб использовал следующее выражение для долготы среднего видимого движения Солнца вокруг Земли, измеряемой от среднего положения точки весеннего равноденствия в данную эпоху:

$$L = 279^\circ 41' 48,04'' + 129\,602\,768,13''T_E + 1,089''T_E^2, \quad (5.50)$$

где T_E — число юлианских столетий по эфемеридному времени, прошедших после эпохи 12^h ЕТ 0 января 1900¹⁾. Прямое восхождение α_E фиктивного среднего Солнца составляет

$$\alpha_E = 18^h 38^m 45,836^s + 8\,640\,184,542^s T_E + 0,0929^s T_E^2. \quad (5.51)$$

По определению одно юлианское столетие содержит 36 525 сут, а каждые сутки — 86 400 эфемеридных секунд. Поэтому из уравнения (5.51) следует:

$$\begin{aligned} \text{тропический год} &= 31\,556\,925,9747 \text{ эфемеридных секунд} = \\ &= 365,24219879 \text{ сут} \end{aligned} \quad (5.52)$$

на эпоху 12^h ЕТ 0 января 1900. Число суток в тропическом году, на который приходится момент T_E , определяется условием

$$\text{тропический год} = 365,24219879 - 0,00000614T_E \text{ сут.} \quad (5.53)$$

Для удобства число юлианских суток определяется как число эфемеридных суток, предшествующих 12^h ЕТ, которые прошли с 12^h ЕТ 1 января 4713 г. до н. э. Фундаментальная эпоха — январь $0^d 12^h$ ЕТ 1900 — имеет юлианский номер 2 415 020,0, а эпоха $0^d 12^h$ ЕТ января 1950 — номер 2 433 282.

¹⁾ 0 января 1900,0 соответствует 31 декабря 1899,0. — *Прим. ред.*

5.2.2. Всемирное время

Всемирное время UT по определению равно 12^h плюс часовой угол в Гринвиче фиктивного среднего Солнца Ньюкомба. Иными словами, всемирное время равно 12^h плюс гринвичский часовой угол точки на небесном экваторе, прямое восхождение α_U которой, относящееся к средней эпохе наблюдения, составляет [331]

$$\alpha_U = 18^h 38^m 45,836^s + 8\,640\,184,542^s T_U + 0,0929^s T_U^2, \quad (5.54)$$

где T_U — число юлианских столетий по 36 525 суток всемирного времени каждое, прошедших с момента гринвичского среднего полдня $12^h UT$ 0 января 1900. Поскольку это время основано на положении среднего Солнца, оно также называется средним солнечным временем, или гринвичским средним временем (GMT). Для обсерватории, имеющей геодезическую долготу λ , местное среднее солнечное время LMT определяется из условия

$$LMT = UT - \lambda \quad (5.55)$$

и представляет собой местный часовой угол точки с прямым восхождением α_U .

5.2.3. Звездное время

Звездное время определяется как часовой угол истинной точки весеннего равноденствия (первой точки Овна). Если положение истинной точки весеннего равноденствия исправлено за нутацию земной оси, то звездное время называют средним звездным временем. Разность между истинным и средним звездным временем называется уравнением равноденствий. Гринвичское среднее звездное время GMST приводится в эфемеридах на $0^h UT$ каждых суток. Из уравнения (5.54) следует, что

$$GMST \text{ на } 0^h UT = 6^h 38^m 45,836^s + 8\,640\,184,542^s T_U + 0,0929^s T_U^2. \quad (5.56)$$

Местное среднее звездное время LMST для обсерватории на геодезической долготе λ определяется выражением

$$LMST = GMST - \lambda^1). \quad (5.57)$$

Когда светило находится в верхней кульминации, местное звездное время равно его прямому восхождению. Среднее звездное

¹⁾ Если долгота к западу от Гринвича считается положительной. — *Прим. ред.*

время подвержено только влиянию прецессии. Вследствие движения Земли вокруг Солнца оно уходит вперед на $3^m 56,55536^s$ за сутки (с учетом влияния прецессии) по отношению к среднему солнечному времени. Обе системы времени связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{\text{средние звездные сутки}}{\text{средние солнечные сутки}} &= 0,997269566414 - 0,586T_U \cdot 10^{-10}, \\ \frac{\text{средние солнечные сутки}}{\text{средние звездные сутки}} &= 1,002737909265 + 0,589T_U \cdot 10^{-10}, \end{aligned} \quad (5.58)$$

где T_U — число юлианских столетий, содержащих по 36 525 сут всемирного времени каждое, которые прошли с эпохи гринвичского среднего полудня $12^h UT$ 0 января 1900. Продолжительность суток можно записать в следующем эквивалентном виде:

$$\begin{aligned} \text{Средние звездные сутки} &= \\ &= 23^h 56^m 04,09054^s \text{ среднего солнечного времени;} \\ \text{Средние солнечные сутки} &= \\ &= 24^h 03^m 56,55536^s \text{ среднего звездного времени.} \end{aligned} \quad (5.59)$$

5.2.4. Измерение времени — атомное время

Практические измерения эфемеридного времени удобно производить путем наблюдений моментов прохождения Луны через меридиан и сопоставления наблюдений с гравитационной теорией движения Луны Брауна [67] и Джонса [241]. Согласно этой теории, разность ΔT между ET и UT составляет

$$\Delta T = ET - UT \approx 24,349^s + 72,318^s T_U + 29,950^s T_U^2, \quad (5.60)$$

где T_U — число юлианских столетий, содержащих по 36 525 суток всемирного времени каждое, прошедших с эпохи 0 января 1900 среднего полудня в Гринвиче. Значения

$$\Delta T_0 = ET - UT_2 \quad (5.61)$$

приведены в эфемеридах. Здесь UT_2 — всемирное время UT, исправленное за наблюдаемое движение географических полюсов и за экстраполированное значение годовой вариации скорости вращения Земли. Неисправленное всемирное время имеет обозначение UT_0 , а время, исправленное за движение полюсов, — UT_1 . Время может измеряться с относительной точностью 10^{-12} путем измерения частоты ν сверхтонкого перехода цезия, для которого [136]

$$\nu_c = 9\,192\,631\,770 \text{ Гц.} \quad (5.62)$$

Для отсчета атомного времени AT принята начальная эпоха $0^h 0^m 0^s UT_2$ 1 января 1958, в которую $\Delta T = UT_2$ и $ET = AT +$

+ 32,15^s. Другие сверхтонкие переходы, которые можно использовать для измерения времени, — это переходы в атомах водорода и рубидия, частоты которых соответственно равны 1 420 405 751 и 6 834 682 614 Гц.

Часы отдельных обсерваторий сверяются по сигналам атомного времени, транслируемым через искусственные спутники. Эти радиопульсы точного времени называются всемирным координированным временем (UTC). Считается, что они имеют точность до нескольких микросекунд. Затем показания часов исправляются за разность UT2 — UTC, значение которой еженедельно сообщается Военно-морской обсерваторией США.

5.2.5. Возраст астрономических объектов

Если λ — постоянная радиоактивного распада, то число радиоактивных атомов N_t , оставшихся к моменту t , равно

$$N_t = N_0 \exp(-\lambda t) = N_0 \exp(-0,693t/\tau_{1/2}), \quad (5.63)$$

где N_0 — начальное число ядер в момент $t = 0$ и $\tau_{1/2}$ — период полураспада радиоактивного ядра. Постоянные распада и периоды полураспада некоторых долгоживущих радиоактивных ядер приведены в табл. 54. Холмс и Лосон [207] указали на то, что наблюдаемое отношение содержаний свинца и урана приводит к нижнему пределу для возраста Земли $1,3 \cdot 10^9$ лет. Согласно Резерфорду [415] и Астону [28], если уран при своем образовании содержал изотопы U^{235} и U^{238} в равных количествах, то современное отношение их обилий указывает на продолжительность распада $3 \cdot 10^9$ лет.

Таблица 54

Постоянные распада и периоды полураспада долгоживущих цепочек радиоактивного распада

$$\text{Среднее время жизни } T = \tau_{1/2}/0,693 = \lambda^{-1}$$

Родительский элемент	Дочерний элемент	Постоянная распада λ , год ⁻¹	Период полураспада $\tau_{1/2}$, годы
Rb ⁸⁷	Sr ⁸⁷	$1,391 \cdot 10^{-11}$	$4,982 \cdot 10^{10}$
Re ¹⁸⁷	Os ¹⁸⁷	$1,613 \cdot 10^{-11}$	$4,297 \cdot 10^{10}$
Th ²³²	Pb ²⁰⁸	$4,990 \cdot 10^{-11}$	$1,389 \cdot 10^{10}$
U ²³⁸	Pb ²⁰⁶	$1,537 \cdot 10^{-10}$	$4,508 \cdot 10^9$
U ²³⁵	Pb ²⁰⁷	$9,718 \cdot 10^{-10}$	$0,713 \cdot 10^9$
I ¹²⁹	I ¹²⁷	$4,082 \cdot 10^{-8}$	$1,697 \cdot 10^7$

Ньер [337] первым указал на то, что измерение относительно содержания долгоживущих родительских и стабильных дочерних ядер в цепочке радиоактивного распада можно использовать

для оценки возраста образца. Например, если в двух метеоритах начальное содержание изотопов свинца одинаково, то время t , истекшее после образования изотопов, определяется уравнением

$$\left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_a - \left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_b = \left[\left(\frac{\text{U}^{238}}{\text{Pb}^{204}}\right)_a - \left(\frac{\text{U}^{238}}{\text{Pb}^{204}}\right)_b\right] [\exp(\lambda_{238}t) - 1], \quad (5.64)$$

которое связывает наблюдаемое содержание изотопов Pb^{206} и U^{238} к моменту t в двух метеоритах. Здесь индексы a и b относятся к двум метеоритам, а содержание изотопов измеряется по отношению к количеству Pb^{204} в момент времени $t = 0$. Если метеорит начиная с момента $t = 0$ представлял собой замкнутую систему, то, как следует из уравнения (5.64), содержания свинца и урана в настоящее время связаны уравнением

$$\left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_t = \left(\frac{\text{U}^{238}}{\text{Pb}^{204}}\right)_t [\exp(\lambda_{238}t) - 1] + \left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_0, \quad (5.65)$$

где индексы t и 0 относятся соответственно к содержанию элементов в настоящее время и в начальный момент. Если все метеориты имеют одинаковое начальное отношение изотопов $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}$ и одинаковый возраст t , то зависимость отношений $(\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204})_t$ и $(\text{U}^{238}/\text{Pb}^{204})_t$ должна выражаться прямой линией с наклоном $[\exp(\lambda_{238}t) - 1]$. Построенная таким образом изохрона представляет собой прямую линию, наклон которой соответствует возрасту $(4,55 \pm 0,07) \cdot 10^9$ лет [365]. Анализ изотопного состава других элементов приводит к аналогичным оценкам возраста метеоритов [16]. Для Земли наблюдаемые отношения содержаний свинца и урана указывают на то, что начальный изотопный состав земного свинца был таким же, как у метеоритов $(4,54 \pm 0,02) \cdot 10^9$ лет назад [355].

Возраст Галактики равен [451] $T_G = T + \Delta + t$, где T — длительность нуклеосинтеза, предшествовавшая образованию Солнечной системы, $\Delta = 1 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$ лет — время между завершением нуклеосинтеза и затвердеванием вещества и $t = (4,6 \pm 0,1) \times 10^9$ лет — возраст твердых тел Солнечной системы. Возраст T_G определяется исходя из предположений, что Галактика при своем образовании не содержала тяжелых элементов, что тяжелые элементы возникли при взрывах сверхновых в результате r -процесса и что частота вспышек сверхновых экспоненциально падает со временем [68, 89, 90, 106, 149, 150, 451, 459, 460]. Полученные оценки T_G зависят от принимаемой модели и дают $2 \cdot 10^9$ лет $\leq T \leq 10 \cdot 10^9$ лет и $7 \cdot 10^9$ лет $\leq T_0 \leq 15 \cdot 10^9$ лет.

Под возрастом звезды понимают интервал времени между началом пребывания на главной последовательности и моментом прихода в данную точку на диаграмме Герцшпрунга — Рес-

села. Эта диаграмма, на которой светимость сопоставляется с температурой, приведена на рис. 34 [192, 411, 413]. Началом пребывания звезды на главной последовательности называют такую стадию, на которой выделение ядерной энергии начинает

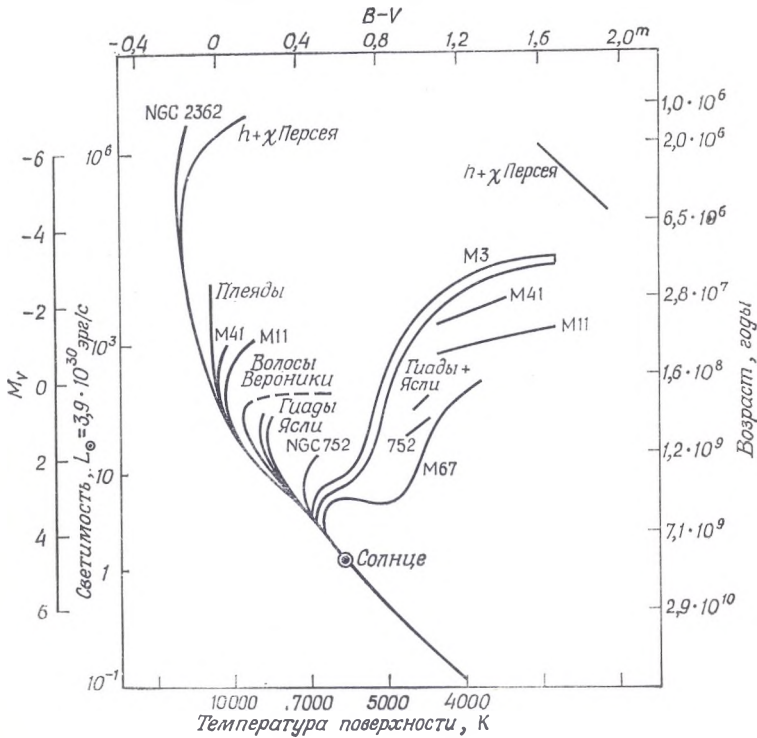


Рис. 34. Составная диаграмма Герцшпрунга — Рассела для 10 рассеянных и одного шарового скопления. Справа указан возраст скопления, соответствующий абсолютной звездной величине M_v точки поворота с главной последовательности [423]. (С разрешения Американского астрономического общества и издательства Чикагского университета.)

компенсировать потери звезды на излучение. Согласно теореме Вогта — Рассела [414, 520], звезда, характеризующаяся определенной массой, возрастом и начальным химическим составом, занимает вполне определенное положение на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Это положение определяется следующими уравнениями.

Уравнение массы:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \text{или} \quad \frac{dr}{dM(r)} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (5.66)$$

где $M(r)$ — масса, заключенная в пределах радиуса r , а ρ — плотность, определяемая выражением

$$\rho = \left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z \right)^{-1} N m_{\text{H}}, \quad (5.67)$$

записанным для полностью ионизованного газа с концентрацией частиц N и долями по массе водорода, гелия и более тяжелых элементов, равными X , Y и Z соответственно; $m_{\text{H}} = 1,673 \times 10^{-24}$ г — масса атома водорода. Для звезд населения I можно принять следующие значения: $X = 0,61$, $Y = 0,37$ и $Z = 0,02$, а для звезд населения II: $X = 0,90$, $Y = 0,10$ и $Z = 0,001$. Для Солнца принимают обычно следующий начальный химический состав: $X = 0,762$, $Y = 0,223$ и $Z = 0,015$.

Уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad \text{или} \quad \frac{dP}{dM(r)} = -\frac{GM(r)}{4\pi r^4}, \quad (5.68)$$

где P — давление газа, а G — гравитационная постоянная.

Уравнение баланса энергии:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad \text{или} \quad \frac{dL(r)}{dM(r)} = \epsilon, \quad (5.69)$$

где $L(r)$ — поток энергии, идущей наружу из сферы радиуса r , а ϵ — темп выделения энергии в единицу времени на единицу массы. Значения ϵ рассмотрены в гл. 4.

Уравнение лучистого переноса энергии:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa \rho L(r)}{4acT^3 4\pi r^2} \quad \text{или} \quad \frac{dT}{dM(r)} = -\frac{3\kappa L(r)}{64\pi^2 acT^3 r^4}, \quad (5.70)$$

где T — температура, $a = 7,564 \cdot 10^{-15}$ эрг/(см³·К⁴) — постоянная плотности излучения, а κ — коэффициент поглощения в расчете на единицу массы [97].

Уравнение конвективного переноса энергии:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad \text{или} \quad \frac{dT}{dM(r)} = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \frac{T}{P} \frac{dP}{dM(r)}, \quad (5.71)$$

где Γ — показатель адиабаты [см. уравнение (3.300)].

При заданных значениях начального химического состава и массы уравнения (5.66) — (5.71) определяют возраст звезды, который соответствует ее наблюдаемым светимости и температуре. Например, взятые для Солнца [457] значения $X = 0,71$, $Y = 0,27$ и $Z = 0,02$ вместе с $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г, $L_{\odot} = 3,90 \cdot 10^{33}$ эрг/с и $T_{\odot} = 5784$ К приводят к возрасту Солнца $4,5 \cdot 10^9$ лет. Эта оценка может рассматриваться только как предварительная, поскольку не разработана точная теория конвективного переноса.

Когда звезда израсходует до 12% водорода от своей начальной массы, она покидает главную последовательность [448] и ее

эволюционный грек описывается теорией Хойла [209]. С точностью до порядка величины возраст звезды, покидающей главную последовательность, составляет [423, 431]

$$T = 1,1 \cdot 10^{10} M/L \text{ лет}, \quad (5.72)$$

где масса M и светимость L выражены в солнечных единицах. Используя связь между массой и светимостью звезды [уравнение (5.180)], уравнение (5.72) можно записать в виде

$$T \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^2 \approx 10^{10} (L_{\odot}/L)^{2/3} \text{ для } L < L_{\odot},$$

где M_{\odot} и L_{\odot} — масса и светимость Солнца соответственно. На рис. 34 на диаграмме Герцшпрунга — Рессела указаны приближенные возрасты различных звездных скоплений. Уравнение (5.72) легко получить, исходя из следующих предположений: положение звезды на главной последовательности характеризуется горением водорода; доля массы, превращаемой в энергию при горении водорода, составляет $\Delta M/(4m_H) = 0,007$, где ΔM — дефект масс для реакции $4H^1 \rightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu_e$; 10% массы звезды могут участвовать в горении водорода. В этом случае $T = 0,10 \Delta M c^2 M / (L m_H)$. Если звезда излучает свой запас тепловой энергии T_k , то время ее жизни равно времени Кельвина — Гельмгольца [188, 254]:

$$T_{K-H} = \frac{T_k}{L} \approx \frac{3GM^2}{10RL} \approx 2 \cdot 10^7 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \frac{R_{\odot}}{R} \text{ лет}, \quad (5.73)$$

где, согласно теореме вириала, в гидростатическом равновесии кинетическая энергия газа $T_k = -\Omega/2$, а гравитационная потенциальная энергия $\Omega \approx -3GM^2/(5R)$. Если звезда не находится в состоянии гидростатического равновесия, то ее время жизни будет равно времени свободного падения T_{f-f} :

$$T_{f-f} = 2 (R^3/GM)^{1/2} = 466\rho^{-1/2} [\text{с}], \quad (5.74)$$

где ρ — плотность газа.

Если предположить, что все звезды звездного скопления образовались одновременно, то возраст скопления можно найти, сопоставляя эволюционные треки звезд различных масс, начального химического состава и возраста с наблюдаемой диаграммой Герцшпрунга — Рессела для скопления. Возрасты шаровых скоплений М 3, М 13, М 15 и М 92 заключены между $9,4 \cdot 10^9$ и $13,4 \cdot 10^9$ лет [103, 229, 429]. Согласно Шварцшильду [455], возраст шаровых скоплений $(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{10}$ лет¹⁾. Астрономические характеристики хорошо известных рассеянных и шаровых скоплений приведены в табл. 55 и 56.

¹⁾ Более поздние оценки дают возраст до $15 \cdot 10^9$ (см. P. Demarque, R. D. McClure, in The Evolution of Galaxies and Stellar Populations, eds. B. M. Tinsley, B. R. Larson, Yale Univ. Obs., New Haven. — Прим. перев,

Таблица 55

Координаты, видимый угловой диаметр θ , модуль расстояния $m - M$, расстояние D , избыток цвета $E_B - V$, цвет точки поворота (т. е. исправленный за поглощение показатель цвета $(B - V)_T$ наиболее молодых, или наиболее голубых, звезд скопления, находящихся на главной последовательности), звездная величина V_B ярчайшей или пятой по блеску звезды, спектральный класс и тип скопления для 97 рассеянных скоплений (население I) ¹⁾

Скопление NGC	Наименование	α (1950,0)	δ (1950,0)	θ	$m - M$	D , пс	$E_B - V$	$(B - V)_T$	V_B	Спектраль- ный класс	Тип
103		$0^h 22,5^m$	$61^\circ 04'$	$4'$	$12,4^m$	2980	0,46 ^m	-0,13 ^m	12,4 ^m	B6	I 2p
129		0 27,1	59 57	13	11,1	1660	0,58	-0,16	8,56	B5	IV 2pU
225		0 40,5	61 31	14	9,0	630	0,29	-0,11	9,24	B8	III 1p
457		1 15,9	58 04	12	12,3	2880	0,47	-0,25	6,96	B2	I 3r
581	(M 103)	1 29,9	60 27	6,5	12,1	2600	0,37	-0,21	7,26	B3	II 3m
654		1 40,6	61 38	5,5	10,9	1550	0,90	-0,30	7,24	O 9,5	I 2p
663		1 42,6	60 59	14	11,8	2300	0,85	-0,28	8,29	B0	IV 2m
744		1 55,2	55 14	14	10,8	1490	0,41	-0,08	10,13	B9	I 2p
752		1 54,8	37 26	45	7,9	380	0,03	+0,35	9,6	F 0	III 1m
869	(h и x Персея)	2 15,5	56 55	30	11,8	2360	0,56	-0,28	9,5	B0,5	IV 3r
884											
IC 1805		2 29,0	61 13	20	11,6	2100	0,82	-0,32	8,12	O 5	IV 3mN
957		2 30,0	57 18	9	11,7	2250	0,80	-0,26	8,05	B1	II 3mU
1027		2 38,8	61 20	21	10,5	1280	0,40	-0,02	9,33	A 0	IV 3m
1039	(M 34)	2 38,8	42 34	30	8,2	440	0,09	-0,11	8,6	B8	I 3m
IC 1848		2 47,3	60 14	22	11,7	2200	0,61	-0,29	8,24	O 9	IV 3mN
1245		3 11,3	47 03	7	11,8	2300	0,28	+0,16	7,95	A 7	III 2r
1342		3 28,4	37 10	15	8,7	550	0,28	+0,05	8,46	A 3	II 2m
Плеяды	(M 45)	3 44,1	23 57	120	5,5	126	0,70	-0,12	4,2	B 7	II 3rN
1444		3 45,6	52 30	3,5	10,0	1000	0,70	-0,32	10,37	O	II 3p
1502		4 03,1	62 11	8	9,7	880	0,77	-0,29	7,92	B 0	II 3p

1528	4 11,6	51 07	22	9,5	800	0,29	-0,02	8,75	A0	II	2m
Гиады	4 17	15 30	400	3,0	40	0,00	+0,10	4	A2	II	3m
1545	4 17,1	50 08	15	9,5	800	0,36	-0,08	8,08	B9	I	2p
1647	4 43,1	18 59	35	8,7	550	0,39	-0,09	8,59	B9	III	2m
1662	4 45,7	10 51	14	8,1	420	0,34	-0,04	8,30	B9,5	II	2p
1664	4 47,4	43 37	13	10,2	1100	0,20	-	7,50	-	II	2m
1778	5 04,7	36 59	10	10,7	1380	0,34	-0,10	9,05	P8	II	2p
1893	5 19,4	33 21	15	13,0	4000	0,59	-0,34	9,04	O5-O6	I	3m
1907	5 24,7	35 17	5	10,7	1380	0,38	0,00	9,30	A0	I	2m
1912	5 25,3	35 48	18	10,6	1320	0,27	-0,09	9,13	B8	II	2r
(M 38)											
1960	5 32,8	34 06	16	10,5	1260	0,24	-0,24	8,7	-	I	3m
2099	5 49,1	32 32	24	10,5	1280	0,31	-0,10	9,93	B8	I	1r
2199	5 58,1	23 18	7	11,6	2100	0,67	-0,27	7,36	B1	II	3p
2168	6 05,8	24 21	29	9,7	870	0,23	-0,17	8,57	B5	III	3r
2169	6 05,6	13 58	6	10,2	1100	0,18	-0,27	8,13	B1	II	3p
2215	6 18,4	-7 16	8,5	10,0	1000	0,10	+0,10	11,2	A3	II	2p
2244	6 29,7	4 54	27	11,1	1660	0,55	-0,32	8,9	O5	IV	3mN
2251	6 32,0	8 24	7	11,0	1580	0,20	-0,16	9,11	B5	II	2p
2264	6 38,3	9 56	30	9,4	750	0,10	-0,30	8,9	O9,5	II	3pN
2287	6 44,9	-20 41	32	9,1	670	0,00	-0,20	7,06	B3	I	3r
2301	6 49,2	0 32	15	9,5	790	0,04	-0,14	8,00	B6	I	3m
2323	7 00,6	-8 16	16	9,8	910	0,26	-0,19	7,90	B3	I	2m
2324	7 01,6	1 08	8	12,4	3000	0,11	+0,15	8,25	A5	I	2m
2353	7 12,2	-10 13	20	10,1	1050	0,12	-0,25	9,17	B1	I	3mU
2362	7 16,7	-24 51	7	10,9	1500	0,11	-0,28	9,4	B0,5	I	3p
(M 50)											
(S Единорога)											
(M 41)											
(τ Большого Гса)											

Ч) Координаты и видимые угловые диаметры приведены по Хоггу [203], последние вятки также из списков Трюмлера [516] и Коллинера [94]. Модули расстояний, расстояния, изюбки цвета и показатели цвета — по Джонсону и др. [240]. Звездная величина, приведенная с точностью до второго знака, относится к ярчайшей звезде и взята из работы Хога и др. [199], в остальных случаях VB — звездная величина пятой по блеску звезды по Шелли [475] и Хоггу [203]. Спектральный класс скопления соответствует цвету (B — V) и вятки из работы Джонсона и др. [240]. Тип скопления по Трюмлеру [516] обозначается цифрами I — IV по мере убывания степени концентрации и буквами P, m и G, отмечающими скопления, содержащие менее 50, от 50 до 100 и более 100 звезд соответственно; M — скопление, связанное с туманностью, E — скопление асимметрично.

Продолжение табл. 55

Скопление NGC	Наименование	α (1950,0)	δ (1950,0)	θ	$m-M$	D , пс	E_B-V	$(B-V)_{IT}$	V_B	Спектральный класс	Тип
2422		$7^h 34,3^m$	$-14^\circ 23'$	$30'$	$8,4^m$	480	$0,08^m$	-0,18	$7,82^m$	B4 II	$3m$
2439		7 39,0	-31 32	9	11,0	1610	0,25	-0,11	10,6	B7 II	$3mU$
2447	(M 93)	7 42,5	-23 45	18	10,2	1100	0,06	-0,06	9,7	B9 I	$3r$
2516		7 57,4	-60 44	50	7,8	365	0,10	-0,07	10,1	B9 I	$3r$
2632	(Ясли, M 44)	8 37,2	20 10	90	6,0	158	0,00	+0,15	7,5	A5 I	$2r$
2682	(M 67)	8 47,8	12 00	18	9,6	830	0,06	+0,40	10,8	F2 II	$2r$
3330	(Нагв 4)	10 36,6	-53 53	8	10,7	1390	0,18	-0,10	10,2	B8 II	$3m$
4103		12 04,0	-60 58	9	10,4	1200	0,34	-0,24	9,4	B2 I	$3m$
Волосы Вероники		12 22,5	26 23	300	4,5	80	0,00	+0,05	5	A2 II	$3p$
4755	(% Южного Креста)	12 50,7	-60 04	12	9,6	830	0,31	-0,20	7	B3 I	$3r$
6105	(M 6)	17 36,8	-32 11	26	9,0	630	0,16	-0,18	8,3	B4 II	$3m$
IC 4665		17 43,8	5 44	50	7,6	330	0,17	-0,15	7,62	B5 II	$2p$
6475	(M 7)	17 50,6	-34 48	50	7,0	250	0,08	-0,10	7,4	B8 I	$3m$
6494	(M 23)	17 54,0	-19 01	27	9,1	660	0,38	-0,06	8,25	B9 I	$2r$
6530		18 01,7	-24 20	14	10,7	1400	0,32	-0,32	9,3	O5 II	$2mN$
6531	(M 21)	18 01,6	-22 30	12	10,5	1250	0,27	-0,30	7,24	O9,5 I	$3p$
6611	(M 16)	18 16,0	-13 48	8	12,0	2500	0,85	-0,32	8,09	O5 II	$3mN$
6633		18 25,1	6 32	25	7,5	320	0,17	+0,15	8,0	A5 I	$2pE$
IC 4725	(M 25)	18 28,8	-19 17	35	8,9	600	0,50	-0,20	9,3	B3 IV	$3r$
6664		18 34,0	-8 16	20	—	—	0,60	-0,10	11,3	B8 IV	$2m$
6594	(M 26)	18 42,6	-9 27	9	10,9	1500	0,58	-0,16	9,19	B5 II	$2m$
6705	(M 11)	18 48,4	-6 20	12,5	11,2	1740	0,40	-0,10	12	B8 II	$2r$
6709		18 49,1	10 17	12	9,8	910	0,30	-0,16	8,60	B5 II	$2p$
6755		19 05,3	4 08	15	11,3	1820	0,93	-0,10	10,23	B8 IV	$2m$
6802		19 28,4	20 10	5	10,2	1100	0,81	-0,14	9,23	B5 III	$1mE$

6823	19 41,0	23 11	7	11,1	1650	0,80	-0,30	8,75	O9 IV	3p
6830	19 48,9	22 57	10	11,2	1740	0,53	-0,29	9,06	B0 IV	2m
6834	19 50,2	29 17	7	12,4	3030	0,72	-0,23	8,50	B2 I	2m
6866	20 02,1	43 51	10	10,4	1209	0,14	+0,06	9,82	A3 I	2p
6871	20 04,0	35 38	25	11,2	1740	0,46	-0,21	6,81	B0 IV	3p
6882/5	20 09,6	26 24	22	8,9	600	0,08	+0,33	9,8	F2 I-IV	2-3p
6910	20 21,3	40 37	13	11,1	1650	1,05	-0,28	7,37	B0 IV	3p
6913	20 22,1	38 22	7	10,3	1150	1,02	-0,28	8,57	B0 III	3p
6940	20 32,5	28 08	26	9,5	800	0,26	+0,15	8,58	A7 III	1m
7031	21 05,7	50 38	7	10,3	1150	0,93	-	11,30	- II	3pU
7062	21 21,4	46 10	6	11,2	1760	0,74	-0,18	8,05	B4 II	2p
7063	21 22,4	36 17	8	9,0	630	0,08	-0,10	8,90	B8 II	2p
7067	21 22,4	47 48	2,5	12,3	2900	0,84	-0,25	9,46	B1 II	2p
7086	21 28,8	51 22	7,5	10,7	1400	0,72	-0,10	10,72	B8 I	2m
7092	21 30,4	48 13	32	7,0	250	0,00	-0,06	6,5	B9 II	2p
7128	21 42,3	53 29	3,2	12,0	2500	1,10	-0,24	7,84	B2 II	2p
7142	21 44,7	65 34	11	10,0	1000	0,18	-0,40	10,14	F2 II	1m
7160	21 52,3	62 22	10	9,6	840	0,30	-0,30	6,70	O9,5 I	3p
7209	22 03,2	46 15	20	9,8	910	0,15	0,00	8,55	A0 II	2p
7235	22 10,8	57 02	4,5	12,4	3030	0,92	-0,28	8,79	B0 II	3p
7261	22 18,6	57 50	7	9,4	700	0,58	-0,10	9,61	B8 II	2p
7380	22 45,0	57 50	9	11,6	2100	0,58	-0,30	7,57	O9 III	2p
7510	23 09,4	60 18	3	12,6	3300	1,08	-0,30	8,75	O9 II	2mU
7654	23 22,0	61 19	13	11,6	2100	0,68	-0,20	7,76	B3 II	2r
7686	23 27,8	48 51	13	-	-	-	-	7,74	- II	3p
7789	23 54,5	56 27	19	11,4	1870	0,28	0,30	12,5	F0 III	1r
7790	23 55,9	60 56	4,5	12,8	3600	0,52	-0,18	11,7	B4 II	2p

(M 29)

(M 39)

(M 52)

Таблица 56

Наименование, класс концентрации, координаты, поглощение $A = 0,24$ сопес b^{II} , угловой диаметр θ , средняя видимая звездная величина B 25 ярчайших звезд, модуль расстояния ($m - M$), полученный в предположении, что $M = -0,8^{\text{m}}$, расстояние D , показатель цвета ($B - V$)₀, исправленный за поглощение, спектральный класс, лучевая скорость и число переменных звезд для 119 шаровых скоплений (население II) ⁽¹⁾

NGC	Наименование скопления	Класс концентрации	α (1950,0)	δ (1950,0)	A	θ	Ср. зв. вел. 25 ярчайших звезд	$(m - M)$	D , кпс	$(B - V)_0$	Спектральный класс	V_r км/с	Число переменных
104	(47 Тукана)	III	$0^{\text{h}}21,9^{\text{m}}$	$-72^{\circ}21'$	0,34 ^m	(44,0)'	13,54 ^m	13,75 ^m	5,0	—	G3	-24	11
288		X	0 50,2	-26 52	0,24	(12,4)	14,98	15,78	14,8	—	—	-47	1
362	(Δ 62)	III	1 00,6	-71 07	0,33	(17,7)	14,23	15,03	9,7	—	F3	+221	14
1261		II	3 10,9	-55 25	0,31	(4,0)	—	—	(29,0)	—	F8	+46	—
Паломар 1		XII	3 25,7	79 28	0,70	(1,3)	19,6	20,4	87,1	—	—	—	0
Паломар 2		IX	4 43,1	31 23	1,53	(1,7)	—	—	—	—	—	—	—
1841		—	4 52,5	-84 05	0,48	(2,4)	—	—	—	—	—	—	—
1851	(Δ 508)	II	5 12,4	-40 05	0,42	(11,5)	—	—	(17,0)	—	F7	+309	2
1904	(M 79)	V	5 22,2	-24 34	0,50	(7,8)	15,52	16,32	16,5	—	F6	+196	5
2298		VI	6 47,2	-35 57	0,87	(4,2)	—	—	(30,0)	—	F7	+64	6
2419		II	7 34,8	39 00	0,55	(6,2)	18,32	20,0	83,2	0,57	F6	+14	36
2808		I	9 10,9	-64 39	1,26	(18,8)	15,09	15,89	9,1	—	F8	+101	4
Паломар 3		XII	10 03,0	0 18	0,36	(2,2)	—	20,3	100,0	—	—	—	1
3201	(Δ 445)	X	10 15,5	-46 09	1,53	(29,3)	—	—	(4,0)	—	—	+493	77
Паломар 4		XII	11 26,6	29 15	0,25	(2,5)	20,59	20,3	100,0	—	—	—	2
4147		VI	12 07,6	18 49	0,25	3,4	16,94	16,55	18,7	0,50	A6	+191	16
4372		XII	12 23,0	-72 24	1,38	(19,8)	—	—	(6,0)	—	—	+66	0
4590	(M 68)	XII	12 36,8	-26 29	0,40	6,4	14,98	15,78	14,0	0,57	A7	+116	38
4833		VIII	12 56,0	-70 36	1,72	(12,7)	—	—	(5,0)	—	—	+204	10
5024	(M 53)	V	13 10,5	18 26	0,24	8,3	15,28	16,7	20,0	0,52	F4	-112	43

5053	XI	13	13,9	17	57	0,24	(8,9)	15,86	16,25	16,4	0,57	(F5)	10
5139	VIII	13	23,8	-47	03	0,93	(65,4)	—	14,28	5,2	—	F7	+230
5272	VI	13	39,9	28	38	0,25	9,3	14,35	15,32	10,6	0,58	F7	-153
5285	V	13	43,0	-51	07	1,26	(13,6)	—	—	(12,0)	—	F8	+45
5466	XII	14	03,2	28	46	0,25	(9,2)	15,99	16,79	21,3	0,65	(F5)	—
5034	IV	14	27,0	-5	45	0,32	(3,7)	16,65	17,45	26,8	0,56	F5	-63
5694	VII	14	36,7	-26	19	0,48	2,3	17,17	17,97	31,6	0,57	F0	-187
I 4499	XI	14	52,7	-82	02	0,67	(6,2)	—	—	—	—	—	—
5824	I	15	00,9	-32	53	0,64	3,3	—	—	(46,0)	0,55	F5	-58
Паломар 5	XII	15	13,5	0	05	0,34	(10,3)	17,27	18,07	35,2	—	—	27
5897	XI	15	14,5	-20	50	0,48	(8,7)	15,49	16,2	14,5	0,58	(F5)	4
5904	V	15	16,0	2	16	0,33	10,6	14,07	14,80	8,1	0,62	F6	+49
5927	VIII	15	24,5	-50	29	2,75	(12,0)	—	—	(3,0)	—	G2	-96
5946	IX	15	31,8	-50	30	3,44	(2,6)	—	—	—	—	—	—
5986	VII	15	42,8	-37	37	0,99	8,6	—	—	(14,0)	0,57	G1	+2
A — v dB	(Паломар 14)	—	16	08,8	15	02	0,36	(8,4)	—	20,0	—	—	0
6093	(M 80)	X	16	14,1	-22	52	0,74	8,6	15,07	15,87	0,64	F9	+18
6101	(M 4)	X	16	20,0	-72	06	0,87	(14,6)	—	—	—	—	—
6121	(M 4)	IX	16	20,6	-26	24	0,87	22,6	13,21	14,01	4,3	(G0)	+65
6139	(M 4)	II	16	24,3	-38	44	1,97	(2,6)	—	(13,0)	—	F8	+20
6144	(M 13)	XI	16	24,2	-25	56	0,93	11,1	16,04	16,84	0,66	(G0)	1
6171	(M 12)	X	16	24,7	-12	57	0,61	12,8	15,75	16,55	17,1	G3	-147
6205	(M 12)	V	16	39,9	36	33	0,37	12,9	13,85	14,3	0,56	F6	-241
6218	(M 12)	IX	16	44,6	-1	52	0,55	21,5	14,07	14,87	7,4	F8	-16
6229	(M 12)	IV	16	45,6	47	37	0,37	3,6	16,50	17,30	24,7	F8	-150

У Тип концентрации, координаты, погашение, средние звездные величины *B*, модули расстояний, расстояния, показатели цвета, спектральные классы и лучевые скорости взяты по Арпу [26]. Тип концентрации дан в системе Шелли и Софера [47], в которой числа от I до XII обозначают степень концентрации центральных звезд по мере ее уменьшения. Угловые диаметры, не заключенные в скобки, даны по Кроуну и Мэюлду [27] и относятся к диаметрам, в пределах которых заключено 90% яркости. Угловые диаметры, заключенные в скобки, — по Хоггу [202]; эти величины взяты также из списков Шелли и Софера [478] и Маубера [327]. Расстояния, взятые в скобки, и число переменных звезд — по Хоггу [202], а лучевые скорости — по Мэюлду [311].

Продолжение табл. 56

NGC	Наименование скопления	Класс концентрации	α (1950,0)	δ (1950,0)	A	θ	Ср. зв. вел. 25 ярчайших звезд	$(m-M)$	D, мкс	$(B-V)_0$	Спектральный класс	V_r , км/с	Цеплопеременный
6235		X	$16^h 50,4^m$	$-22^{\circ} 06'$	$1,07^m$	(1,9)	$16,56^m$	$17,36^m$	19,4	—	—	—	2
6254	(M 10)	VII	16 54,5	-04 02	0,61	16,2	14,17	14,42	6,2	0,71	G1	+71	3
6266	(M 62)	IV	16 58,1	-30 03	1,97	8,8	16,16	16,96	11,7	0,52	G2	-75	83
6273	(M 19)	VIII	16 59,5	-26 11	1,53	9,3	14,98	15,78	7,1	0,58	F3	+102	4
6284		IX	17 01,5	-24 41	1,38	5,7	16,37	17,17	16,3	0,62	G2	+22	6
6287		VII	17 02,1	-22 38	1,26	5,8	16,39	17,19	17,0	0,88	(G5)	—	3
6293		IV	17 07,1	-26 30	1,72	6,2	15,63	16,43	9,8	0,50	F0	-73	5
6304		VI	17 11,4	-29 24	2,75	8,0	—	—	(6,0)	0,60	G4	-98	11
6316		III	17 13,4	-28 05	2,75	7,2	—	—	—	0,55	(G5)	—	—
6325		IV	17 15,0	-23 42	1,72	4,9	—	—	—	1,18	(G5)	—	—
6333		VIII	17 16,2	-18 28	1,38	7,9	15,75	16,55	12,8	0,59	F2	+224	13
6341	(M 92)	IV	17 15,6	+43 12	0,42	12,3	13,96	14,80	7,9	0,50	F1	-118	16
6342		IV	17 18,2	-19 32	1,53	4,7	—	—	—	0,89	(G5)	—	—
6352		XI	17 21,5	-48 26	1,97	(8,9)	—	—	—	—	—	—	—
6355		—	17 20,9	-26 19	2,75	6,1	—	—	—	0,80	(G5)	—	—
6356		II	17 20,7	-17 46	1,38	16,72	17,4	19,1	0,77	0,77	G4	+31	5
HP 1		IX	17 24,9	-29 57	4,59	(1,3)	—	—	—	—	—	—	—
6362	(Δ 225)	X	17 26,6	-67 01	0,82	(8,5)	—	—	(7,0)	—	—	-18	31
6366		XI	17 25,1	-5 02	0,87	(5,8)	16,06	16,86	17,4	—	—	—	2
6380		—	17 31,9	-39 02	3,44	—	—	—	—	—	—	—	—
6388		III	17 32,6	-44 43	1,97	(6,8)	—	—	(13,0)	—	G3	+81	—
6397	(Δ 366)	IX	17 36,8	-53 39	1,15	(19,0)	12,71	13,51	2,9	—	F5	+11	3
6401		—	17 35,6	-23 53	3,44	(1,0)	—	—	—	—	(G5)	—	—

Продолжение табл. 56

NGC	Наименование скопления	Класс конденсации	α (1950,0)	δ (1950,0)	A	θ	Ср. зв. вел. 25 ярчайших звезд	$(m-M)$	D , кпс	$(B-V)_0$	Спектральный класс	V_r , км/с	Число переменных
6681	(M 70)	V	$18^h 40,0^m$	$-32^{\circ} 21'$	$1,07^m$	$5,1'$	—	—	(20,0)	0,40	G3	+198	2
6712	(M 54)	IX	18 50,3	-8 47	2,75	12,3	15,59 ^m	15,85 ^m	5,7	0,41	G5	-131	12
6715	(M 54)	III	18 52,0	-30 32	0,93	4,8	—	—	(17,0)	0,87	F8	+122	80
6717	(M 54)	VIII	18 52,1	-22 47	1,26	(2,6)	16,3	17,1	14,7	—	—	—	—
6723	(M 54)	VII	18 56,2	-36 42	0,78	11,7	14,32	15,12	7,4	0,49	G4	-3	19
6749	(M 54)	—	19 02,6	1 48	6,88	—	—	—	—	—	—	—	—
6752	(M 54)	VI	19 06,4	-60 04	0,55	(41,9)	13,36	14,16	5,3	—	F6	-39	1
6760	(M 54)	IX	19 08,6	0 57	3,44	8,9	17,15	17,95	8,4	0,78	(G0)	—	4
6779	(M 54)	X	19 14,6	30 05	1,53	10,1	15,54	16,34	10,5	0,43	F6	-145	12
Паломар 10	(M 54)	XII	19 16,0	18 28	6,88	(3,1)	20,7	21,5	8,3	—	—	—	—
Аполл	(M 54)	—	19 25,6	-30 27	0,70	—	—	—	—	—	—	—	—
6809	(M 54)	XI	19 36,9	-31 03	0,59	21,1	13,68	14,48	6,0	0,48	(F5)	+170	6
Паломар 11	(M 54)	XI	19 42,6	-8 09	0,87	(2,8)	17,4	18,2	28,8	—	—	—	0
6838	(M 71)	—	19 51,5	18 39	2,75	10,2	15,00	14,15	2,6	0,32	G6	-80	4
6864	(M 75)	I	20 03,2	-22 04	0,55	4,9	17,47	18,27	35,1	0,64	G2	-198	11
6934	(M 72)	VIII	20 31,7	7 14	0,74	3,3	16,06	16,86	18,3	0,51	G0	-360	51
6981	(M 72)	IX	20 50,7	-12 44	0,44	6,4	16,15	16,95	21,1	0,54	G3	-255	39
7006	(M 15)	I	20 59,1	16 00	0,74	3,0	17,51	18,6	39,8	0,50	F2	-348	49
7078	(M 15)	IV	21 27,6	11 57	0,53	9,4	14,44	15,50	10,5	0,54	F2	-107	103
7089	(M 2)	II	21 30,9	-1 03	0,41	6,8	14,77	15,75	12,3	0,55	F4	-5	17
7099	(M 30)	V	21 37,5	-23 25	0,33	6,8	14,79	15,59	13,3	0,48	A7	-174	4
Паломар 12	(M 30)	XII	21 43,7	-21 28	0,32	(2,1)	17,4	18,2	38,0	—	—	—	3
Паломар 13	(M 30)	XII	23 04,2	12 28	0,36	(4,0)	19,6	20,4	100,0	—	—	—	4
7492	(M 30)	XII	23 05,7	-15 54	0,27	(4,3)	17,20	18,00	34,7	—	—	—	1

Динамика скоплений звезд или им подобных объектов позволяет определить некоторые характерные времена, которые могут быть связаны с возрастом скоплений. Для однородного скопления, звезды которого распределены с постоянной пространственной плотностью n в потенциальной яме с плоским дном и круглыми стенками, время релаксации T_R определяется выражением [495]

$$T_R = \frac{(3/2)^{3/2} V^3}{2\pi G^2 M^2 n \ln N},$$

где G — гравитационная постоянная, а N — полное число звезд массой M , имеющих среднеквадратичную скорость V . Если для оценки V использовать теорему вириала, то

$$T_R \approx 8 \cdot 10^5 \frac{N^{1/2} R^{3/2}}{M^{1/2} \lg N} \text{ [лет]}, \quad (5.75)$$

где радиус скопления R выражен в парсеках, а масса M — в единицах солнечной массы. При этих упрощающих предположениях 1% звезд должен покинуть скопление за время T_R , а через $40 T_R$ скопление сожмется в точку [494]. Большинство скоплений неоднородно по плотности, и радиальный градиент плотности увеличивает времена релаксации. Другой полезной временной характеристикой является среднее время свободного пролета T_c , равное среднему времени между двумя столкновениями звезды с другими звездами. Согласно Спитцеру [494],

$$T_c = \frac{10^{22} R^{7/2}}{N^{1/2} (M^{1/2} r^2) \left(1 + 8,8 \cdot 10^7 \frac{R}{rN}\right)} \text{ [лет]}, \quad (5.76)$$

где радиус скопления R выражен в парсеках, а масса M и радиус r звезд, входящих в скопление, — в солнечных единицах. Скопления с хорошо упорядоченной структурой должны иметь возраст, больший примерно $1,0 T_R$, чтобы успеть сформироваться, и меньший примерно $1000 T_R$ или $1000 T_c$, чтобы еще не распаться. У сравнительно молодых рассеянных скоплений время релаксации составляет $T_R \approx 10^6$ лет, а у большинства шаровых скоплений $T_R \approx 10^9 - 10^{10}$ лет.

Радиоисточники образуют эволюционную последовательность, в которой молодые объекты небольших размеров с высокой светимостью и поверхностной яркостью эволюционируют в более старые объекты, обладающие большими размерами, меньшей светимостью и поверхностной яркостью и более крутым спектром [187, 251, 482]. Первоначально плоский спектр радиоисточника становится более крутым в области высоких частот

вследствие потерь энергии на синхротронное излучение. Синхротронное излучение электрона с энергией E , движущегося в магнитном поле напряженностью H , приходится главным образом на частоту ν [449]:

$$\nu = 1,61 \cdot 10^7 H E^2 \text{ [МГц]} \quad (5.77)$$

[см. также уравнение (1.154)]. Скорость потерь энергии на синхротронное излучение составляет [ср. с (1.163)]

$$\frac{dE}{dt} = -6,08 \cdot 10^{-9} H^2 E^2 \text{ [эрг/с]}, \quad (5.78)$$

где E и H в уравнениях (5.77) и (5.78) выражены в гигаэлектрон-вольтах и гауссах соответственно. Из уравнений (5.77) и (5.78) следует, что более «старые» электроны излучают на более низких частотах. Кардашев [246] показал, что спектр излучения электронов, для которых распределение по энергиям имеет вид $N(E)dE \sim E^{-\nu}dE$, характеризуется спектральными индексами α :

$$\alpha = -(1 - \nu)/2 \text{ для } \nu < \nu_c,$$

$$\alpha = -(2\nu + 1)/3 \text{ для } \nu > \nu_c \text{ в случае мгновенной инжекции,} \quad (5.79)$$

$$\alpha = -\nu/2 \text{ для } \nu > \nu_c \text{ в случае непрерывной инжекции,}$$

где критическая частота ν_c определяется выражением

$$\nu_c = 340 H^{-3} T^{-2} \text{ [МГц]}, \quad (5.80)$$

T — возраст радиоисточника в годах, а H — напряженность магнитного поля в гауссах. Наблюдения радиоисточников на низких частотах показали, что напряженность их магнитных полей порядка $10^{-4 \pm 1}$ Гс [253]. Таким образом, наблюдения высокочастотного излома в спектре, за которым поток радиоисточника резко падает, дает возможность определить его возраст как

$$T = (10^{16} \nu_c^{-1})^{1/2} \text{ [лет]}, \quad (5.81)$$

где ν_c выражено в мегагерцах, а H принято равным $0,3 \cdot 10^{-4}$ Гс. Если $\nu_c = 100$ МГц, то $T = 10^7$ лет, а при $T = 10^6$ лет частота $\nu_c = 10\,000$ МГц. Детальная модель радиоисточников, связывающая их возраст с параметрами электронов, приведена в работе ван дер Лаана [275]. Шмидт [445] указал, что сильные радиоисточники связаны с яркими эллиптическими галактиками, возраст которых порядка 10^{10} лет. В таком случае по статистическим данным о пространственной плотности радиоисточников и эллиптических галактик возраст квазаров и радиогалактик оценивается соответственно в 10^6 и 10^9 лет.

5.2.6. Космическая шкала времени

Вслед за первым измерением линейчатого спектра галактики Хаггинсом в 1864 г. [224] Слайфер [487—489] обнаружил, что все галактики имеют линейчатые спектры, смещенные в красную сторону, что свидетельствует об общем удалении галактик от Земли. В работах Хаббла [219] и Хаббла и Хьюмасаона [222, 223] было показано, что скорость удаления V линейно связана с расстоянием D до галактик, определяемым по светимости ярчайших звезд в галактиках или ярчайших галактик в скоплениях. Диаграмма Хаббла, таким образом, приводит к космическому возрасту T , равному

$$T = \frac{D}{V} = \frac{1}{H_0} = 0,98 \cdot 10^{10} h^{-1} \text{ [лет]}, \quad (5.82)$$

где постоянная Хаббла $H_0 = 100h$ км/(с·Мпс), а h — некоторый постоянный множитель. Точное значение h зависит от принятой шкалы расстояний (см. разд. 5.3): имеющиеся оценки дают $h \approx 0,5$ ¹⁾. Как отмечали Бок [51] и Сэндейдж [430], значения возрастов, определяемые по радиоактивному распаду, по эволюции звезд и продолжительности хаббловского расширения, все лежат в пределах $3 \cdot 10^9$ — 10^{10} лет. Для иллюстрации на рис. 35 приведена наблюдаемая диаграмма Хаббла для 474 оптических галактик [227], а также для радиогалактик и квазаров [430].

Линейная форма, которую имеет закон Хаббла до области больших красных смещений, естественно объясняется в рамках однородных изотропных космологических моделей. Если k — кривизна пространства в метрике Робертсона — Уокера, q_0 — параметр замедления, а H_0 — постоянная Хаббла, то фридмановский возраст Вселенной T_0 равен

$$T_0 = \frac{1}{H_0} \left[\frac{1}{1 - 2q_0} - \frac{q_0}{(1 - 2q_0)^{3/2}} \operatorname{arccsch} \left(\frac{1}{q_0} - 1 \right) \right] \quad (5.83)$$

при $k = -1$, $\rho_0 < \rho_c$ и $0 < q_0 < 0,5$;

$$T_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1} \quad (5.84)$$

при $k = 0$, $\rho_0 = \rho_c$ и $q_0 = 0,5$;

$$T_0 = \frac{q_0}{H_0 (2q_0 - 1)^{3/2}} \left[\arccos \left(\frac{1}{q_0} - 1 \right) - \frac{1}{q_0 (2q_0 - 1)^{1/2}} \right] \quad (5.85)$$

при $k = 1$, $\rho_0 > \rho_c$ и $q_0 > 0,5$. Здесь ρ_0 — плотность вещества и излучения в современную эпоху, а критическая плотность ρ_c определяется выражением

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3. \quad (5.86)$$

¹⁾ См. примечание на стр. 319. — Прим. ред.

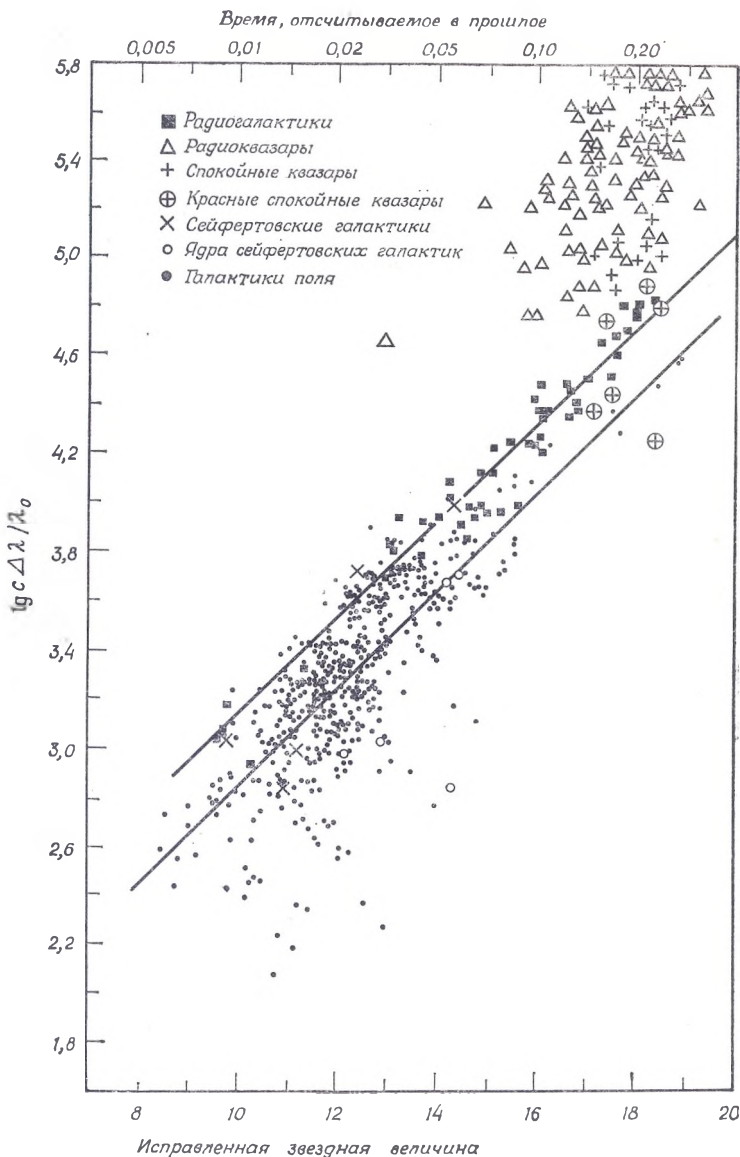


Рис. 35. Зависимость красное смещение — звездная величина (диаграмма Хаббла) для 474 галактик поля [227], а также для радиогалактик, квази-звездных объектов и сейфертовских галактик [430]. По оси ординат отложено произведение $c\Delta\lambda/\lambda_0$, где $z = \Delta\lambda/\lambda_0$ — красное смещение. На оси абсцисс — видимая звездная величина, исправленная за эффект апертуры, K -поправку и поглощение света в нашей Галактике. Верхняя прямая проведена по данным Сэндейджа для ярчайших галактик в скоплениях, нижняя прямая представляет линейную зависимость, наилучшим образом согласующуюся с данными по галактикам поля. Время дано в единицах хаббловского времени.

Космологические параметры k , q_0 и H_0 подробнее описаны в разд. 5.7.1. В зависимости от того, чему равно k : 1, 0 или -1 , Вселенная является замкнутой и осциллирующей, евклидовой и расширяющейся или открытой и расширяющейся. При $k = 0$ величина $q_0 = 0,5$, и фридмановский возраст $T_0 = 2H_0^{-1}/3 = 1,3 \cdot 10^{10}$ лет, если $H_0 = 50$ км/(с·Мпс).

5.3. РАССТОЯНИЯ

5.3.1. Расстояния до Луны, Солнца и планет

Греки первыми оценили параллакс Луны π , измерив угловой размер φ земной тени во время лунного затмения,

$$\pi_{\zeta} \simeq \pi_{\zeta} + \pi_{\odot} = (\theta + \varphi)/2, \quad (5.87)$$

где π_{\odot} — солнечный параллакс, который считался пренебрежимо малым по сравнению с лунным, θ — угловой размер Солнца. По измерениям Гиппарха [198] $\theta/2 = 16' 36,9''$, $\varphi \approx 2,5 \theta$ и $\pi_{\zeta} = 3489''$. Значение, принятое в настоящее время, составляет [91]

$$\pi_{\zeta} = a_e/a_{\zeta} = 3422,451'', \quad (5.88)$$

где земной радиус $a_e = 6,378160 \cdot 10^8$ см, а среднее расстояние до Луны равно

$$a_{\zeta} = 3,8440 \cdot 10^{10} \text{ см}. \quad (5.89)$$

Как впервые показал Кеплер [255] и объяснил Ньютон [335], период обращения P планеты вокруг Солнца связан с большой полуосью a ее эллиптической орбиты уравнением (третий закон Кеплера)

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(m + M_{\odot})}, \quad (5.90)$$

где ньютоновская гравитационная постоянная $G \approx 6,668 \cdot 10^{-8}$ дн \times
 \times см 2 /г 2 , m — масса планеты, а $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. Из уравнения (5.90) следует, что большая полуось земной орбиты, или астрономическая единица, определяется выражением

$$a = \left(\frac{m_e + M_{\odot}}{m_p + M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{P}{P_p} \right)^{2/3} a_p \approx \left(\frac{P}{P_p} \right)^{2/3} a_p, \quad (5.91)$$

где m_e и P — масса и период обращения Земли соответственно, m_p и P_p — те же величины, относящиеся к другой планете, а a_p — большая полуось орбиты планеты. Из наблюдений Марса [75] и Венеры [134] для параллакса Солнца $\pi_{\odot} = a_e/a$ были найдены значения 9,5 и 8,6'' соответственно. В настоящее время принято значение

$$\pi_{\odot} = 8,79405''. \quad (5.92)$$

Таблица 57

Расстояние, радиус, обратная масса, сидерический период, период вращения, эксцентриситет, наклон орбиты, плотность, альbedo и теоретические значения температуры планет Солнечной системы¹⁾

Объект	Сим-вол	Среднее расстояние а. д. с. (1900,0)	Радиус, км	Обратная масса	Сидерический период, тропические годы	Период вращения, сут	Эксцентриситет (1900,0)	Наклонение орбиты (1900,0)	Плотность, г/см ³	Альbedo	Температура ²⁾ , К
Солнце	☉	—	695 980	1,0	—	25,36	—	—	1,409	—	5 778
Луна	☾	?)	1 738	27 069 696	2	—	0,05490	5° 08' ± 09'	3,34	0,068	~ 441
Меркурий	☿	0,3870934	2 439	6 025 000	0,241	59,7	0,20561421	7° 00' 10,37''	5,42	0,058	441
Венера	♀	0,7233299	6 050	408 520	0,615	— 243,16	0,00682069	3 23 37,07	5,25	0,76	230
Земля	♁	1,0000038	6 378,16	332 945,4	1,000	1,00	0,01675104	0 00 00,00	5,517	0,39	246
Марс	♂	1,5237	3 394	3 098 000	1,881	1,03	0,09331290	1 51 01,20	3,96	0,15	218
Юпитер	♃	5,2037	70 850	1 047,4	11,865	0,4135	0,0484	1 18	1,33	0,51	102
Сатурн	♄	9,5803	60 000	3 498,5	29,650	0,43	0,0557	2 29	0,68	0,50	76
Уран	♅	19,1410	24 500	22 900	83,744	0,89	0,0472	0 46	1,60	0,66	49
Нептун	♆	30,1982	25 100	19 400	165,51	0,53	0,0086	1 46	1,65	0,62	40
Плутон	♇	39,4387	3 200	4 000 000	247,687	6,39	0,25	17 10	—	0,16	42

¹⁾ Обратная масса системы Земля — Луна составляет 328 900,1. Отношение масс Земли и Луны $\mu^{-1} = 31,3035$ [17]. В остальных случаях значения обратных масс взяты по Ашу, Шапиро и Смиту [27] из работ в библиографии к [27]. Радиус Венеры и Марса основаны на радиолокационных наблюдениях [27, 314], а радиус Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна и Плутона — на оптических измерениях [46, 112]. Сидерические периоды и элементы орбит взяты из приложения к эфемеридам [139], период вращения Венеры и Меркурия — по радиолокационным наблюдениям [117], период вращения Юпитера — по наблюдениям лешметрового радиозлучения [116].

²⁾ Среднее расстояние до Луны равно 384 400 км. Сидерический период Луны равен 27,32166 сут.

³⁾ Температуры планет рассчитаны для модели сферического абсолютно черного тела.

Эта величина получена из точных измерений астрономической единицы радиолокационным методом, наиболее точное значение которой равно [26, 328]

$$a = 1,49597892 (1) \cdot 10^{13} \text{ см.} \quad (5.93)$$

Результаты радиолокационных измерений элементов орбит и физических параметров планет приведены в табл. 57. Эти данные приближенно удовлетворяют закону планетных расстояний Тициуса [511]—Боде [50]. Если a_n — среднее расстояние планеты n от Солнца, то, согласно закону Тициуса — Боде,

$$a_n = 0,1 (4 + 3 \cdot 2^n), \quad (5.94)$$

где $n = -\infty, 0, 1, \dots, 7$, а расстояния выражены в астрономических единицах. Тер Хаар и Камерон [508] нашли более точную формулировку закона:

$$a_n = 2,05 (1,89^n), \quad (5.95)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots, 9$. Исторический обзор и теоретическая дискуссия по поводу закона Тициуса — Боде приведены в книге Ньюто [338].

5.3.2. Расстояние до ближайших звезд: годичный, вековой и динамический параллаксы; движение Солнца

Бессель и Рат [44] первыми измерили годичный параллакс звезды 61 Лебеда, который оказался равным $0,3136''$. Вскоре вслед за ними Гендерсон (1839 г.) измерил параллакс α Центавра, а Струве (1840 г.) — параллакс Веги. Годичный параллакс π связан с расстоянием D до звезды и астрономической единицей a соотношением

$$\text{tg } \pi \approx \pi = a/D. \quad (5.96)$$

Расстояние до звезды, выраженное в парсеках, составляет

$$D = \pi^{-1} \text{ пс,} \quad (5.97)$$

если π выражено в угловых секундах. За единицу расстояния выбран 1 парсек:

$$1 \text{ пс} = 3,0856 \cdot 10^{18} \text{ см} = 3,2615 \text{ светового года,} \quad (5.98)$$

где световой год — расстояние, которое свет проходит за год. Расстояния и параллаксы звезд, расположенных в радиусе 5 пс от Солнца, приведены в табл. 58. Расстояния и параллаксы 1049 звезд, расположенных ближе 20 пс, содержатся в каталоге Глизе [162].

Координаты, собственное движение, позиционные углы, лучевые
спектральные классы, абсолютные звездные величины и све

№ п.п.	№ по каталогу Глизе	Звезда	α (1950,0)	δ (1950,0)	Соб- ствен- ное дви- жение	Пози- цион- ный угол	Луче- вая ско- рость	Пар- рал- лакс
1		Солнце						
2	559,551	α Центавра ²⁾	14 ^h 36,2 ^m	-60° 38'	3,68''	281°	-22	0,760''
3	699	Звезда Барнарда	17 55,4	+4 33	10,31	356	-108	0,552
4	406	Вольф 359	10 54,1	+7 19	4,71	235	+13	0,431
5	411	BD +36°2147	11 00,6	+36 18	4,78	187	-84	0,402
6	244	Сириус	6 42,9	-16 39	1,33	204	-8	0,377
7	65	Лейтен 726—8	1 36,4	-18 13	3,36	80	+30	0,365
8	729	Росс 154	18 46,7	-23 53	0,72	103	-4	0,345
9	905	Росс 248	23 39,4	+43 55	1,58	176	-81	0,317
10	144	ϵ Эридана	6 30,6	-9 38	0,98	271	+16	0,305
11	866	Лейтен 789—6	22 35,7	-15 36	3,26	46	-60	0,302
12	447	Росс 128	11 45,1	+1 06	1,37	153	-13	0,301
13	820	δ Лебеда	21 04,7	+38 30	5,22	52	-64	0,292
14	845	ϵ Индейца	21 59,6	-57 00	4,69	123	-40	0,291
15	280	Процион	7 36,7	+5 21	1,25	214	-3	0,287
16	725	Σ 2398	18 42,2	+59 33	2,28	324	+5	0,284
17	15	BD +43°44	0 15,5	+43 44	2,89	82	+17	0,282
18	887	CD -36°15693	23 02,6	-36 09	6,90	79	+10	0,279
19	71	τ Кита	1 41,7	-16 12	1,92	297	-16	0,273
20	273	BD +5°1668	7 24,7	+5 23	3,73	171	+26	0,266
21	825	CD -39°14192	21 14,3	-39 04	3,46	251	+21	0,260
22	191	Звезда Каптейна	5 09,7	-45 00	8,89	131	+245	0,256
23	860	Крюгер 60	22 26,3	+57 27	0,86	246	-26	0,254
24	234	Росс 614	6 26,8	-2 46	0,99	134	+24	0,249
25	628	BD -12°4523	16 27,5	-12 32	1,18	182	-13	0,249
26	35	Звезда ван Маанена	0 46,5	+5 09	2,95	155	+54	0,234
27	473	Вольф 424	12 30,9	+09 18	1,75	277	-5	0,229
28		G 158—27	0 04,2	-7 48	2,06	204		0,226
29	1	CD -37°15492	0 02,5	-37 36	6,08	113	+23	0,225
30	380	BD -50°1725	10 08,3	+49 42	1,45	249	-26	0,217
31	674	CD -46°11540	17 24,9	-46 51	1,13	147		0,216
32	832	CD -49°13515	21 30,2	-49 13	1,81	185	+8	0,214
33	682	CD -44°11909	17 33,5	-44 17	1,16	217		0,213
34	83,1	Лейтен 1159—16	1 57,4	+12 51	2,08	149		0,212
35	526	BD +15°2620	13 43,2	+15 10	2,30	129	+15	0,208

¹⁾ По ван де Кампу [242]. Символ b относится к невидимому компоненту.

²⁾ Координаты α Центавра С (Проксима) равны $\alpha = 14^h 26,3^m$, $\delta = -62^\circ 28'$; ее расстояние в позиционном угле 282°; 1 световой год = $9,4605 \cdot 10^{17}$ см.

Таблица 58

скорости, параллаксы, расстояния, видимые звездные величины, тимости звезд, расположенных в радиусе 5 пс от Солнца¹⁾)

Расстояние, световые годы	Визуальная видимая звездная величина и спектральный класс			Визуальная абсолютная звездная величина			Визуальная светимость		
	A	B	C	A	B	C	A	B	C
	-26,8 ^m G2			4,8			1,0		
4,3	0,1 G2	1,5 ^m K6	11 ^m M5e	4,5	5,9	15,4	0,3	0,36	0,00006
5,9	9,5 M5	<i>b</i>		13,2	<i>b</i>		0,00044	<i>b</i>	
7,6	13,5 M8e			16,7			0,00002		
8,1	7,5 M2	<i>b</i>		10,5	<i>b</i>		0,0052	<i>b</i>	
8,6	-1,5 A1	8,3 DA		1,4	11,2		23,0	0,0028	
8,9	12,5 M6e	13,0 M6e		15,3	15,8		0,00006	0,00004	
9,4	10,6 M5e			13,3			0,0004		
10,3	12,2 M6e			14,7			0,00011		
10,7	3,7 K2			6,1			0,30		
10,8	12,2 M6			14,6			0,00012		
10,8	11,1 M5			13,5			0,00033		
11,2	5,2 K5	6,0 K7	<i>b</i>	7,5	8,3	<i>b</i>	0,083	0,040	<i>b</i>
11,2	4,7 K5			7,0			0,13		
11,4	0,3 F5	10,8		2,6	13,1		7,6	0,0005	
11,5	8,9 M4	9,7 M5		11,2	12,0		0,0028	0,0013	
11,6	8,1 M1	11,0 M6		10,4	13,3		0,0058	0,00040	
11,7	7,4 M2			9,6			0,012		
11,9	3,5 G8			5,7			0,44		
12,2	9,8 M4	<i>b</i>		11,9	<i>b</i>		0,0014	<i>b</i>	
12,5	6,7 M1			8,8			0,025		
12,7	8,8 M0			10,8			0,0040		
12,8	9,7 M4	11,2 M6		11,7	13,2		0,0017	0,00044	
13,1	11,3 M5e	14,8		13,3	16,8		0,0004	0,00002	
13,1	10,0 M5			12,0			0,0013		
13,9	12,4 DG			14,2			0,00017		
14,2	12,6 M6e	12,6 M6e		14,4	14,4		0,00014	0,00014	
14,4	13,8 m			15,5			0,00005		
14,5	8,6 M3			10,4			0,00058		
15,0	6,6 K7			8,3			0,040		
15,1	9,4 M4			11,1			0,0030		
15,2	8,7 M3			10,4			0,0058		
15,3	11,2 M5			12,8			0,00063		
15,4	12,3 M8			13,9			0,00023		
15,7	8,5 M2			10,1			0,0076		

от центра масс α Центавра А и В равно $2^{\circ} 11'$, а собственное движение составляет $3,84''$

№ п.п.	№ по каталогу Глизе	Звезда	α (1950,0)	δ (1950,0)	Собственное движение	Позиционный угол	Лучевая скорость	Параллакс
36	687	BD -1.68°946	17 ^h 36,7 ^m	+68° 23'	1,33''	194°	-22	0,207''
37	440	L 145-141	11 43,0	-64 33	2,68	97		0,206
38	876	BD -15° 6290	22 50,6	-14 31	1,16	125	+9	0,206
39	166	40 Эридана	4 13,0	-7 44	4,08	213	-43	0,205
40	388	BD +20°2465	10 16,9	+20 07	0,49	264	+11	0,202
41	768	Альтаир	19 48,3	+8 44	0,66	54	-26	0,196
42	702	70 Змееносца	18 02,9	+2 31	1,13	167	-7	0,195
43	445	АС +79°3888	11 44,6	+78 58	0,89	57	-119	0,194
44	873	BD +43°4305	22 44,7	+44 05	0,83	237	-2	0,193
45	169,1	Стейн 2051	4 26,8	+58 53	2,37	146		0,192

Гершель [190] первым показал, что Солнце движется относительно местной группы звезд, и определил положение апекса с ошибкой несколько градусов по отношению к принятому в настоящее время. Движение Солнца к стандартному апексу, определенному по каталогам лучевых скоростей и собственных движений звезд, характеризуется скоростью [102]

$$V_{\odot} = 19,5 \text{ км/с}, \quad (5.99)$$

направленной к точке с координатами

$$\begin{aligned} \alpha_{\odot} &= 18,0^h, & \delta_{\odot} &= 30^{\circ}, \\ l_{\odot}^{\text{I}} &= 56^{\circ}, & b_{\odot}^{\text{I}} &= 23^{\circ}, \end{aligned} \quad (5.100)$$

относящимися к эпохе 1900,0. Движение Солнца по отношению к звездам окрестности Солнца характеризуется скоростью

$$V_{\odot} = 15,4 \text{ км/с} \quad (5.101)$$

и направлением

$$\begin{aligned} \alpha_{\odot} &= 17,8^h, & \delta_{\odot} &= 25^{\circ}, \\ l_{\odot}^{\text{II}} &= 51^{\circ}, & b_{\odot}^{\text{II}} &= 23^{\circ} \end{aligned} \quad (5.102)$$

(эпоха 1900,0). Измеренные скорости, исправленные за движение Солнца, считаются приведенными к центру скорости околосолнечных звезд. Ранние работы, в которых рассматривается вопрос о движении Солнца относительно звезд, принадлежат Боссу [56], Эддингтону [119] и Смарту и Грину [490].

Продолжение табл. 58

Расстояние, световые годы	Визуальная видимая звездная величина и спектральный класс			Визуальная абсолютная звездная величина			Визуальная светимость					
	A	B	C	A	B	C	A	B	C			
15,7	9,1 ^m	M3.5	<i>b</i>				10,7	DC	0,0044	<i>b</i>		
15,8	11,4						12,6		0,0038			
15,8	10,2	M5					11,8		0,0015			
15,9	4,4	K0	9,5 ^m DA	11,2 ^m	M4e		6,0	11,2	12,8	0,33	0,0027	0,00063
16,1	9,4	M4,5	<i>b</i>				10,9	<i>b</i>		0,0036	<i>b</i>	
16,6	0,8	A7					2,3			10,0		
16,7	4,2	K1	6,0	K6			5,7	7,5		0,44	0,083	
16,8	11,0	M4					12,4			0,0009		
16,9	10,1	M5e	<i>b</i>				11,5	<i>b</i>		0,0021	<i>b</i>	
17,0	11,1	M5	12,4	<i>b</i>			12,5	13,8		0,0008	0,0003	

Вековой параллакс π_s — это угловое расстояние, на которое смещается звезда за один год вследствие движения Солнца по направлению к апексу:

$$\pi_s = \frac{V_{\odot}}{4,74} \pi \approx 4,1\pi \text{ [угловых секунд]}, \quad (5.103)$$

где π — годичный параллакс в угловых секундах, а одна астрономическая единица в год эквивалентна 4,74 км/с. Здесь V_{\odot} принято равным 19,4 км/с, хотя в зависимости от выбранной системы отсчета эта величина меняется вплоть до 100 км/с.

Гершель [191] был также первым, кто наблюдал обращение компонент двойных звезд относительно друг друга. Если звезды движутся по эллиптическим орбитам, то из третьего закона Кеплера [уравнение (5.90)] следует выражение для динамического параллакса двойных звезд:

$$\pi_D = \frac{\alpha}{(M_1 + M_2)^{1/3} P^{2/3}} \text{ [угловых секунд]}, \quad (5.104)$$

где α — угловой размер большой полуоси орбиты, выраженный в угловых секундах, M_1 и M_2 — массы звезд в единицах массы Солнца, а P — период обращения в годах. Поскольку π_D слабо зависит от массы звезд, часто принимается, что $M_1 + M_2 = 2$.

Если измерены лучевые скорости звезды, то можно получить элементы их орбит. В первом приближении лучевая скорость V_r , согласно Доплеру [113], равна

$$V_r = c \Delta\lambda/\lambda, \quad (5.105)$$

где $\Delta\lambda$ — изменение длины волны по отношению к длине волны λ покоящегося источника. Принимается, что значение $\Delta\lambda$ положительно для удаляющихся объектов (красное смещение) и отрицательно для приближающихся. Пикеринг [379] и Фогель (1890 г.) почти одновременно сообщили об открытии спектрально-двойных звезд, в спектрах которых систематически меняется расстояние между линиями. Измеряемая лучевая скорость орбитального движения V_r связана с элементами орбиты соотношением

$$V_r = \frac{2\pi a_1 \sin i}{P \sqrt{1-e^2}} (e \cos \omega + u) = K (e \cos \omega + u), \quad (5.106)$$

где $\pi = 3,14159$, P — период орбитального движения, равный периоду изменения V_r , a_1 — большая полуось орбиты компонента 1, i — наклонение орбиты, $a \sin i$ — проекция большой полуоси на луч зрения, e — эксцентриситет орбиты, ω — угол, образуемый линией узлов и линией аписид, а u — угол между радиусом-вектором и линией узлов. Постоянная K определяется непосредственно через значения максимальной V_{max} и минимальной V_{min} лучевых скоростей

$$K = \frac{V_{max} - V_{min}}{2}. \quad (5.107)$$

Постоянные e и ω можно найти, сопоставляя зависимость V_r от времени с семейством кривых $(e \cos \omega + u)$ для различных значений e и ω [260]. Величина $a \sin i$ определяется через найденные значения K , P и e . Масса компонента 1 находится из уравнения

$$M_1 \sin^3 i = \frac{(a \sin i)^3}{p^2 \left(1 + \frac{a_1 \sin i}{a_2 \sin i}\right)}, \quad (5.108)$$

где $a \sin i = a_1 \sin i + a_2 \sin i$ можно определить по изменениям лучевых скоростей обоих компонентов. Справедливы также следующие соотношения: $a^3 = GP^2(M_1 + M_2)/(4\pi^2)$ и $a_1 M_1 = a_2 M_2$.

5.3.3. Расстояния до движущихся скоплений и статистический параллакс

В 1718 г. Галлей [171] обратил внимание на то, что положения Сириуса, Альдебарана, Бетельгейзе и Арктуря отличаются от тех, которые приведены Птолемеом в его «Альмагесте». Если V_T — составляющая пространственной скорости звезды в картинной плоскости, то собственное движение μ определяется выражением

$$\mu = \frac{V_T}{4,74D} ["/\text{год}], \quad (5.109)$$

где V_r выражено в км/с, а расстояние D до звезды — в парсеках. Измеренные координаты и собственные движения с точностью до 0,05 и 0,2" в столетие соответственно приведены Фрике и Коффом [151] для 1535 основных и 1987 дополнительных звезд. Этот фундаментальный каталог называется FK4. Он используется как опорный каталог для каталога положений и собственных движений 258 997 звезд Смитсоновской астрофизической обсерватории [492] на эпоху 1950,0. Данные каталога записаны на магнитную ленту.

Если движение звезд в скоплении кажется сходящимся к одной точке, то параллакс π будет равен

$$\pi = \frac{4,74\mu}{V_r \operatorname{tg} \theta}, \quad (5.110)$$

где V_r — выраженная в км/с компонента скорости, направленная вдоль луча зрения (лучевая скорость) и определяемая по измерениям положений линий в спектре [уравнение (5.105)], а θ — угловое расстояние между данной звездой и точкой схождения. Лучевые скорости звезд приведены в таблицах Уилсона [541] и Абта и Биггса [4]. Лучевые скорости звезд, расположенных в радиусе 5 пс от Солнца, даны в табл. 58.

Каптейн [243, 244] первым обратил внимание на то, что звезды движутся двумя потоками, координаты апексов которых равны $\alpha = 91^\circ$, $\delta = -15^\circ$ и $\alpha = 288^\circ$, $\delta = -64^\circ$ в эпоху 1900,0 (см. также [119]). Каптейн предложил для удобства разделять собственное движение звезд каждого потока на два компонента, v и τ , которые направлены соответственно вдоль и под прямым углом к большому кругу, проходящему через звезду и через положение солнечного апекса. Если μ_α и μ_δ — компоненты собственного движения по прямому восхождению и склонению соответственно, то

$$\begin{aligned} v &= \mu_\alpha \cos \delta \sin \Psi - \mu_\delta \cos \Psi, \\ \tau &= \mu_\delta \sin \Psi + \mu_\alpha \cos \delta \sin \Psi, \end{aligned} \quad (5.111)$$

где δ — склонение звезды, а Ψ — угол между дугами больших кругов, соединяющих звезду с апексом Солнца и с северным полюсом мира. Угловое расстояние между звездой и апексом Солнца определяется из выражения

$$\cos \lambda = \sin \delta \sin \delta_\odot + \cos \delta \cos \delta_\odot \cos (\alpha - \alpha_\odot), \quad (5.112)$$

где α, δ — экваториальные координаты звезды на эпоху 1900,0. а α_\odot и δ_\odot — координаты апекса Солнца, приведенные в (5.100). Угол Ψ находится из уравнения

$$\sin \lambda \cos \Psi = \sin \delta_\odot \cos \delta - \sin \delta \cos \delta_\odot \cos (\alpha - \alpha_\odot). \quad (5.113)$$

Выражение для статистического параллакса π можно записать следующим образом:

$$\pi = \frac{4,74}{V_{\odot}} \frac{\langle v \sin \lambda \rangle}{\langle \sin^2 \lambda \rangle} [\text{угловых секунд}], \quad (5.114)$$

где значение V_{\odot} приведено в (5.99), v выражено в угловых секундах в год, а угловые скобки означают усреднение по всем звездам группы. Если звезды в группе имеют скорости, направление которых распределено случайным образом, то статистический параллакс можно найти из уравнения

$$\pi = \frac{4,74 \langle |\tau| \rangle}{\langle |V_R + V_{\odot} \cos \lambda| \rangle} [\text{угловых секунд}], \quad (5.115)$$

где V_R — лучевая скорость в км/с, τ выражено в угловых секундах в год, а знак $| \cdot |$ означает, что величина берется по модулю. Метод статистических параллаксов позволяет получить расстояния с хорошей точностью до объектов, удаленных на 500 пс, в то время как метод тригонометрических параллаксов, о котором шла речь выше, пригоден для определения расстояний примерно до 30 пс.

5.3.4. Вращение Галактики и кинематическое расстояние

Слайфер [487] первым наблюдал вращение других галактик, а Шепли [472] первым показал, что шаровые скопления концентрируются к центру нашей Галактики. Вслед за этим Линдблад [298] предположил, что высокие скорости скоплений можно объяснить вращением и Солнца, и шаровых скоплений вокруг галактического центра. Оорт [347, 348] представил некоторые наблюдательные аргументы в пользу существования дифференциального вращения Галактики и предложил приведенные ниже формулы, описывающие круговое вращение относительно центра Галактики. Лучевая скорость V_r галактического объекта, находящегося на расстоянии R от центра Галактики, равна

$$V_r = R_0 [\omega(R) - \omega(R_0)] \sin l^{\text{II}} \cos b^{\text{II}}, \quad (5.116)$$

или

$$V_r \approx R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R=R_0} (R - R_0) \sin l^{\text{II}} \cos b^{\text{II}} \text{ для } R - R_0 \ll R_0,$$

где R_0 — расстояние центроида скоростей околосолнечных звезд от центра Галактики, $\omega(R)$ — угловая скорость кругового вращения Галактики на расстоянии R от центра, l^{II} и b^{II} — галактические долгота и широта объекта. Формулы для перехода от экваториальных координат к галактическим приведены в

разд. 5.1.5. Собственное движение объекта на данной галактической долготе составляет

$$\mu = \frac{1}{4,74} \left[-\frac{1}{2} R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R=R_0} \cos 2l^{II} - \frac{1}{2} R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R=R_0} - \omega(R_0) \right], \quad (5.117)$$

где μ выражено в секундах дуги в год. Постоянные Оорта A и B , характеризующие дифференциальное вращение Галактики, равны [444]

$$\begin{aligned} A &= -\frac{1}{2} R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R=R_0} = 15 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпс}), \\ B &= -\frac{1}{2} R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R=R_0} - \omega(R_0) = -10 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпс}). \end{aligned} \quad (5.118)$$

Приведенные численные значения являются общепринятыми. Подставляя выражения для A и B (5.118) в (5.116) и (5.117), мы получаем

$$V_r = -2A(R - R_0) \sin l^{II} \cos b^{II} \text{ для } R - R_0 \ll R_0, \quad (5.119)$$

$$\mu = \frac{1}{4,74} [B + A \cos 2l^{II}]. \quad (5.120)$$

В любом направлении в галактической плоскости в области $|l^{II}| < 90^\circ$ максимальную лучевую скорость $V_{r \max}$ будет иметь та точка, которая ближе всего расположена к центру Галактики. Для нее $R = R_0 |\sin l^{II}|$. Из (5.116) следует

$$\begin{aligned} V_{r \max} &= 2AR_0 \sin l^{II} (1 - |\sin l^{II}|) = \\ &= R_0 \left[\frac{\theta_c(R)}{R} - \frac{\theta_c(R_0)}{R_0} \right] \sin l^{II}, \end{aligned} \quad (5.121)$$

где $R\omega(R) = \theta_c(R)$ — круговая скорость на расстоянии R от галактического центра. Приняты следующие значения для R_0 и $\theta_c(R_0)$:

$$\begin{aligned} R_0 &= 10 \text{ кпс}, \\ \theta_c(R_0) &= R_0(A - B) = 250 \text{ км}/\text{с}. \end{aligned} \quad (5.122)$$

Из уравнения (5.116) следует, что измерение лучевых скоростей позволяет определить расстояние D объекта от местного центроида скоростей. Например, для небольших расстояний от Солнца уравнение (5.116) принимает вид

$$V_r = AD \sin 2l^{II} \cos^2 b^{II}. \quad (5.123)$$

Если объект находится в плоскости Галактики ($b^{II} \approx 0$), то

$$R^2 = R_0^2 + D^2 - 2R_0 D \cos l^{II}, \quad (5.124)$$

где R определяется через V_r с помощью уравнения (5.119). Однако для $R < R_0$ каждому значению лучевой скорости V_r соответствуют два значения R , так что возникает неоднозначность в определении расстояния до галактического объекта. Эта неоднозначность устраняется путем вычисления $\omega(R)$ по известному значению V_r с помощью уравнения (5.116) и сопоставления результата с теоретическими моделями, которые дают $\omega(R)$ как

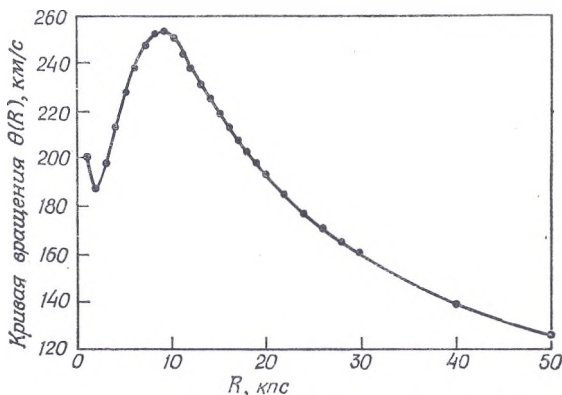


Рис. 36. Кривая вращения Галактики в модели со следующим распределением плотности: $\rho = 3930R^{-1} - 0,02489R$ при $R \leq R_0$ и $\rho = 1449,2R^{-4}$ при $R > R_0$, где плотность выражена в массах Солнца на кубический парсек, а R — расстояние от центра Галактики в парсеках. Вблизи Солнца $R = R_0 = 10$ кпс и $\rho = 0,145 M_{\odot}/\text{пс}^3$ [444].

функцию R . Исходя из наблюдений в линии нейтрального водорода [256, 274] и из теоретических моделей распределения масс в Галактике, можно получить зависимость круговой скорости $\theta_c(R) = R\omega(R)$ от расстояния R до галактического центра (рис. 36 и 37). Расстояния, измеренные по лучевым скоростям с помощью подобных кривых вращения, называются кинематическими расстояниями. Для внешней части Галактики кривая вращения получена не из наблюдений, а построена исходя из принятой модели распределения массы, параметры которой приведены в подписи к рис. 36. Робертс и Ротс [399] показали, что кривые вращения некоторых соседних спиральных галактик спадают не столь быстро, как кривая на рис. 36 на расстоянии, большем 15 кпс. Согласно приведенным ими данным, на больших расстояниях от центров спиральных галактик может находиться значительное количество вещества, так что размеры галактик больше найденных по фотометрическим измерениям.

Линдблад [298] первым высказал предположение, что наблюдаемую устойчивость спиральных ветвей Галактики к воздействию дифференциального вращения можно объяснить сосуще-

ствованием «материальных» ветвей и волн плотности, вращающихся вокруг центра Галактики с угловой скоростью $\Omega_p(R)$, за-

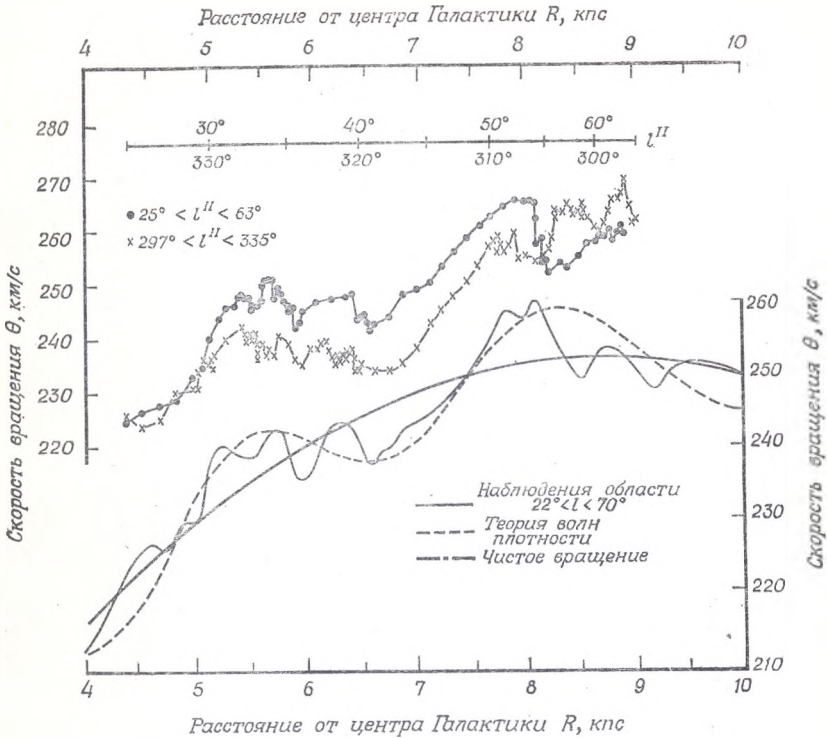


Рис. 37. Наблюдаемые кривые вращения Галактики. Верхние кривые получены для областей Млечного Пути к северу и к югу от центра Галактики по наблюдениям профиля линии H I в направлениях, касательных к соответствующим орбитам. Вращение считалось круговым, без наличия потоков вещества [257]. (С разрешения Эньюэл Ревьюз Инк.). Нижние кривые получены аналогичным способом для долгот $22^\circ < l^I < 70^\circ$ [463]. Гладкая сплошная линия — кривая вращения, из которой исключены потоковые движения, а штриховая линия — кривая вращения, искаженная потоковыми движениями, предсказываемая теорией волн плотности [71, 72].

ключенной в пределах

$$\Omega_c(R) - \frac{\kappa(R)}{m} < \Omega_p(R) < \Omega_c(R) + \frac{\kappa(R)}{m}, \quad (5.125)$$

где $\Omega_c(R)$ и $\Omega_p(R)$ — угловые скорости вращения вещества и волн плотности вокруг галактического центра на расстоянии R от него, $\kappa(R)$ — эпициклическая частота, а m — целое число, равное числу спиральных ветвей. Эпициклическая частота опреде-

ляется выражением

$$[\kappa(R)]^2 = [2\Omega_c(R)]^2 \left[1 + \frac{R}{2\Omega_c(R)} \frac{d\Omega_c(R)}{dR} \right] \quad (5.126)$$

и связана с расстоянием λ_* между спиральными ветвями уравнением

$$\lambda_* \approx \frac{4\pi^2 G \sigma(R)}{[\kappa(R)]^2}, \quad (5.127)$$

где G — гравитационная постоянная, а $\sigma(R)$ — поверхностная плотность. Из-за существования волн плотности водород на внешней и внутренней сторонах спиральной ветви будет иметь соответственно более высокую и более низкую скорость, чем имел бы в отсутствии волн. Тогда на кривой вращения должны быть заметны волны, что действительно имеет место (рис. 37). Кинематические расстояния необходимо исправить за эффект, обусловленный существованием волн плотности. Такие поправки могут быть сделаны на основе теории волн плотности Лина, Яна и Шу [297]. Они получили дисперсионное соотношение, связывающее расстояние между ветвями λ и круговую частоту ν (выраженную в единицах эпициклической частоты), с которой звезды проходят через спиральный узор:

$$\nu = \frac{m [\Omega_c(R) - \Omega_p(R)]}{\kappa(R)}. \quad (5.128)$$

Упомянутые авторы показали, что при изменении $|\nu|$ от нуля до единицы величина λ монотонно меняется от $0,55\lambda_*$ до $0,05\lambda_*$. Они нашли, что $\Omega_p(R_0)$ равна $13,5$ км/(с·кпс). Бертон [71, 72] на основании теории Лина и др. [297] получил семейство кривых, связывающих лучевую скорость с расстоянием от Солнца R и галактической долготой l^{11} (рис. 38). Он использовал близкую к кривой Шмидта [444] кривую вращения, описываемую следующими уравнениями:

$$\theta_c(R) = 250,0 + 4,05(10 - R) - 1,62(10 - R)^2 \text{ км/с для } 4 \text{ кпс} \leq R \leq 10 \text{ кпс}, \quad (5.129)$$

$$\theta_c(R) = 885,44R^{-1/2} - 30000R^{-3} \text{ км/с для } 10 \text{ кпс} \leq R \leq 14 \text{ кпс}.$$

Лучевые скорости определялись по отношению к центроиду скоростей околосолнечных звезд, так что наблюдаемые скорости были исправлены за ту составляющую радиального движения, которая обусловлена движением Солнца $V_{r\odot}$ и вращением Земли вокруг Солнца. Если прямое восхождение α и склонение δ радиоисточника приведены к той же эпохе, что и координаты солнечного апекса α_{\odot} и δ_{\odot} [см. (5.99)], то

$$V_{r\odot} = 19,5 (\cos \alpha_{\odot} \cos \delta_{\odot} \cos \alpha \cos \delta + \sin \alpha_{\odot} \cos \delta_{\odot} \sin \alpha \cos \delta + \sin \delta_{\odot} \sin \delta) \text{ км/с}. \quad (5.130)$$

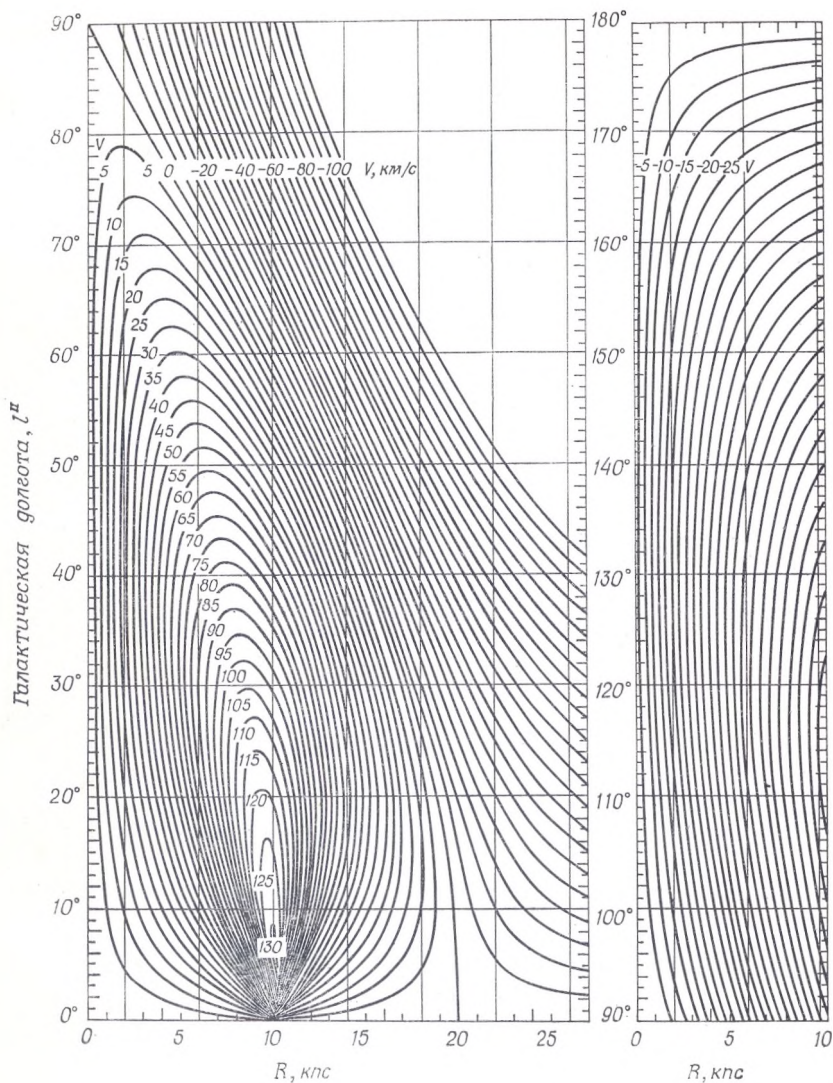


Рис. 38. Связь между лучевой скоростью V , расстоянием от Солнца R и галактической долготой l° . Лучевые скорости определяются по отношению к центру скорости околосолнечных звезд [72]. (С разрешения изд-ва «Шпрингер-Ферлаг».)

Лучевые скорости считаются положительными, если движение направлено от наблюдателя, поэтому для приведения лучевой скорости к скорости центроида окосолнечных звезд необходимо вычесть $V_{r\odot}$. Поправка к лучевой скорости для учета орбитального движения Земли вокруг Солнца равна [440]

$$V_{rE} = -V \cos \beta \sin(\lambda_s - \lambda) + Ve \sin(\Gamma - \lambda) \cos \beta, \quad (5.131)$$

где λ и β — эклиптические координаты небесного объекта, λ_s — долгота Солнца, отнесенная к той же эпохе, что и координаты λ и β , Γ — долгота Солнца в перигелии, равная

$$\Gamma = 281^\circ 13' 15,00'' + 6189,03''T + 1,63''T^2 + 0,012''T^3, \quad (5.132)$$

где T — число тропических столетий, прошедших с момента 1900,0 до соответствующей эпохи, $e = 0,0167$ — эксцентриситет земной орбиты. Величина V равна

$$V = \frac{2\pi a}{P(1 - e^2)^{1/2}} \approx 29,974 \text{ км/с}, \quad (5.133)$$

где $a = 1,49597892 \cdot 10^{13}$ см — большая полуось земной орбиты, а $P = 31\,470\,758$ с — число средних сидерических секунд, содержащихся в солнечном году. Поправка к лучевой скорости V_{rer} за вращение Земли вокруг оси равна

$$V_{rer} = V_e \sin h \cos \delta \cos \varphi', \quad (5.134)$$

где $V_e = 0,465$ км/с — экваториальная скорость вращения Земли, h — часовой угол небесного объекта, который считается положительным к востоку и отрицательным к западу от меридиана, δ — склонение объекта, а φ' — геоцентрическая широта обсерватории. Дополнительные поправки к лучевой скорости, связанные с эффектами рефракции, обсуждались в разд. 5.1.3.

5.3.5. Расстояние до переменных звезд

Как отметил Клерк [92], звезды, меняющие свою светимость, можно разделить на два класса: короткопериодические (типа RR Лиры) с периодом изменения блеска от нескольких часов до суток и долгопериодические (классические цефеиды, или переменные типа δ Цефея) с периодами от 2 до 60 сут. Впоследствии Бааде [30] показал, что переменные RR Лиры принадлежат к классу звезд, называемому населением II, тогда как классические цефеиды принадлежат к населению I. Звезды населения II присутствуют в шаровых скоплениях, а населения I — в рассеянных скоплениях и спиральных ветвях галактик. Звезды населения II содержат меньше металлов и имеют больший возраст, чем звезды населения I. Светимость переменных типа RR Лиры заключена в узком диапазоне абсолютных визуальных звездных

величин M_v [24, 86, 426]:

$$0,2 \leq M_v \leq 1,0. \quad (5.135)$$

Как только удастся установить, что переменная относится к типу RR Лиры по ее короткому периоду, сразу можно по ее видимой визуальной звездной величине m_v определить расстояние D из соотношения

$$m_v - M_v = 5 \lg D - 5. \quad (5.136)$$

где расстояние D выражено в парсеках ($1 \text{ пс} \approx 3,086 \cdot 10^{18} \text{ см}$). Однако светимость звезд типа RR Лиры недостаточно высока, и это не позволяет наблюдать их на расстояниях, больших $3 \cdot 10^5 \text{ пс}$.

Классические цефеиды примерно в 350 раз ярче, чем переменные типа RR Лиры, но их светимость заключена в широких пределах. Как показала Ливитт в 1912 г. [284], видимый блеск 25 цефеид в Магеллановых Облаках приблизительно линейно возрастает с увеличением периода. В то время расстояние до Магеллановых Облаков не было известно, однако Ресселу [412], Герцшпрунгу [193] и Шепли [472, 473] удалось прокалибровать зависимость период — светимость, используя метод статистических параллаксов для определения расстояний до ближайших переменных звезд. После того как Дункан [115] и Хаббл [217] в 1922 г. открыли цефеиды во внегалактических туманностях, зависимость период — светимость была использована для установления шкалы внегалактических расстояний [221]. Джинс [236] дал теоретическое обоснование эмпирически установленной зависимости. Он показал, что период P пульсаций звезды должен меняться как $\rho^{-1/2}$, где ρ — плотность звезды [ср. уравнение (3.434)]. Если M_b — абсолютная болометрическая звездная величина, а T_e — эффективная температура звезды, то из условия $P \propto \rho^{-1/2}$ следует, что

$$\lg P + 0,23M_b + 3 \lg T_e = \text{const.} \quad (5.137)$$

Если масса и температура всех цефеид одинаковы, то

$$\lg P + 0,30M_v = \text{const}, \quad (5.138)$$

где M_v — абсолютная визуальная звездная величина. К сожалению, первые попытки определить постоянную в уравнениях (5.137) и (5.138) были неудачными вследствие того, что не учитывалось существование двух типов цефеид, а также еще одной разновидности переменных типа W Дсвы. Последние принадлежат к населению II и имеют более длинные периоды, но вчетверо уступают по светимости классическим цефеидам с тем же периодом.

Бааде [31] первым пересмотрел зависимость период — светимость, основываясь только на классических цефеидах. Зависи-

мость стала более надежной после того, как Крафт [268] обобщил результаты Арпа и Сэндейджа по измерению расстояний до скоплений, содержащих классические цефеиды. В окончательной форме зависимость период — светимость имеет вид [433]

$$M_B^0 = -3,534 \lg P + 3,647 (\langle B \rangle^0 - \langle V \rangle^0) - 2,469, \quad (5.139)$$

где

$$\langle B \rangle^0 - \langle V \rangle^0 = 0,323 \lg P + 0,290.$$

Согласно Крафту [268],

$$\begin{aligned} M_V^0 &= -1,67 - 2,54 \lg P, \\ M_B^0 &= -1,33 - 2,25 \lg P. \end{aligned} \quad (5.140)$$

В приведенных выражениях M_V^0 и M_B^0 относятся соответственно к абсолютным звездным величинам в визуальной ($\lambda \approx 5480 \text{ \AA}$) и голубой ($\lambda \approx 4400 \text{ \AA}$) областях спектра и исправлены за межзвездное покраснение света (индекс 0), а $\langle B \rangle - \langle V \rangle$ — среднее значение разности видимых звездных величин $m_B - m_V$. Наблюдения [432] показывают, что величина M_B имеет дисперсию $\pm 0,60^m$, а M_V — дисперсию $\pm 0,50^m$, что, как полагают, связано с существованием узкого диапазона значений эффективных температур звезд, в котором они становятся нестабильными и пульсируют (ср. [424]).

Светимость L цефеид можно определить по формуле Стефана — Больцмана [52, 502]:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \quad (5.141)$$

где $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-5}$ эрг/(с·см²·К⁴), R — радиус звезды, а T_e — эффективная температура. Эффективную температуру можно оценить, сопоставляя наблюдаемый спектр звезды с теоретическим спектром абсолютно черного тела (см. гл. 1). Как впервые указал Бааде [29], из уравнения (5.141) следует, что изменение Δl видимого блеска l звезды описывается выражением

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2 \Delta R}{R} = p \frac{\Delta V_r \Delta t}{R}, \quad (5.142)$$

где ΔR — изменение радиуса R , $\Delta V_r \Delta t$ равно проинтегрированному по времени изменению лучевой скорости, а коэффициент p заключен между 3/2 и 4/3. Весселинк [530] использовал наблюдения за изменением лучевой скорости и блеска δ Цефея для оценки величин ΔR и R , а измерения показателя цвета — для определения T_e . Когда светимость звезды известна, расстояние до нее сразу же определяется по видимому блеску на основе хорошо известного закона о том, что последний обратно пропорционален квадрату расстояния.

5.3.6. Космическая шкала расстояний

Классические цефеиды позволяют определять расстояния вплоть до $4 \cdot 10^6$ пс, но не дают возможности оценить расстояния до ближайших скоплений галактик. Хаббл [221] принимал, что абсолютные звездные величины M_s ярчайших звезд в галактиках одинаковы:

$$M_s = -6,1 \pm 0,4. \quad (5.143)$$

В ряде случаев те объекты, которые Хаббл считал звездами, оказались областями III. Последние оценки дают

$$M_s \approx -9,3, \quad (5.144)$$

что позволяет использовать ярчайшие звезды для оценки расстояний до $3 \cdot 10^7$ пс. Согласно Сэндейджу [428], абсолютная звездная величина M_C ярчайшего шарового скопления в галактике равна

$$M_C = -9,8 \pm 0,3, \quad (5.145)$$

а абсолютная звездная величина M_G ярчайшей эллиптической галактики в скоплении в Деве составляет

$$M_G = -21,68. \quad (5.146)$$

Если ярчайшие эллиптические галактики во всех скоплениях имеют одинаковую абсолютную звездную величину, то их можно использовать для оценки расстояний до 10^{10} пс. Однако, как отметил Скотт [456], чем дальше мы смотрим в глубь пространства, тем более богатые скопления галактик мы выбираем для изучения, и если не существует верхнего предела светимости галактик, то абсолютные величины ярчайших галактик будут возрастать с расстоянием.

Хаббл [219] первым обнаружил зависимость между расстоянием, определенным по светимости (фотометрическим расстоянием) D_L , и красным смещением z :

$$D_L = zc/H_0, \quad (5.147)$$

где H_0 — постоянная Хаббла. Если под фотометрическим расстоянием D_L понимать расстояние, определяемое из условия, что блеск меняется как D_L^{-2} , то с точностью до величин первого порядка можно записать [186]

$$D_L = H_0^{-1} c [z + 0,5(1 - q_0)z^2], \quad (5.148)$$

где q_0 — параметр замедления. Точное выражение для D_L имеет вид [307, 308]

$$D_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \{zq_0 + (q_0 - 1)[-1 + \sqrt{2q_0z + 1}]\}. \quad (5.149)$$

Космологические расстояния могут быть измерены по светимости D_L [523, 539], видимому угловому размеру D_A [138, 539] или параллаксу D_p [312, 507]. Расстояние, определяемое по угловому размеру D_A , связано с фотометрическим расстоянием D_L соотношением

$$D_A = (1 + z)^{-2} D_L. \quad (5.150)$$

Параллактическое расстояние D_p равно

$$D_p = \frac{c [zq_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0z + 1})]}{H_0 [q_0^4 (1 + z)^2 - 2(q_0 - 1) \{zq_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0z + 1})\}^2]^{1/2}}. \quad (5.151)$$

Еще одно значение расстояния могут дать наблюдения собственного движения D_M . Оно связано с D_L соотношением

$$D_M = (1 + z)^{-1} D_L. \quad (5.152)$$

Обсуждение вопроса о расстояниях см. в книге Вейнберга «Гравитация и космология» [528].

5.4. МАССА

5.4.1. Инертная и гравитационная массы

Уравнение движения частицы с инертной массой M_i записывается, согласно Ньютону, в виде [335]

$$F = M_i a, \quad (5.153)$$

а сила гравитации описывается уравнением

$$F = -M_g g, \quad (5.154)$$

где M_g — гравитационная масса. В этих уравнениях F — сила, вызывающая ускорение a или ускорение свободного падения g . На расстоянии R от тела со сферически симметричным распределением массы ускорение g составляет [335]

$$g = m_g G/R^2, \quad (5.155)$$

где m_g — гравитационная масса, а $G \approx 6,67 \cdot 10^{-8}$ дн·см²/г² — постоянная гравитации. С помощью очень важного эксперимента Этвеш [135] продемонстрировал, что относительное различие между M_i и M_g для дерева и платины менее 10^{-9} . Ролл, Кротов и Дикке [408], а также Брагинский и Панов [61] уменьшили этот предел до 10^{-11} и 10^{-12} соответственно. Было также показано, что молекулы [137] и нейтроны [100] падают с таким же ускорением, как и атомы, и что сила гравитации, действующая на электроны в меди, такая же, как и сила, действующая на свободные

электроны [542]. Ряд других аргументов в пользу равенства инертной и гравитационной масс приведен в работе [41].

Таким образом, все имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют, следуя Ньютону, записать уравнение движения системы гравитационно взаимодействующих частиц в следующем виде:

$$M_n = \frac{d^2 X_n}{dt^2} = G \sum_m \frac{M_n M_m (X_m - X_n)}{|X_m - X_n|^3}, \quad (5.156)$$

где M_n — масса n -й частицы, X_n — вектор, характеризующий положение частицы в декартовой системе координат в инерциальной системе отсчета в момент времени t .

5.4.2. Масса Солнца и спутников планет Солнечной системы

Из уравнения (5.156) следует, что уравнение относительного движения частицы по орбите имеет вид

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = h, \quad (5.157)$$

где r — радиус-вектор планеты, измеряемый от фокуса ее орбиты, θ — угловое расстояние в сферической системе координат, измеряемое в плоскости орбиты от выбранного направления, h — постоянная интегрирования, равная удвоенной скорости, с которой радиус-вектор обметает площадь. Уравнение (5.157) выражает второй закон Кеплера [255], согласно которому площадь, описываемая линией, соединяющей центры масс Солнца и планеты, увеличивается с постоянной скоростью при движении планеты по орбите. Поскольку площадь эллипса равна πab , где a и b — большая и малая его полуоси соответственно, для постоянной h мы получаем выражение

$$h = \frac{2\pi ab}{P} = \frac{2\pi a^2 (1 - e^2)^{3/2}}{P}. \quad (5.158)$$

Здесь P — период обращения, а $b^2 = a^2(1 - e^2)$, где e — эксцентриситет орбиты.

Уравнение орбиты в полярных координатах имеет вид

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\theta - \omega)}, \quad (5.159)$$

где аргумент перигелия ω — координата θ перигелия, т. е. ближайшей точки орбиты к ее фокусу, в котором расположено притягивающее тело (см. рис. 39). Орбита будет эллиптической, параболической или гиперболической в зависимости от того, является ли эксцентриситет $e < 1$, $e = 1$ или $e > 1$.

Согласно закону тяготения Ньютона [335], сила притяжения между телами с массами m и M равна

$$F = -G \frac{mM}{r^2}, \quad (5.160)$$

где r — расстояние между ними. Лабораторные измерения дают значение гравитационной постоянной [76, 195, 410]

$$G = (6,674 \pm 0,012) \cdot 10^{-8} \text{ дн} \cdot \text{см}^2/\text{г}^2, \quad (5.161)$$

где 0,012 — утроенное стандартное отклонение. Из уравнений

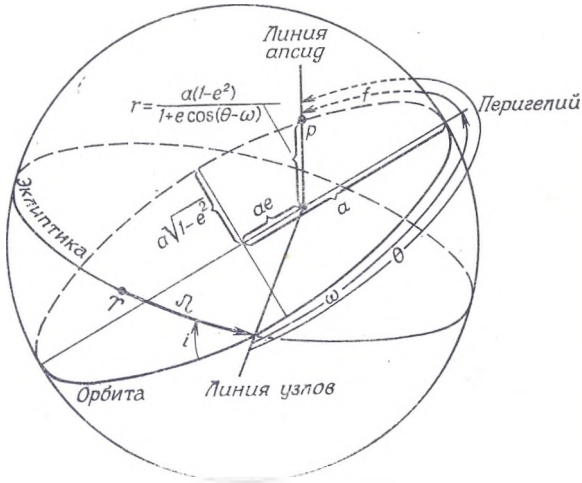


Рис. 39. Графическое представление элементов планетных орбит. a — большая полуось, e — эксцентриситет, i — наклонение орбиты, Ω — долгота восходящего узла (угловое расстояние перигелия от узла), Υ — точка весеннего равноденствия.

(5.156) и (5.160) следует, что скорость V массы m в невращающейся системе отсчета, связанной с M , равна

$$V^2 = G(m + M) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad (5.162)$$

где a — большая полуось эллиптической орбиты тела m . Орбита будет эллиптической, параболической или гиперболической, если выполняется условие $V < V_{esc}$, $V = V_{esc}$ или $V > V_{esc}$ соответственно, где скорость убегания V_{esc} определяется выражением

$$V_{esc} = \left[\frac{2G(m + M)}{r} \right]^{1/2}. \quad (5.163)$$

Из уравнений (5.157), (5.158) и (5.160) следует, что для эллиптической орбиты

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(m+M)}. \quad (5.164)$$

Это выражение представляет собой третий закон Кеплера [255].

Плоскость эллиптической орбиты определяется углом ее наклона i к некоторой плоскости отсчета. Линия пересечения этих двух плоскостей называется линией узлов. Восходящим узлом считается та точка, которую объект проходит при движении из южного полушария в северное. Если в качестве плоскости отсчета принята плоскость эклиптики, то вторым параметром, определяющим ориентацию орбиты, служит долгота восходящего узла Ω . Она равна отрезку дуги эклиптики между точкой весеннего равноденствия и восходящим узлом. Положение точки орбиты, ближайшей к тому фокусу, в котором расположено притягивающее тело, или положение перигелия, задается угловым расстоянием ω от восходящего узла, измеряемым вдоль орбиты. Угол ω называется расстоянием перигелия от узла. Иногда вместо него используется угол $\bar{\omega} = \omega + \Omega$, называемый долготой перигелия. Положение тела на орбите характеризуется истинной аномалией f , которая представляет собой угловое расстояние тела от перигелия, измеряемое вдоль орбиты. Элементы орбит планет приведены в табл. 57, а естественных спутников планет — в табл. 59.

В случае движения спутника массой M_s вокруг Земли уравнение (5.164) принимает вид

$$GM_{\oplus} \left(1 + \frac{M_s}{M_{\oplus}}\right) = n^2 a_s^3 \approx GM_{\oplus}, \quad (5.165)$$

где индексы \oplus и s относятся к Земле и спутнику соответственно, а $n = 2\pi/P$ — сидерическая угловая скорость спутника, измеряемая в радианах в секунду. Наблюдения искусственных спутников позволили получить из (5.165) величину GM_{\oplus} [91]:

$$GM_{\oplus} = 3,98603 \cdot 10^{20} \text{ см}^3/\text{с}^2, \quad (5.166)$$

откуда

$$M_{\oplus} = (5,972 \pm 0,013) \cdot 10^{27} \text{ г}. \quad (5.167)$$

Рассматривая орбиту Луны вокруг Земли и орбиту Земли вокруг Солнца, с помощью (5.164) можно получить следующее выражение:

$$\frac{M_{\odot}}{M_{\oplus}} \approx \left(\frac{P_{\odot}}{P_{\oplus}}\right)^2 \left(\frac{a_{\oplus}}{a_{\odot}}\right)^3 \left(1 + \frac{M_{\odot}}{M_{\oplus}}\right). \quad (5.168)$$

Измерения параллакса планеты, вызванного движением Земли относительно центра масс системы Земля — Луна с периодом

Таблица 59
Среднее расстояние, сидерический период, наклонение орбиты и эксцентриситет, диаметр, масса и плотность спутников планет в Солнечной системе¹⁾

	Среднее расстояние		Сидерический период, сут	Наклон орбиты:		Эксцентриситет орбиты	Диаметр, км	Масса (масса планеты = 1)	Масса, г	Плотность, г/см ³
	(экваториальный радиус планеты = 1)	км		к экватору планеты *)	к плоскости орбиты планеты **)					
Луна	60,268	384 405	27,321661	от 28° 35' до 18° 19' *)	0,05490	3 476	0,01229	7,344·10 ²⁵	3,34	
Марс I Фобос	2,82	9 380	0,318910	1° 8'	0,0210	—	—	—	—	
Марс II Деймос	7,06	23 500	1,262441	1° 46'	0,0028	—	—	—	—	
Юпитер V	2,531	180 500	0,498179	0° 24' **)	0,003	—	—	—	—	
Юпитер I Ио	5,911	421 600	1,769138	0° 27'	0,0003	3 240	0,0000381±30	7,23·10 ²⁵	4,06	
Юпитер II Европа	9,405	670 800	3,551181	0° 28'	0,0003	2 830	0,0000248±5	4,70·10 ²⁵	3,95	
Юпитер III Ганимед	15,003	1 070 000	7,154553	0° 11'	0,0015	4 900	0,00000817±10	1,55·10 ²⁶	2,52	
Юпитер IV Каллисто	26,388	1 882 000	16,689018	0° 15'	0,0075	4 570	0,0000509±40	9,66·10 ²⁵	1,94	
Юпитер VI	160,8	11 470 000	250,57	27° 38'	0,15798	—	—	—	—	
Юпитер X	166	11 850 000	263,55	29° 01'	0,13029	—	—	—	—	
Юпитер VII	165	11 800 000	259,65	24° 46'	0,20719	—	—	—	—	
Юпитер XII	237	21 200 000	631,1	147° *	0,16870	—	—	—	—	
Юпитер XI	316	22 600 000	692,5	164°	0,20678	—	—	—	—	
Юпитер VIII	329	23 500 000	738,9	145°	0,378	—	—	—	—	
Юпитер IX	332	23 700 000	758	153°	0,275	—	—	—	—	
Сатурн I Мимас	3,07	185 400	0,942422	1° 31'	0,0201	—	6,68·10 ⁻⁸	—	—	
Сатурн II Энцилад	3,95	237 900	1,370218	0° 01'	0,00444	<940	1,51·10 ⁻⁷	—	—	
Сатурн III Тефия	4,88	294 500	1,887802	1° 06'	0,0000	—	1,14·10 ⁻⁶	—	—	
Сатурн IV Диона	6,25	377 200	2,736916	0° 01'	0,00221	—	1,85·10 ⁻⁶	—	—	
Сатурн V Рея	8,73	526 700	4,517503	0° 21' *	0,00098	1 350	4·10 ⁻⁶	2,27·10 ²⁴	1,76	
Сатурн VI Титан	20,2	1 221 000	15,945452	0° 20'	0,02890	4 950	2,48·10 ⁻⁴	1,41·10 ²⁶	2,21	
Сатурн VII Гиперион	24,53	1 479 300	21,276665	0° 26'	0,1042	—	2,7·10 ⁻⁷	—	—	
Сатурн VIII Янус	59,01	3 558 400	79,330082	14° 43'	0,02813	—	2,7·10 ⁻⁶	—	—	
Сатурн IX Феба	215	12 945 500	550,45	150°	0,16326	—	—	—	—	
Сатурн X Янус	1,0	159 000	0,7490	0°	0,16326	300	—	—	—	
Уран V Миранда	5,10	123 000	1,414	0°	0	—	—	—	—	
Уран I Ариэль	7,938	191 700	2,520383	0°	0,0028	—	—	—	—	
Уран II Умбриэль	11,06	267 000	4,14183	0°	0,0035	—	—	—	—	
Уран III Титания	18,14	488 000	8,703876	0°	0,0024	—	—	—	—	
Уран IV Оберон	24,26	585 960	13,463262	0°	0,0007	—	—	—	—	
Нептун I Тритон	15,5	353 400	5,876833	159° 57' *	0,000	—	0,00128±23	1,3·10 ²⁵	—	
Нептун II Нереида	24,5	5 560 000	359,881	27° 48' *	0,749	—	—	—	—	

¹⁾ По Бланко и Мак-Каски с разрешения Эллисон-Уэсли Пабл. Ко.

месяц, дают

$$M_{\oplus}/M_{\oplus} \approx 1/81,30 \approx 0,01230. \quad (5.163)$$

Подстановка значений периодов обращения и больших полуосей орбит в уравнение (5.168) позволяет получить

$$M_{\oplus}/M_{\oplus} \approx 332\,958, \quad (5.170)$$

или

$$M_{\oplus} \approx (1,989 \pm 0,04) \cdot 10^{33} \text{ г} \approx 4\pi^2 a_{\oplus}^3 / (GP_{\oplus}^2). \quad (5.171)$$

Поскольку постоянная G известна только с точностью до трех значащих цифр, эфемериды планет вычисляют через постоянную гравитации Гаусса k , определяемую выражением

$$k^2 = \frac{4\pi^2 a_{\oplus}^3}{P_{\oplus}^2 (M_{\oplus} + M_{\odot})}. \quad (5.172)$$

Гаусс [158], принимая $a_{\oplus} = 1,0$, $P_{\oplus} = 365,2563835$ сут и $M_{\oplus}/M_{\odot} = 1/354710$, получил

$$k = 0,01720209895 \text{ (a.e.)}^{3/2} / (\text{эфемеридные сутки}) \cdot (\text{масса Солнца})^{1/2}. \quad (5.173)$$

Это значение k в настоящее время используется как постоянная, через которую определяются эфемериды планет. Принято выражать расстояния до планет в астрономических единицах (а. е.), а массы планет M_p в единицах обратной массы M_{\odot}/M_p . Расстояния и массы планет Солнечной системы даны в табл. 57.

Угловой момент частицы, вращающейся вокруг Солнца, непрерывно уменьшается вследствие переизлучения солнечной энергии. Этот эффект Пойнтинга — Робертсона приводит в конце концов к тому, что частица падает на Солнце. Если орбита частицы сначала имела радиус a_0 , а через время t он стал равным a , то ее масса M равна [389, 404]

$$M = \frac{4SAa_{\oplus}^2 t}{c^2 (a_0^2 - a^2)}. \quad (5.174)$$

Здесь S — поток излучения от Солнца на единицу площади, который в районе земной орбиты равен $1,3553 \cdot 10^6$ эрг/(см²·с), а A — площадь поперечного сечения частицы.

5.4.3. Масса и плотность звезд

Суммарную массу звезд в визуально-двойной системе можно оценить из третьего закона Кеплера (5.164). Если π — динамический параллакс, выраженный в секундах дуги, а P — период обращения в годах, то сумму масс звезд $M_1 + M_2$, выраженную

в единицах массы Солнца, найдем из уравнения

$$M_1 + M_2 = \frac{\alpha^3}{\pi^3 P^2}, \quad (5.175)$$

где α — угловой размер большой полуоси орбиты, выраженный в угловых секундах. Если известны элементы орбит, по которым каждая из двух звезд движется вокруг центра масс системы, то массу каждой звезды можно найти из (5.175) с учетом равенства

$$a_1 M_1 = a_2 M_2, \quad (5.176)$$

где a_1 и a_2 — значения больших полуосей двух эллипсов.

Массы компонент спектрально-двойной звезды можно оценить по формуле

$$M_1 \sin^3 i = \frac{(a \sin i)^3}{P^2 \left(1 + \frac{a_1 \sin i}{a_2 \sin i} \right)}, \quad (5.177)$$

где i — наклонение плоскости орбиты, P — период орбитального движения в годах, а проекция $a \sin i$ большой полуоси на луч зрения выражена в астрономических единицах и определяется выражением

$$a \sin i = a_1 \sin i + a_2 \sin i. \quad (5.178)$$

Как отмечалось в разд. 5.3.2, компоненты больших полуосей двух эллипсов $a_1 \sin i$ и $a_2 \sin i$ можно найти из наблюдений периодических изменений лучевой скорости.

Как впервые указал Хэлм [174] и подтвердил наблюдениями Герцшпрунг [194], существует эмпирическая зависимость между светимостью L и массой M звезд главной последовательности. Если светимость звезды выражать через абсолютную болометрическую звездную величину M_{bol} , то зависимость масса — светимость будет выглядеть следующим образом [180]:

$$\begin{aligned} M_{bol} &= 4,6 - 10,0 \lg(M/M_\odot) \text{ для } 0 \leq M_{bol} \leq 7,5, \\ M_{bol} &= 5,2 - 6,9 \lg(M/M_\odot) \text{ для } 7,5 \leq M_{bol} \leq 11, \end{aligned} \quad (5.179)$$

где $M_\odot \approx 1,989/10^{33}$ г — масса Солнца. Уравнение (5.179) приводит к следующим приближенным формулам:

$$\begin{aligned} \lg(L/L_\odot) &\approx 4 \lg(M/M_\odot) \text{ при } L > L_\odot, \\ \lg(L/L_\odot) &\approx 2,8 \lg(M/M_\odot) \text{ при } L < L_\odot, \end{aligned} \quad (5.180)$$

где $L_\odot = 3,9 \cdot 10^{33}$ эрг/с — светимость Солнца. Эддингтон [123] теоретически показал, что для шара из идеального газа, находящегося в состоянии лучистого равновесия, светимость пропорциональна $M^{3,5}$.

Майкельсон [316] первым нашел способ измерения диаметров звезд по наблюдению интерференционных полос на двухлучевом

интерферометре. Майкельсон и Пиз [317] и Пиз [368], используя этот метод, продемонстрировали, что радиусы звезд спектрального класса М составляют несколько сотен радиусов Солнца. Ханбери-Браун и Твисс [175] показали, что эффекты атмосферного мерцания не ограничивают возможности применения интерферометра интенсивностей. Интерферометр этого типа был использован для измерения углового размера нескольких звезд спектральных классов А и В [176].

Если блеск затменной переменной звезды в промежутке между затмениями принять равным единице, то для отношения радиусов двух звезд будем иметь

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 = \frac{l_2}{1-l_1}, \tag{5.181}$$

где l — уменьшение светового потока при затмении одного компонента другим. Кривая блеска позволяет также определить наклонение i орбиты и отношения R_1/a и R_2/a радиуса каждой звезды к большой полуоси орбиты a (см. [230, 231]). Измерения лучевых скоростей дают оценку $a \sin i$, следовательно, можно найти радиусы обеих звезд. В табл. 60 приведены эффективные температуры, светимости, радиусы, массы и плотности избранных звезд.

Таблица 60

Эффективная температура T_e , светимость L , радиус R , масса M и плотность ρ звезд различных спектральных классов ¹⁾ [98]

Звезда	Спектральный класс	T_e , К	L/L_\odot	R/R_\odot	M/M_\odot	ρ , г/см ³	Класс светимости
α Скорпиона А (Антарес)	M0 Ib	3 300	34 000	530	19	$1,7 \cdot 10^{-7}$	Сверхгигант
α Волопаса (Арктур)	K2 III	3 970	130	26	4,2	$3,2 \cdot 10^{-4}$	Гигант
η Орiona	B1 V	23 000	13 000	7,2	13,7	0,052	Звезды главной последовательности
α Большого Пса А (Сириус А)	A1 V	9 700	61	2,4	3,3	0,81	
Солнце	G2 V	5 740	1	1	1	1,41 ¹⁾	
Звезда Барнарда	M5 V	3 000	0,015	0,50	0,38	4,3	Белый карлик
α Большого Пса В (Сириус В)	A5 V	8 200	0,0026	0,026	0,96	$7,7 \cdot 10^4$	

¹⁾ Величина T_e относится к спектральному классу в системе Морган — Кинана — Келмана и не обязательно равна температуре приведенных в таблице звезд. Для Солнца $L_\odot \approx 3,9 \cdot 10^{33}$ эрг/с, $R_\odot \approx 6,96 \cdot 10^{10}$ см и $M_\odot \approx 1,989 \cdot 10^{33}$ г. (С разрешения Гордон энд Брич Сайенс Пабл).

5.4.4. Массы и плотности галактик

Если бы все вещество, под действием гравитации которого Солнце движется по круговой орбите, было сосредоточено в центре Галактики, то его массу M можно было бы записать

в виде

$$M = \frac{R_0 \theta_c^2(R_0)}{G} = 2,9 \cdot 10^{11} \text{ г} = 1,5 \cdot 10^{11} M_\odot. \quad (5.182)$$

где G — гравитационная постоянная, $R_0 = 10$ кпс — расстояние Солнца от центра Галактики, а $\theta_c(R_0) = 250$ км/с — скорость вращения Галактики на расстоянии R_0 . Многочисленные наблюдения [196, 349, 351] показывают, что сила K_z , действующая на единицу массы со стороны Галактики в направлении z , перпендикулярном галактической плоскости, определяется выражением

$$\frac{\partial K_z}{\partial z} = -0,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}/(\text{с}^2 \cdot \text{пс}), \quad (5.183)$$

где $1 \text{ пс} = 3,0856 \cdot 10^{18} \text{ см}$. Из уравнения Пуассона следует выражение для плотности массы на расстоянии z :

$$\begin{aligned} \rho(z) &= -\frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial K_R}{\partial R} + \frac{K_R}{R} + \frac{\partial K_z}{\partial z} \right) = \\ &= -\frac{1}{4\pi G} \left[2(A - B)(A + B) + \frac{\partial K_z}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (5.184)$$

где K_R — сила, действующая на единицу массы в направлении R , R — расстояние от центра Галактики, $G = 6,68 \cdot 10^{-8} \text{ дн} \times \times \text{см}^2/\text{г}^2$ — гравитационная постоянная, а постоянные Оорта A и B приняты равными: $A = 4,7 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1} = 15 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпс})$, $B = -3,1 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1} = -10 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпс})$. Из уравнения (5.184) следует, что вблизи галактической плоскости

$$\rho(0) = 10^{-23} \text{ г}/\text{см}^3 = 0,15 M_\odot/\text{пс}^3.$$

Для сравнения приведем значение плотности нейтрального водорода HI в окрестности Солнца [442, 531]

$$\rho(\text{HI}) = 0,7 \text{ атом}/\text{см}^3 = 1,2 \cdot 10^{-24} \text{ г}/\text{см}^3 = 0,018 M_\odot/\text{пс}^3$$

и локальной плотности звезд (см. разд. 5.5.3)

$$\rho(\text{звезд}) = 0,120 M_\odot (m/M_\odot)/\text{пс}^3,$$

где m — средняя масса звезды.

Как впервые указал Эпик [340], массы галактик можно оценивать по измерениям лучевой скорости как функции положения в данной галактике. Например, при твердотельном вращении линейная скорость вращения $\theta_c(r)$ будет возрастать с увеличением расстояния r от центра галактики вплоть до ее границы. На границе $\theta_c(r)$ достигнет максимального значения θ_T при $r = r_T$. В этом случае полную массу галактики можно опре-

делить из уравнения, аналогичного (5.182). Для галактики, масса которой сконцентрирована в тонком диске, Брандт [62] предложил следующее выражение, описывающее форму кривой вращения:

$$\theta_c(r) = \frac{3^{3/2n} \theta_T r}{r_T \left[1 + 2 \left(\frac{r}{r_T} \right)^n \right]^{3/2n}}, \quad (5.185)$$

где n — произвольное целое число, выбираемое так, чтобы наилучшим образом удовлетворить наблюдаемой кривой вращения. Полная масса галактики определяется выражением [63]

$$M = \left(\frac{3}{2} \right)^{3/n} \frac{r_T \theta_T^2}{G}, \quad (5.186)$$

где G — гравитационная постоянная. Кривые вращения получают путем наблюдений эмиссионных линий ионизованного газа на оптических частотах или радионаблюдений линии нейтрального водорода на 21 см [70, 399, 407, 545]. Массы и другие интегральные характеристики отдельных галактик приведены в табл. 61.

Средние значения массы $\langle M \rangle$ и отношения массы к светимости $\langle M/L \rangle$ двойных галактик можно оценить с помощью следующей регрессионной формулы [359, 361]:

$$(\Delta V_i)^2 - \frac{\sigma_\Delta^2}{W_i} = \frac{2,96}{h} \langle \frac{M}{L} \rangle \left[\left(10^{-4} \frac{V_i}{S_i} \right) + 0,19 \cdot 10^{-8} V_i^2 \right] \times \\ \times \sum_{j=1}^{N_i} 10^{0,4(20,26 - m_{j,i})} \quad (5.187)$$

где $(\Delta V_i)^2$ — квадрат разности лучевых скоростей, σ_Δ^2 — среднеквадратичная ошибка ΔV , соответствующая весу $W=1$, W_i — вес по Пейджу [360], V_i — средняя лучевая скорость i -й пары, h — отношение постоянной Хаббла к 100 км/(с·Мпс), S_i — расстояние между компонентами пары в угловых минутах, $m_{j,i}$ — видимая фотографическая звездная величина, исправленная за межзвездное поглощение, N_i — число галактик, рассматриваемых вместе с компонентами i -й пары, величина $\langle M/L \rangle$ выражается в солнечных единицах. Пейдж получил

$$h \langle M \rangle = 59,3, \quad \langle M/hL \rangle = 94 \quad \text{для 13 пар галактик} \\ \text{типов E и S0,} \\ h \langle M \rangle = 2,13, \quad \langle M/hL \rangle = 0,33 \quad \text{для 14 пар спиральных} \\ \text{и неправильных} \\ \text{галактик,} \quad (5.188)$$

Таблица 61

Номер по каталогу NGC, координаты, класс, расстояние D , угол наклона, радиус R , показатель цвета C_0 , абсолютная фотографическая звездная величина M_0 , μg , масса водорода и полная масса 106 галактик¹⁾

NGC	α (1950,0)	δ (1950,0)	Класс	D , Мпс	Угол наклона	R , кпс	Показатель цвета C_0	Абсолютная звездная величина M_0 , μg	Масса водорода, $10^{10} M_{\odot}$	Полная масса, $10^{11} M_{\odot}$
45	0 ^h 11 ^m 31 ^s	-23° 27' 24"	Sd	2,4	50°	4,2	—	-16,45*	—	2,1
55	0 12 24	-39 28 00	SBm	2,4	84	19,2*	—	-20,38*	8,7	2,9
157	0 32 14	-8 40 18	Sbc	15,1	59	12,7	0,55	-20,24	—	5,0 ²⁾
221	0 40 00	0 36	E	0,69	—	—	—	-15,7	—	0,21
224	0 40 00	41 00	Sb	0,69	77	19,8	0,62	-21,81	8,5	31,0
247	0 44 39	-21 01 48	Sd	2,4	75	9,8	0,43*	-18,48	1,6	1,8
253	0 45 06	-25 34	Sc	2,4	78	9,9*	—	-20,31*	3,7	12,0 ²⁾
300	0 52 31	-37 57 24	Sd	2,4	42	8,6	—	-17,70*	3,4	3,2
428	1 10 22,6	0 42 56	Sm	7,9	38	6,3	0,21	-18,12	1,2	2,1
598	1 31 06	30 24	Scd	0,72	57	8,7	0,29	-18,70	1,7	3,9 ²⁾
613	1 32 00	-29 40 12	SBbc	15,0	47	17,7*	0,52*	-20,65*	—	13,0 ²⁾
628	1 34 00,5	15 31 38	Sc	7,8	35	13,6	0,29	-20,13	10,6	3,9
681	1 45 42	-10 40	Sab	17,3	81	8,8*	0,59*	-20,14*	—	1,8 ²⁾
772	1 56 35,2	18 45 57	Sb	16,6	55	25,4	0,48	-20,70	8,5	23,0
925	2 24 18	35 22	Sd	6,8	53	13,8	0,21	-19,45	4,4	4,9
1972	2 31 18	29 06	I0	16,6	66	11,3*	0,55*	-20,07	—	1,3 ²⁾
1055	2 39 12	0 16	Sb	11,0	77	19,0	0,60	-20,48	8,2	6,6
1084	2 43 30	-7 47	Sc	14,2	65	9,5*	0,28*	-20,41*	—	1,5 ²⁾
1097	2 44 11	-30 29 12	Sb	12,1	50	20,1*	0,52*	-20,87*	11,6	64,0
140	2 52 12	-10 14	Ir	15,0	62	5,0*	0,15*	-18,98*	3,7	—
1156	2 56 46,5	25 02 21	Ir	6,3	52	5,4	0,23	-17,85	1,1	0,63
1365	3 31 42	-36 18 18	SBb	15,1	66	28,6*	0,32*	-21,94*	5,7	17,0
1569	4 26 00	-64 45	Ir	2,5	65	2,5	0,23	-16,93	0,21	—
1637	4 38 58	2 57 06	Sc	5,6	35	6,3	0,35	-18,04	0,72	1,3
1744	4 57 55	-26 05 42	SBd	10,0	49	11,8*	0,17*	-18,89*	5,7	9,6

1792	5 03 30	-38 02 42	Sbc	10,4	64	8,8*	—	-19,89*	—	1,8 ²⁾
1808	5 05 59	-37 34 42	S0a	7,4	67	8,7*	—	-19,71*	—	2,4 ²⁾
2366	7 23 36	69 08	Ir	3,3	64	4,8	0,25	-16,79	0,68	0,16
2403	7 32 00	65 43	Scd	3,3	54	13,9	0,24	-19,24	4,9	7,3
2683	8 49 36	33 38	Sb	5,8	85	10,2	0,61	-20,02	0,96	2,8
2835	9 15 37	-22 08 30	Sbc	7,6	43	10,1*	—	-19,24*	1,4	5,8
2841	9 18 36	51 12	Sb	6,0	67	9,9	0,55	-19,82	1,1	4,2
2903	9 29 20,2	21 43 14	Sbc	7,0	70	14,2	0,29	-20,64	4,8	6,1 ²⁾
3031	9 51 30	69 18	Sab	3,3	55	16,8	0,69	-20,31	2,3	19,0 ²⁾
3034	9 51 54	69 56	l0	3,3	82	6,4	0,71	-19,67	1,7	1,0 ²⁾
3079	9 58 36	55 57	SBrn	12,0	83	19,2	0,37	-20,67	5,7	5,7
3109	10 00 47	-25 54 54	Ir	2,2	90	5,9*	—	-18,16*	2,2	0,60
3198	10 16 42	45 49	Sbc	9,6	73	16,6	0,21	-20,07	12,5	6,0
3227	10 20 46,6	20 07 07	Sap	16,5	51	14,6*	0,64*	-20,25*	—	3,6 ²⁾
3319	10 36 24	41 56	Sbcd	9,2	58	11,8	0,18	-18,68	2,0	1,5
3344	10 40 46,9	25 11 06	Sbc	7,9	25	10,7	0,22	-19,43	2,0	3,4
3359	10 43 24	63 30	Sbc	10,0	51	13,1	0,23	-19,60	4,8	10,1
3379	10 45 11,1	12 50 49	E	7,5	—	—	—	-19,1	—	19
3432	10 49 42	36 54	SBrn	9,6	89	11,4	0,19	-19,63	6,4	3,2
3504	11 00 30	28 15	Sab	16,5	60	9,4*	0,47*	-20,35*	—	1,0 ²⁾
3521	11 03 15,4	0 14 12	Sbc	6,9	66	13,3	0,66	-20,07	4,5	8,6 ²⁾
3556	11 08 42	55 57	Sbcd	8,2	84	13,2	0,32	-20,33	6,6	4,3
3623	11 16 18,8	13 21 53	SBa	7,0	76	12,1	0,55	-20,66	—	10,5 ²⁾
3627	11 17 38,4	13 15 47	Sb	7,6	57	15,3	0,49	-20,39	2,0	33,0
3628	11 17 39,5	13 52 06	Sb	7,6	89	19,9	0,52	-20,73	7,3	4,3
3631	11 18 18	53 28	Sc	14,5	32	15,2	0,35	-20,24	3,7	3,4
3646	11 19 05,4	20 26 42	Sbcp	20,9	60	15,2	0,33	-20,33	—	18,6 ²⁾
3718	11 29 54	53 21	SBar	14,5	57	17,1	0,41	-20,22	3,0	8,4
3726	11 30 42	47 19	Sc	11,5	46	13,7	0,24	-19,86	6,3	—
3938	11 50 12	44 24	Sc	8,9	28	8,8	0,27	-19,27	2,2	1,3

¹⁾ Точные координаты — по Гленфиладу и Камерону [161] и Галлвету и Эйдманну [154]; в остальных случаях — по Ж. и А. де Вокулерам [519]. Другие данные — по Робертсу [398] и И. и Л. Геккманн [159]. Линейные радиусы — по Холмбергу [208] или вычисленные по данным Вокулера (последние отмечены звездочкой). Массы, основанные на данных оптических наблюдений, отмечены индексом ²⁾. При определении расстояний по лучевым скоростям использовалось значение постоянной Хаббла 100 км/(с·Мпс). Угол наклона — это угол между картинной плоскостью и плоскостью галактики. Показатели цвета исправлены за красное смещение.

Продолжение табл. 61

NGC	α (1950,0)	δ (1950,0)	Класс	D , Мпс	Угол на- клона	K , кпс	Показатель цвета C_v	Абсолютная звездная величина M_v , m_g	Масса водорода, $10^6 M_{\odot}$	Полая масса, $10^6 M_{\odot}$
3992	11 ^h 55 ^m 00 ^s	53° 39'	SBb	14,5	51°	20,2	0,57	-20,72	3,7	—
4214	12 13 06	36 36	Ir	3,8	45	5,9	0,19	-18,16	1,3	0,38
4236	12 14 18	69 45	SBm	3,3	75	12,5	0,11	-18,68	—	3,0
4244	12 15 00	38 05	Scd	3,8	86	9,9	0,17	-18,71	5,0	7,1
4258	12 16 30	47 35	Sbc	4,0	64	14,0	0,37	-19,93	—	7,5 ⁽²⁾
4406	12 23 39,8	13° 13' 21"	E	12,0	—	—	—	-20,6	—	137,0
4449	12 25 48	44 22	Ir	3,8	51	5,6	0,13	-18,42	3,2	2,4
4472	12 27 14,3	8 16 39	E	12,0	—	—	—	-21,5	—	116,0
4486	12 28 17,6	12 40 04	E	12,0	—	—	—	-21,1	—	208,0
4490	12 28 18	41 55	SBdp	8,0	47	10,4	0,19	-19,82	6,0	2,7
4559	12 33 30	28 14	Scd	9,6	67	16,2	0,18	-20,34	12,5	5,2
4605	12 37 48	61 53	SBcp	3,3	67	3,3*	0,13*	-17,59*	—	0,10 ⁽²⁾
4621	12 39 30,9	11 55 14	E	12,0	—	—	—	-20,1	—	72,0
4631	12 39 48	32 49	SBd	4,0	85	11,1	0,31	-19,58	4,0	6,8
4656	12 41 36	32 26	SBm	4,0	85	8,4	0,13	-18,55	3,2	1,5
4697	12 46 00	-5 31 42	E	12,0	—	—	—	-20,4	—	49,0
4736	12 48 36	41 23	Sab	4,0	35	8,7	0,52	-19,46	—	31,0
5005	13 08 30	37 19	Sbc	8,7	66	10,2	0,47	-20,07	—	5,9 ⁽²⁾
5033	13 11 12	36 51	Sc	9,5	59	17,0	0,29	-19,80	6,8	6,5
5055	13 13 30	42 17	Sbc	4,6	59	10,7	0,47	-19,71	—	4,3 ⁽²⁾
5194	13 27 48	47 27	Sc	4,6	35	9,5	0,43	-19,76	1,1	6,4 ⁽²⁾
5204	13 28 18	58 40	Sm	4,6	53	5,4	0,16	-17,17	0,64	0,40
5236	13 34 10	-29 37 00	Sc	4,0	46	8,3*	0,43*	-20,70*	7,3	28,0
5248	13 35 02,8	9 08 31	SBc	10,5	55	12,1	0,29	-20,23	—	4,2 ⁽²⁾
5383	13 55 00	42 05	SBbp	24,0	40	19,9*	0,38*	-20,48*	—	4,6 ⁽²⁾

5457	14 01 24	54 35	Sc	4,6	27	18,7	0,21	-20,43	9,3	16,0
5474	14 03 12	53 54	Scd	4,6	20	4,8	0,23	-17,40	0,64	5,1
5585	14 18 00	56 57	Sd	4,6	50	5,8	0,25	-17,52	0,82	1,7
5668	14 30 53,8	4 40 12	Sd	15,0	20	11,6*	0,42*	-19,25*	4,3	5,6
5713	14 37 37,8	-0 04 32	Sbc	13,2	22	7,9*	0,34*	-19,32*	3,2	-
5907	15 14 36	56 31	Sc	4,6	87	10,5	0,43	-18,62	1,8	15,0
6015	15 50 42	62 28	Sc	9,8	67	9,0	0,27	-19,07	1,8	1,4
6181	16 30 09,6	19 55 54	Sc	24,0	60	14,3*	0,25*	-20,24*	-	6,0 ¹⁾
6217	16 34 48	78 18	SBbc	16,5	40	9,4*	0,33*	-19,83*	5,8	2,4
6503	17 49 54	70 10	Scd	4,6	74	7,5	0,38	-18,76	2,3	1,0
6643	18 21 12	74 33	Sc	16,5	61	12,2	0,30	-20,31	2,4	-
6822	19 42 07	-14 53 30	Ir	0,50	43	1,5	-	-15,19	0,15	0,24
6946	20 33 54	59 58	Scd	4,2	22	8,8	0,40	-19,92	3,9	23,0
7331	22 34 48	34 10	Sbc	7,9	69	15,5	0,44	-20,69	5,7	6,1 ²⁾
7626	23 18 10,4	7 56 36	E	35,6	-	-	-	-20,5	-	137,0
7640	23 19 42	40 35	Sbc	4,4	89	8,6	0,00	-18,71	3,7	5,7
7741	23 41 22,9	25 47 55	Scd	10,1	45	10,6	0,27	-18,96	7,6	4,2
7793	23 55 16	-32 52 30	Sd	2,4	47	4,1*	0,49*	-17,20*	-	-
IC 10	0 17 36	59 02	Ir	1,25	-	-	-	-	0,31	0,12
IC 34 ²	3 41 54	67 57	Sd	3,3	35	-	-	-	9,1	5,2
IC 1613	1 02 14,0	1 51 09	Ir	0,66	32	2,2	0,36	-14,27	0,051	0,025
IC 2574	10 25 00	68 43	Sm	3,3	69	7,7	0,17	-17,54	2,1	1,7
НО II	8 14 06	70 52	Ir	3,3	40	5,3	0,21	-17,00	0,91	0,96
Большое Магелланово Облако	5 24 00	-69 48	SBm	0,052	27	-	0,30*	-18,37*	0,54	1,0 ³⁾
Секстант А	10 08 48	-4 28	Ir	1,0	36	1,4	0,12	-13,91	0,070	0,14
Малое Магелланово Облако	0 51 00	-73 06	Ir	0,06	60	-	0,24*	-16,70*	0,48	0,15

где средняя масса $\langle M \rangle$ выражена в единицах $10^{10} M_{\odot}$, а $\langle M/L \rangle$ — в солнечных единицах. Согласно более поздним оценкам [398], для спиральных и неправильных галактик

$$\begin{aligned} 10^{10} &\leq M/M_{\odot} \leq 5 \cdot 10^{11}, \\ 10^9 &\leq L/L_{\odot} \leq 10^{11}, \end{aligned} \quad (5.189)$$

$$L/L_{\odot} \approx \frac{1}{7,5} (M/M_{\odot}),$$

где $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца, а $L_{\odot} = 3,90 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Для эллиптических галактик Генкин и Генкина [159] получили

$$\begin{aligned} 10^{10} &\leq M/M_{\odot} \leq 2 \cdot 10^{12}, \\ L/L_{\odot} &\approx \frac{1}{30} (M/M_{\odot}). \end{aligned}$$

Рассматривая приливные силы, действующие между карликовой галактикой и нашей Галактикой, можно получить следующее выражение для предельного размера карликовой галактики [201]:

$$r_T = R_G (m/3MM_G)^{1/3} \quad (5.190)$$

Название, номер по каталогу Эйбелла, координаты, угловой размер θ , лучевой скорости σ_v , оптическая светимость L , отношение вириальной радиоисточника и его плотность потока S_{1400}

Скопление	№ по каталогу Эйбелла	α (1950,0)	δ (1950,0)	θ	D , Мпс	R , Мпс
Рыбы		1 ^h 20 ^m	33° 00'	10°	66	0,47
NGC 541	194	1 23	—1 38	0,3	53	0,35
Персей	426	3 16	41 20	4	97	0,44
Печь		3 30	—36 00	6	10	0,75
Рак		8 18	21 14	3	80	0,54
Большая Медведица		11 45	55 59	0,7	270	1,31
Дева		12 28	12 40	12	19	1,07
Гончие Псы		12 48	21 43	19	8	1,23
Волосы Вероники	1 656	12 57	28 14	4	113	2,63
Центавр		13 22	—42 45	2	250	—
Северная Корона		15 20	27 54	0,5	190	2,81
Геркулес	2 151	16 03	17 55	0,1	175	1,25
Эйбелл 2199	2 199	16 27	39 38	0,2	—	1,07
Пегас II	2 634	23 08	7 20	2	—	0,89
Пегас I		23 18	7 55	1	65	0,30

¹⁾ Угловые размеры — по Цвикки [549] и Пейджу [362], расстояния — по Вокулеру [517] и о скоростях скоплений: NGC 541 — по Цвикки и Хьюмасону [551], Персей — по Чинкарини и вину [96] и Эйбелл 2199 — по Минковскому [322]. Для остальных скоплений значения $\langle V_0 \rangle$ — из

где m — масса карликовой галактики, M_G — масса нашей Галактики, а R_G — расстояние между галактиками. Массы и параметры орбит нескольких карликовых галактик приведены в работе Ходжа [200].

Цвикки [547] и Смит [491] первыми выполнили оценки масс галактик, используя теорему вириала для скопления галактик. Если T — кинетическая энергия скопления, то, согласно теореме вириала,

$$2T + \Omega = 0, \tag{5.191}$$

где Ω — потенциальная гравитационная энергия. При этом считается, что скопление находится в стационарном состоянии — не расширяется и не сжимается. Для сферически симметричного скопления масса M_{VT} , определяемая из уравнения (5.191), равна

$$M_{VT} = \frac{3R_e \sigma_v^2}{G}, \tag{5.192}$$

где R_e — эффективный радиус скопления, G — постоянная гравитации, а σ_v — дисперсия лучевых скоростей. Эффективный

Таблица 62

расстояние D , радиус R , средняя лучевая скорость $\langle V_0 \rangle$, дисперсия массы M_{VT} к светимости, ярчайшая галактика скопления, наличие на 1400 МГц для 15 скоплений галактик ¹⁾

$\langle V_0 \rangle$ км/с	σ_v км/с	L , $10^{11} L_\odot$	M_{VT}/L , M_\odot/L_\odot	Ярчайшая галактика (NGC)	Радиосточник	F_{1400} ед. п.
4 373	339	4,2	258	499	—	—
5 321	406	3,9	300	541	3С 40	4,4
5 460	1 420	10,0	461	1 270	3С 84	13,5
1 464	260	—	—	1 316	Печь А	108,0
4 800	501	2,4	1 156	2 563	—	—
1 222	407	7,1	619	—	—	—
1 141	666	12,0	668	4 486	3С 274	197,0
437	135	1,5	300	4 736	—	—
6 645	977	49,0	1 020	4 489	5С 04,80	0,37
—	—	—	—	5 128	Центавр А	912,0
21 600	1 202	53,0	1 580	—	—	—
10 737	631	18,0	556	—	4С 17,66	0,5
9 028	864	20,0	775	6 166	3С 338	3,6
—	537	8,5	598	7 720	4С 07,61	1,6
3 606	246	2,0	182	7 619	PKS 2318 + 07	0,8

Аллену [9], радиусы и дисперсии скоростей — по Руду, Ротману и Тернроузу [409]. Данные Руду [84], Дева — по Тамманну [505], Гончие Псы — по ван ден Бергу [43], Геркулес — по Корраб Цвикки [549] и Пейджа [362]. Значения светимости L и M_{VT} — по Караченцеву [245].

радиус определяется следующим выражением [454]:

$$R_e = \frac{2 \left(\int_0^R S d\delta \right)^2}{\int_0^R S^2 d\delta}, \quad (5.193)$$

где $S(\delta)d\delta$ — число галактик, наблюдаемых в проекции на полюсу шириной $d\delta$, а R — радиус скопления.

Если m_i и v_{ri} обозначают соответственно массу и лучевую скорость i -й галактики, то, согласно [296],

$$T = \frac{3}{2} \sum m_i v_{ri}^2 = \frac{M \sigma_v^2}{2}, \quad (5.194)$$

$$\Omega = -\frac{2}{\pi} \sum_{\text{по парам}} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} = -\frac{M^2 G}{R},$$

где $M = \sum m_i$ — полная «наблюдаемая» масса скопления, r_{ij} — расстояния между компонентами i и j в проекции на небесную сферу, а $\sum_{\text{по парам}}$ означает суммирование по всем парам объектов.

Подстановка уравнений (5.194) в (5.192) приводит к следующему выражению:

$$\frac{M_{VT}}{M} = \frac{3\pi}{2} \left(\sum m_i v_{ri}^2 \right) \left(\sum_{\text{по парам}} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1} =$$

$$= \frac{3R}{M^2 G} \sum m_i v_{ri}^2, \quad (5.195)$$

где R_e считалось равным $3R$.

Как впервые отметил Цвикки [547], вириальная масса многих скоплений галактик составляет около $10^{12} M_\odot$, в то время как полная масса оптически наблюдаемых галактик близка к $10^{10,5} M_\odot$. Недостающая масса может быть связана с нейтральным или ионизованным водородом, либо, как предположил Амбарцумян [14], скопления находятся в динамически неустойчивом состоянии. Светимость L и отношение M_{VT}/L наряду с другими параметрами 15 скоплений галактик приведены в табл. 62.

5.4.5. Зависимость масса — радиус — плотность

Как впервые указал Шварцшильд [453], ни одно доступное наблюдениям сферическое тело, находящееся в статическом равновесии, не может иметь радиус, меньший радиуса Шварцшильда

$$R_g = 2GM/c^2, \quad (5.196)$$

или плотность, большую чем

$$\rho_g = \frac{3c^2}{8\pi GR_g^2} \tag{5.197}$$

Здесь c — скорость света, G — гравитационная постоянная, а M — масса тела. Если бы плотности всех тел были равны пре-



Рис. 40. Общая зависимость между плотностью и радиусом для наблюдаемых астрономических объектов. Штриховые линии относятся к плотностям, полученным по теореме вириала для скоплений звезд и галактик. Сплошная линия — предел Шварцшильда, при котором $\rho = 3c^2/8\pi GR^2$ (по Вокулеру [518], с разрешения Американской ассоциации развития науки).

дельной плотности Шварцшильда, то между плотностью и радиусом существовала бы следующая зависимость:

$$\lg \rho = 27,2 - 2 \lg R, \tag{5.198}$$

где R — радиус тела. Согласно Вокулеру [518], наблюдаемые объекты звездной природы подчиняются соотношению

$$\lg \rho \approx 29,7 - 2,7 \lg R, \tag{5.199}$$

Таблица 63

Масса M , радиус R , плотность ρ и фактор заполнения Φ
для различных астрономических объектов ¹⁾

Класс объектов	Примеры	$\lg M$ (r)	$\lg R$ (см)	$\lg \rho$ ($г/см^3$)	$\lg \Phi$
Нейтронные звезды	Пульсары	33,16	5,93	14,75	-0,6?
		32,54	7,44	9,60	-2,5
Белые карлики	L 930—80	33,45	8,3	7,93	-2,7
	α Б. Пса В	33,30	8,77	6,37	-3,2
	ν M 2	32,90	9,05	4,13	-5,0
Звезды главной последовательности	dM 8	32,2	9,95	1,76	-5,6
	Солнце	33,30	10,84	0,15	-5,5
	A0	33,85	11,25	-0,55	-4,7
	O5	34,9	12,1:	-2,0	-5,0:
Сверхгиганты	F0	34,4	12,65	-4,2	-6,1
	K0	34,4	13,15	-5,7	-6,6
	M2	34,7	13,75	-7,2	-6,9
Протозвезды	Инфракрасные источники	35,3?	16,2?	-13,9?	-8,7?
Компактные карликовые эллиптические галактики	M 32, ядро	41,0	19,5?	-18,1	-6,3
	M 32	42,5	20,65	-20,0	-5,9
	N 4486—В	43,4	20,5	-18,75	-5,0
Спиральные галактики	Большое Магелланово Облако	43,2	21,75	-22,65	-6,3
	M 33	43,5	21,8	-22,5	-6,1
	M 31	44,6	22,3	-22,9	-5,5
Гигантские эллиптические галактики	N 3379	44,3	22,0	-22,35	-5,6
	N 4486	45,5	22,4	-22,3	-4,7
Компактные группы галактик	Группа Стефана	45,5	22,6	-23,1	-4,7
Небольшие группы спиральных галактик	Группа в Скульпторе	46,2	24,1	-26,7	-5,7
Плотные группы эллиптических галактик	Дева Е, ядро Печь I	46,5	23,7	-25,2	-5,0
Небольшие облака галактик	Дева S Большая Медведица	47,0	24,3	-26,5	-5,1
Небольшие скопления галактик	Дева Е	47,2	24,3	-26,3	-4,9
Большие скопления эллиптических галактик	Волосы Вероники	48,3	24,6	-26,1	-4,9

¹⁾ По Вокулеру [518]. С разрешения Американской ассоциации развития науки.

Продолжение табл. 63

Класс объектов	Примеры	$\lg M$ (r)	$\lg R$ (cm)	$\lg \rho$ ($г/см^3$)	$\lg \varphi$
Сверхскопления	Местное сверхскопление	48,7:	25,5	-28,4	-4,7
Выборка галактик Сэндейджа до $m \approx 12,5$	Хьюмасаона, Мэйолла,		26,0	-29,6	-4,6
Ликские подсчеты до $m \approx 19,0$			26,8	-30,5	-4,1

а звездные системы, такие, как галактики и скопления галактик, удовлетворяют зависимости

$$\lg \rho \approx 15,2 - 1,7 \lg R. \tag{5.200}$$

Масса M , радиус R и плотность ρ различных астрономических объектов приведены в табл. 63. Зависимости между ними иллюстрируются на рис. 40.

В табл. 63 приведены также значения «фактора заполнения» φ , который представляет собой отношение наблюдаемой плотности к предельной плотности Шварцшильда. Если бы все объекты имели вириальные плотности ρ и дисперсии скоростей σ_v в пределах $100 \text{ км/с} \leq \sigma_v \leq 1000 \text{ км/с}$, то выполнялись бы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \lg \rho &= 6,5 + 2 \lg \sigma_v - 2 \lg R \approx 21,5 - 2 \lg R, \tag{5.201} \\ \lg \varphi &= -5,7. \end{aligned}$$

Потенциальные энергии эллиптических галактик, согласно наблюдениям, пропорциональны $M^{3/2}$ [145]. Для эллиптической галактики массой M и радиусом R эта зависимость приводит к следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \Omega &= 9,6 \cdot 10^{-8} M^{3/2} \text{ эрг} \approx GM^{3/2} \rho^{1/4} \\ &\text{для } 3 \cdot 10^9 M_\odot \leq M \leq 3 \cdot 10^{12} M_\odot \tag{5.202} \\ \text{или } MR^{-2} &= \text{const} \approx 2 \text{ г/см}^2, \end{aligned}$$

где Ω — потенциальная гравитационная энергия, масса M выражена в граммах, масса Солнца $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$, а плотность $\rho = = 3M/(4\pi R^3)$.

5.4.6. Плотность вещества во Вселенной

Хаббл [220, 221] продемонстрировал однородность крупномасштабного распределения галактик по небу и в глубь пространства. Им было подсчитано число $N(< m_v)$ галактик ярче

визуальной звездной величины m_v в единице телесного угла и получена следующая зависимость:

$$N(< m_v) = 10^{-9,09} \cdot 10^{0,6m_v} \text{ галактик на квадратный градус,} \quad (5.203)$$

справедливая до звездной величины 21^m . Новая калибровка зависимости число — звездная величина, проведенная Холмбергом [206], привела к соотношению

$$N(< m_v) = 1,43 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{0,6m_v} \text{ галактик на стерadian,} \quad (5.204)$$

где $1 \text{ ср} = 3280$ квадратных градусов. Полагая, что средняя абсолютная звездная величина галактик $M_v = -15,1$, Хаббл определил их пространственную плотность:

$$N = 7 \cdot 10^{-18} \text{ галактик/пс}^3. \quad (5.205)$$

Исходя из того, что массы галактик лежат в пределах $10^9 M_\odot \leq M \leq 10^{11} M_\odot$, где масса Солнца $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$, Хаббл пришел к выводу, что плотность вещества, обусловленная наблюдаемыми галактиками, заключена в пределах

$$10^{-30} \text{ г/см}^3 \leq \rho_G \leq 10^{-28} \text{ г/см}^3. \quad (5.206)$$

Орт [350] предложил оценивать ρ_G по подсчетам полного числа галактик в некотором интервале звездных величин, считая постоянным отношение массы к светимости M/L галактик, т.е.

$$\rho_G = L_T \left(\frac{M}{L} \right). \quad (5.207)$$

Здесь полная светимость единицы объема, обусловленная галактиками L_T , определяется выражением [259]

$$L_T = \int \frac{dN(< M_v)}{dM_v} L(M_v) dM_v \approx 3,0 \cdot 10^8 h L_\odot \text{ [Мпс}^{-3}\text{]}, \quad (5.208)$$

где $h = H_0/100 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$, H_0 — постоянная Хаббла, а $L_\odot \approx 4 \times 10^{33} \text{ эрг/с}$ — светимость Солнца. Считая, что $M/L \leq 20h M_\odot/L_\odot$, из уравнений (5.207) и (5.208) получаем

$$\rho_G \leq 4 \cdot 10^{-31} h^2 \text{ г/см}^3, \quad (5.209)$$

что интересно сопоставить со значением критической плотности ρ_c , начиная с которого Вселенную можно считать замкнутой:

$$\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3. \quad (5.210)$$

В уравнении (5.208) среднее число галактик в единице объема ярче абсолютной звездной величины M_v было принято равным [2, 371]

$$N(< M_v) = 0,015 h^3 \cdot 10^{0,75(M_v - M_v^*)} \text{ галактик/Мпс}^3 \quad (5.211)$$

для $M_v > M_v^*$,

$$N(< M_v) = 0,015 h^3 \cdot 10^{0,25(M_v - M_v^*)} \text{ галактик/Мпс}^3$$

для $M_v > M_v^*$,

где

$$M_v^* = (-19,5 + 5 \lg h)^m,$$

а светимость $L(M_v)$ галактики с абсолютной звездной величиной M_v определяется выражением

$$L(M_v) = 10^{0,4(4,79 - M_v)} L_{\odot}, \quad (5.212)$$

где $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Если учесть поглощение света в Галактике, равное $\alpha \operatorname{cosec} b^{\text{II}}$ звездных величин, и отдельно рассматривать эллиптические (E) и спиральные (S) галактики, то плотность вещества ρ_G , обусловленная оптически наблюдаемыми галактиками, составит [466]

$$\rho_G = [3,3 \cdot 10^7 (\alpha + 0,41) h^2 (M/L)_E + 4,7 \cdot 10^8 (\alpha + 0,43) h^2 (M/L)_S] M_{\odot} [\text{Мпс}^{-3}]. \quad (5.213)$$

Для значений $h = 0,5$, $\alpha = 0,24$, $(M/L)_E = 30$ и $(M/L)_S = 7,5$ из уравнения (5.213) получаем

$$\rho_G = 0,75 \cdot 10^9 M_{\odot} \text{ Мпс}^{-3} = 0,5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3, \quad (5.214)$$

что опять-таки значительно меньше критического значения ρ_c .

5.5. СВЕТИМОСТЬ

5.5.1. Звездная величина, показатель цвета, плотность потока и блеск

Согласно Птолемею, греческие астрономы подразделяли звезды по их блеску на шесть звездных величин, так что звезда n -й звездной величины в $2,5^{m-n}$ раза ярче звезды m -й звездной величины. Погсон [382] предложил приводить измерения к системе, в которой используется постоянная $2,512 = 10^{0,4}$. Логарифм этого числа в точности равен 0,4. В этой системе видимые звездные величины m_1 и m_2 двух объектов связаны уравнениями

$$m_1 - m_2 = -2,50 \lg (f_1/f_2) \quad (5.215)$$

или

$$f_1/f_2 = 2,512^{-(m_1 - m_2)},$$

где f обозначает наблюдаемый поток энергии и имеет размерность эрг/(см²·с). Светимость L источника, находящегося на расстоянии D , определяется выражением

$$L = fD^2, \quad (5.216)$$

а абсолютная звездная величина M находится из уравнения

$$m - M = 5 \lg D - 5 = -5(1 + \lg \pi), \quad (5.217)$$

где m — видимая звездная величина, $m - M$ — так называемый модуль расстояния, D — расстояние до звезды в парсеках, а π — годичный параллакс в угловых секундах. Абсолютная звездная величина равна видимой звездной величине, которую имел бы объект, находясь на расстоянии 10 пс.

На практике энергия, получаемая от объекта, всегда измеряется в конечном интервале длин волн. В связи с этим обозначения видимых звездных величин m сопровождаются индексом, который указывает, на какую длину волны приходится центр полосы пропускания использовавшегося светофильтра. Индексы R , V , pg , B и U относятся соответственно к красной, желтой (или визуальной), фотографической, голубой и ультрафиолетовой полосам, центры которых приходятся на следующие длины волн:

$$\begin{array}{ll} m_R \text{ 6800 \AA} & m_B = B \text{ 4350 \AA} \\ m_V = V \text{ 5550 \AA} & m_U = U \text{ 3500 \AA} \\ m_{pg} \text{ 4300 \AA} & \end{array} \quad (5.218)$$

Голубая и фотографическая видимые звездные величины связаны уравнением

$$m_B = m_{pg} + 0,11. \quad (5.219)$$

Красный фильтр часто используется при наблюдениях галактик [425]. Для близких галактик

$$m_V = m_R + 0,3. \quad (5.220)$$

Джонсон и Морган [239] разработали трехцветную систему U, B, V , в которой используются фильтры с шириной полосы примерно 1000 Å и с центрами полос пропускания, приходящимися на длины волн, указанные в (5.218). Фундаментальные стандарты системы UBV даны в табл. 64, дополнительный список звезд-стандартов для системы UBV приведен Джонсоном [237]. Для Солнца

$$\begin{array}{l} M_U = 5,51, \quad M_B = 5,41, \quad M_V = 4,79, \\ m_U = -26,06, \quad m_B = -26,16, \quad m_V = -26,78 \text{ и } m_B - m_V = 0,62. \end{array}$$

Показатель цвета C определяется уравнением

$$C = m_{pg} - m_V = B - V - 0,11, \quad (5.221)$$

Таблица 64

Десять звезд, являющихся первичными стандартами
в системе $U\ V\ V$

№ по каталогу HD	Название	V	$B-V$	$U-V$	Спектральный класс
12 929	α Овна	2,00	1,151	1,12	K2 III
18 331	HR 875	5,17	0,084	0,05	A1 V
69 267	β Рака	3,52	1,480	1,78	K4 III
74 280	η Гидры	4,30	-0,195	-0,74	B3 V
135 742	β Весов	2,61	-0,108	-0,37	B8 V
140 573	α Змеи	2,65	1,168	1,24	K2 III
143 107	ϵ Северной Короны	4,15	1,230	1,28	K3 III
147 394	τ Геркулеса	3,89	-0,152	-0,56	B5 IV
214 680	10 Ящерицы	4,88	-0,203	-1,04	O9 V
219 134	HR 8832	5,57	1,010	0,89	K3 V

если видимые звездные величины измерены за пределами атмосферы. Условились считать равными нулю средние значения внеатмосферных показателей цвета $B - V$ и $U - V$ для шести звезд главной последовательности спектрального класса A0: α Лиры, γ Большой Медведицы, α Северной Короны, 109 Девы, γ Змееносца и HR 3314. Цвета звезд главной последовательности других спектральных классов приведены в табл. 66. Галактики, по Холмбергу [206], имеют характерный показатель цвета

$$C = 0,87,$$

а для большинства квазаров —

$$C = 0,00 - 0,30. \quad (5.222)$$

Полный поток излучения f представляет собой интеграл по всем значениям длин волн от плотности потока $S(\lambda)$, которая определяется уравнением

$$S(\lambda) = f(\lambda)/\Delta\lambda \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å)]},$$

где $f(\lambda)$ — поток излучения, измеренный с фильтром, центр полосы пропускания которого приходится на длину волны λ , а ширина есть $\Delta\lambda$. Начала отсчета систем звездных величин определяются уравнениями [306]

$$\begin{aligned} \lg S(\lambda) &= -0,4m_v - 8,42 \text{ для } \lambda = 5500 \text{ Å}, \\ \lg S(\lambda) &= -0,4m_{pg} - 8,3 \text{ для } \lambda = 4300 \text{ Å}. \end{aligned} \quad (5.223)$$

Радиоастрономы измеряют плотность потока $S(\nu)$ на частоте ν , где

$$S(\nu) = f(\nu)/\Delta\nu \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц)]}. \quad (5.224)$$

Здесь $f(\nu)$ — поток излучения на частоте ν , а $\Delta\nu$ — ширина полосы используемого фильтра. Принято измерять спектральную плотность радиопотока в единицах потока (ед. п.):

$$1 \text{ ед. п.} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц}) = 10^{-23} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}). \quad (5.225)$$

Плотности потока на частоте 1400 МГц для радиогалактик и квазаров приведены в табл. 31. Радиоастрономы, наблюдающие Солнце, часто используют солнечную единицу потока (с. ед. п.):

$$1 \text{ с. ед. п.} = 10^4 \text{ ед. п.} \quad (5.226)$$

В табл. 65 приведены спектральные плотности потока Солнца на радиочастотах. Наблюдаемая плотность потока $S_0(\nu)$ зависит

Таблица 65

Спектральная плотность потока от Солнца S и максимальная яркостная температура T_{\max} на радио- и микроволновых частотах¹⁾

Частота, МГц	Длина волны, см	$S_{\text{млн}}$ с. ед. п.	S_{max} с. ед. п.	T_{max} К
50	600	0,48	0,6	$1,15 \cdot 10^3$
100	300	2,1	2,4	$1,15 \cdot 10^3$
200	150	6,8	9,5	$1,14 \cdot 10^3$
300	100	11,2	16	$8,5 \cdot 10^3$
600	50	21	31	$4,1 \cdot 10^3$
1 000	30	29	47	$2,25 \cdot 10^3$
1 500	20	40	64	$1,36 \cdot 10^3$
3 000	10	69	105	$5,6 \cdot 10^4$
5 000	6	110	150	$2,85 \cdot 10^4$
10 000	3	248	270	$1,29 \cdot 10^4$
25 000	1,2	1 120	1 120	$8,56 \cdot 10^3$
35 000	0,86	2 080	2 080	$8,1 \cdot 10^3$

¹⁾ Плотность потока выражена в солнечных единицах: 1 с. ед. п. = 10^{-19} эрг/(см²·Гц).

от плотности потока источника $S_s(\nu)$, эффективности антенны η_A , телесного угла диаграммы направленности Ω_A и телесного угла, стягиваемого источником Ω_s :

$$S_0(\nu) = \eta_A S_s(\nu) \quad \text{для} \quad \Omega_s \ll \Omega_A,$$

$$S_0(\nu) = \eta_A \frac{\Omega_A}{\Omega_s} S_s(\nu) \quad \text{для} \quad \Omega_s \gtrsim \Omega_A. \quad (5.227)$$

Для источника нетеплового излучения, имеющего спектральный индекс α , полная светимость L определяется выражением

$$L = 4\pi D^2 S_s(\nu_0) \nu_0^\alpha \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^{-\alpha} d\nu, \quad (5.228)$$

где D — расстояние до источника, $S_s(\nu_0)$ — спектральная плотность потока источника на частоте ν_0 . Плотность потока считается пренебрежимо малой на частотах $\nu \leq \nu_1$ и $\nu \geq \nu_2$.

Если излучение имеет тепловую природу, то яркость источника $B_\nu(T)$ на частоте ν , согласно Планку [381], равна [см. также (1.119) — (1.121)]

$$B_\nu(T) = \frac{S_s(\nu)}{\Omega_s} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]} \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср)]}, \quad (5.229)$$

где Ω_s — телесный угол, стягиваемый источником, а T — его яркостная температура. Наблюдаемая яркость $B_0(\nu)$ связана с яркостью источника $B_\nu(\nu)$ соотношениями

$$B_0(\nu) = \eta_A \frac{\Omega_s}{\Omega_A} B_s(\nu) \quad \text{для} \quad \Omega_s \ll \Omega_A, \quad (5.230)$$

$$B_0(\nu) = \eta_A B_s(\nu) = S_0(\nu)/\Omega_A \quad \text{для} \quad \Omega_s \geq \Omega_A,$$

где Ω_s и Ω_A — телесный угол, под которым виден источник, и телесный угол диаграммы направленности антенны соответственно, а η_A — эффективность антенны. Температура, определяемая из уравнений (5.230) и (5.229), называется эквивалентной яркостной или цветовой температурой. Она равна температуре такого абсолютно черного тела, которое имеет такое же распределение энергии в спектре, или цвет, как и наблюдаемый источник. Если источник излучает как абсолютно черное тело, то полный поток излучения по всем направлениям B можно найти, проинтегрировав уравнение (5.229) по всем частотам [52, 502]:

$$B = 4\pi n^2 \sigma T^4 \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с)]}. \quad (5.231)$$

Здесь n — показатель преломления, источник считается изотропно излучающим в телесном угле 4π стерадиан, а

$$\sigma = 2\pi^5 k^4 / (15c^2 h^3) \approx 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{K}^4).$$

Яркость \mathcal{L} и светимость L источника, находящегося на расстоянии D , определяются уравнениями

$$\mathcal{L} = B/\Omega_s \approx (D/R)^2 B \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср)]}. \quad (5.232)$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \text{ [эрг/с]} = R^2 B \text{ [эрг/с]}, \quad (5.233)$$

где R — радиус источника, а Ω_s — телесный угол, стягиваемый источником.

5.5.2. Солнечная постоянная, болометрические поправки, температуры и радиусы звезд

Полная освещенность, создаваемая Солнцем на границе земной атмосферы, или солнечная постоянная, составляет [509]

$$f_{\odot} = 1,3533 (18) \cdot 10^6 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad (5.234)$$

что приводит к оценке светимости Солнца:

$$L_{\odot} = 3,826 (8) \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}. \quad (5.235)$$

Приняты следующие значения видимой m_v и абсолютной M_v звездных величин Солнца [178]:

$$m_{v\odot} = -26,77, \quad M_{v\odot} = 4,79. \quad (5.236)$$

Из уравнений (5.215)—(5.217) и (5.236) следует, что светимость L объекта, имеющего абсолютную звездную величину M_v , составляет

$$L = 10^{0,4(4,79 - M_v)} L_{\odot}. \quad (5.237)$$

Болометрическая система звездных величин основывается на измерениях полного потока энергии за пределами атмосферы и обозначается индексом b . Болометрическая поправка ВС определяется выражением

$$BC = M_b - M_v = m_b - m_v, \quad (5.238)$$

где индексом v обозначена визуальная звездная величина, а M и m — абсолютная и видимая звездные величины соответственно. Болометрические поправки рассматривались в работах Койпера [273], Харриса [179], Джонсона [238]. Значения ВС приведены в табл. 66 для звезд различных спектральных классов. Светимость L и приходящий от источника поток энергии f связаны с абсолютной болометрической M_b и видимой болометрической m_b звездными величинами следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} L &= 3,02 \cdot 10^{35} \cdot 10^{-2M_b/5} [\text{эрг/с}], \\ f &= 2,52 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-2m_b/5} [\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})]. \end{aligned} \quad (5.239)$$

Для Солнца $M_b = 4,72$ и $m_b = -26,85$ при модуле расстояния $M_b - m_b = -31,57$.

Для получения истинной звездной величины источника наблюдаемую звездную величину необходимо также исправить за межзвездное поглощение [498, 516]. График поглощения приведен на рис. 41 как функция обратной длины волны λ^{-1} . Для изу-

Таблица 66

Болометрические поправки BC , эффективные температуры T_e
и показатели цвета $B-V$, $U-B$ для звезд различных
спектральных классов [179, 238]

Спектральный класс	BC	T_e , К	$B-V$	$U-B$
O5	—	38 000	$-0,32^m$	$-1,15^m$
O7	—	37 000	$-0,32$	$-1,14$
O9	$-3,34$	31 900	$-0,31$	$-1,12$
B0	$-3,17$	30 000	$-0,30$	$-1,08$
B1	$-2,50$	24 200	$-0,26$	$-0,93$
B2	$-2,23$	22 100	$-0,24$	$-0,86$
B3	$-1,77$	18 800	$-0,20$	$-0,71$
B5	$-1,39$	16 400	$-0,16$	$-0,56$
B6	$-1,21$	15 400	$-0,14$	$-0,49$
B7	$-1,04$	14 500	$-0,12$	$-0,42$
B8	$-0,85$	13 400	$-0,09$	$-0,30$
B9	$-0,66$	12 400	$-0,06$	$-0,19$
A0	$-0,40$	10 800	0,00	0,00
A1	$-0,32$	10 200	0,03	
A2	$-0,25$	9 730	0,06	
A3	$-0,20$	9 260	0,09	
A5	$-0,15$	8 620	0,15	
A7	$-0,12$	8 190	0,20	
F0	$-0,08$	7 240	0,33	
F2	$-0,06$	6 930	0,38	
F5	$-0,04$	6 540	0,45	
F6	$-0,04$	6 450	0,47	
F7	$-0,04$	6 320	0,50	
F8	$-0,05$	6 200	0,53	
G0	$-0,06$	5 920	0,60	
G2	$-0,07$	5 780	0,64	
G5	$-0,10$	5 610	0,68	
G8	$-0,15$	5 490	0,72	
K0	$-0,19$	5 240	0,81	
K2	$-0,25$	4 780	0,92	
K3	$-0,35$	4 590	0,98	
K5	$-0,65$	4 410	1,15	
K7	$-0,90$	4 160	1,30	
M0	$-1,20$	3 920	1,41	
M1	$-1,48$	3 680	1,48	
M2	$-1,76$	3 500	1,52	
M3	$-2,03$	3 360	1,55	
M4	$-2,31$	3 230	1,56	
M5	$-2,62$	3 120	1,61	
M8	$-4,2$	2 660	2,00	

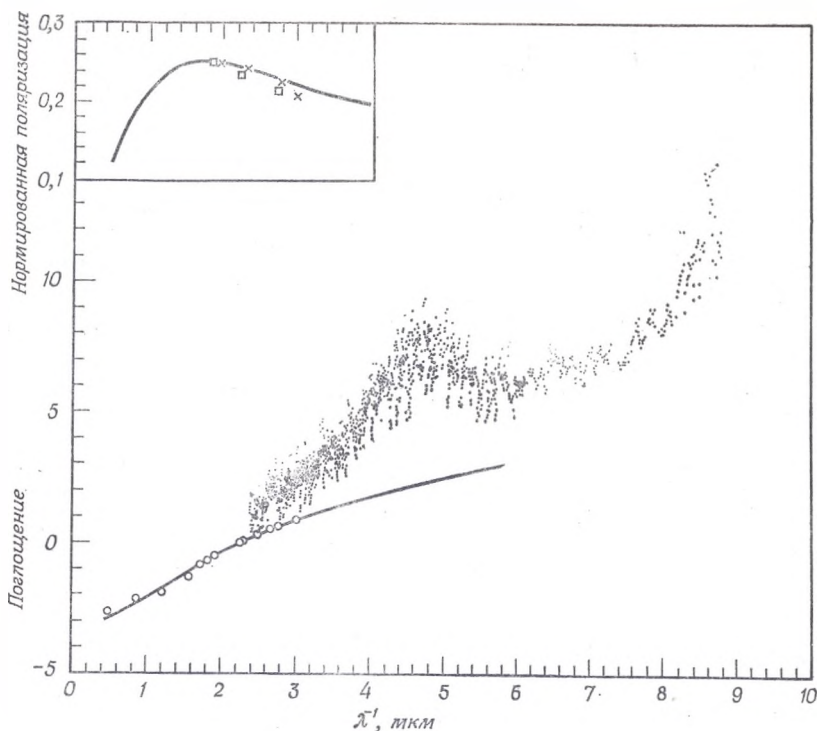


Рис. 41. Наблюдаемое среднее межзвездное поглощение. Кружки — данные Боргмана и Богжесса [55], точки — данные Стекера [501] (с разрешения Американского астрономического общества и издательства Чикагского университета). Данные нормированы к значениям $B - V = 1^m$ и $V = 0$. Показаны результаты поляризационных измерений (по книге Гринберга [164], с разрешения МАС). Сплошные линии — теоретические зависимости степени поляризации и поглощения для пылинок, распределение которых по размерам описывается формулой $n(a) = 49 \exp[-5(a/0,2)^3] + \exp[-5(a/0,6)^3]$, где a — радиус частиц, а $n = 1,33 - 0,55i$ — показатель преломления.

чения межзвездного покраснения обычно используется фотоэлектрическая система звездных величин [499, 500, 536]:

Полоса	U	B	V	G	R	T
$\lambda, \text{Å}$	3500	4350	5550	5750	6800	8250
$\lambda^{-1}, \text{мкм}^{-1}$	2,857	2,299	1,802	1,739	1,470	1,212

В охватываемой ею области длин волн поглощение пропорционально λ^{-1} . Полное поглощение A_λ , выраженное в звездных величинах, на длине волны λ составляет

$$A_\lambda = 1,086 N \sigma_e D, \quad (5.240)$$

где N — концентрация поглощающих или рассеивающих частиц, σ_e — сечение процесса, определяемое уравнением (1.349), а D — расстояние до источника. Для визуальной (V) полосы

$$\sigma_e \approx 10^{-9} \text{ см}^2 \text{ на } \lambda \approx 4880 \text{ \AA}, \quad (5.241)$$

если считать, что радиус пылинок $a = 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ см} \approx \lambda$ и что $\sigma_e = \pi a^2$. Концентрация пылинок N_{gr} составляет

$$N_{gr} \approx 4 \cdot 10^{-13} N_A \text{ см}^{-3},$$

где $N_A = N_H + 2N_2$ — полная концентрация атомов водорода, находящихся в атомарной N_H и молекулярной N_2 формах.

Болометрическая абсолютная звездная величина M_b источника равновесного излучения связана с радиусом источника R уравнением

$$M_b = 42,31 - 5 \lg \left(\frac{R}{R_\odot} \right) - 10 \lg T_e, \quad (5.242)$$

где T_e — эффективная температура, определяемая уравнением (5.231), а $M_{b\odot}$ и $T_{e\odot}$ считаются равными

$$M_{b\odot} = 4,69^m, \quad T_{e\odot} = 5784 \text{ К}, \quad (5.243)$$

R — радиус в см, а

$$R_\odot = 6,9598 \cdot 10^{10} \text{ см}.$$

Опираясь на наблюдения спектральных линий и на теорию звездных атмосфер, можно связать эффективную температуру со спектральным классом звезд [250, 318]. Полученные таким путем значения температур также приведены в табл. 66.

5.5.3. Светимость и спектральный класс звезд

Секки [458] и Л. Резерфорд [416] первыми обратили внимание на то, что звезды различного цвета имеют сильно отличающиеся спектры. Секки разделил звезды на четыре группы по цветам: белый, желтый, оранжевый и красный, которым соответствовали следующие спектральные особенности: сильные линии поглощения водорода, сильные линии кальция, сильные линии металлов и широкие линии поглощения, наиболее интенсивные в фиолетовой части спектра. Когда число наблюдавшихся звезд возросло, для более подробного описания цвета и спектральных классов были введены буквенные обозначения [379, 380]. Составление каталога Генри Дрэпера (HD), содержащего 225 330 звезд [73, 309], а также добавления и улучшения, введенные Морганом, Кианом и Келлманом [324], привели к установлению следующей последовательности основных спектральных классов, обозначаемых буквами

$$Q, P, W, O, B, A, F, G, K, M, S, R \text{ и } N. \quad (5.244)$$

Таблица 67

«Дреперовская» (HD) спектральная классификация для звезд классов O—M¹⁾

Спектральный класс	Основные характеристики	Подкласс	Критерии принадлежности к спектральному классу	Типичные звезды
O	Наиболее горячие звезды, сильный континуум в ультрафиолетовой области	Oa	Особенно заметна линия OII $\lambda 4650$	BD + 35°4013
		Ob	Особенно заметна линия HeII $\lambda 4686$	BD + 35°4001
		Oc	Линии, более узкие	BD + 36°3987
		Od	Преобладают линии поглощения, в излучении наблюдаются только HeII и OII	ξ Кормы, λ Цефея
		Oe	SiIV $\lambda 4089$ достигает максимальной интенсивности	29 Большого Пса
Oe5	Сильные линии OII $\lambda 4649$, HeII $\lambda 4686$		τ Большого Пса	
B	Преобладают линии нейтрального гелия	B0	SiIII $\lambda 4650$ достигает максимума	ε Ориона
		B1	HeI $\lambda 4472 >$ OII $\lambda 4649$	β Большого Пса, β Центавра
		B2	Линии HeI имеют максимальную интенсивность	δ Ориона, α Волка
		B3	Линии HeII исчезают	τ^4 Ориона, α Павлаина
		B5	Линия Si $\lambda 4128$ сильнее линии He $\lambda 4121$	19 Тельца, ф Парусов
B8	Линии $\lambda 4472$ и Mg $\lambda 4481$ имеют равную интенсивность	β Персея, δ Журавля		
B9	Линия HeI $\lambda 4026$ очень слабая		λ Орла, λ Центавра	
A	Интенсивность линий водорода уменьшается начиная с A0, где она максимальна	A0	Бальмеровские линии имеют максимальную интенсивность	α Малого Пса
		A2	CaII K = 0,4H δ	S Большого Пса, ι Центавра
		A3	CaII K = 0,8H δ	α Южной Рыбы, τ^3 Эрида

A5	Линии CaII K сильнее линии H δ	β Треугольника, α Жиропица
F	Становятся заметными линии металлов	
F0	Линии CaII K и H + H δ имеют равную интенсивность	δ Близнецов, α Киля
F2	Становится заметной полоса G	λ Стрелы
F5	Полоса G становится сплошной	α Малого Пса, ρ Кормы
F8	Бальмеровские линии немного сильнее, чем в спектре Солнца	β Девы, α Печи
G	Спектр солнечного типа	α Возничего, β Гидры
G0	Линии Ca λ 4227 и H δ имеют равную интенсивность	κ Близнецов, α Сетки
G5	Линия Fe λ 4325 сильнее H δ на спектрах с низкой дисперсией	
K	Преобладают линии металлов	α Волопаса, α Феникса
K0	Линии H и K CaII имеют максимальную интенсивность	β Рака, ν Весов
K2	Голубой континуум становится слабым	α Тельца
K5	Полоса G перестает быть сплошной	
M	Полосы TiO	α Ориона, α Гидры
Ma	Становятся заметными полосы TiO	ρ Персея, γ Южного Креста
Mb	Полосы хорошо заметны	W Лебеда, RX Водолея
Mc	Спектр изоборожден сильными полосами	χ Лебеда, α Кита
Md	Переменные типа Миры Кита, линии H γ , H δ в эмиссии	

1) По Кинану [249] с разрешения изд-ва Чикагского университета

Классификация Моргана, Кинана, Келлмана (МКК), или Йеркская классификация¹⁾

	Критерий для определения спектральных классов	Критерий, указывающий на более высокую светимость	Типичные звезды
	Отношения SiIII/SiIV, SiII/SiIII, SiII/HeI		
B0	SiIII λ 4552/SiIV λ 4089 (< 1)	SiIV λ 4089/HeI λ 4009	B0 Tab ϵ Ориона, B0 V δ Скорпиона
B1	Отношение этих же линий (> 1)	NI λ 3995/ λ 4009, λ 4552/HeI λ 4387	B1 Tab ζ Персея
B2—B3	SiII λ 4128—4131/HeI λ 4121. В спектрах B3 появляется линия KCaII	То же	B2 III γ Ориона, B2 V ζ Кассиопеи, B3 V η Большой Медведицы
B5	SiII λ 4128—4131/HeI λ 4144	Бальмеровские линии становятся резче	B5 III δ Персея, B7 V α Льва, B8 Tab β Ориона
B9	MgII λ 4481 \gg HeI λ 4471	То же	B9 III γ Лирь
A0	Возрастающая интенсивность линий металлов		
A1	Линии HeI очень слабы или отсутствуют, линии FeII очень слабы	(Линии FeII немного усиливаются)	A0 III α Дракона, A0 IV γ Близнаков, A0 V α Лирь
A2—A5	Линия MnI λ 4030—4034 становится заметной, λ 4385 (бленда)/MgII λ 4481		A1 V α Большого Пса
F0	MnI λ 4030—4034/ λ 4128—4131, λ 4300 (бленда)/ λ 4385	λ 4416 (бленда)/ λ 4481, λ 4416/ λ 4300	A2 Ia α Лебедя, A3 III β Треугольника, A4 III α Жемчужца, A5 V δ Кассиопеи, A7 III γ Большого Пса
	То же	То же	F0 Ib α Зайца, F0V γ Девы

F2	Полоса G замыкается с красной стороны (СН)	λ4416 (бленда)/λ4481 и λ4172/CaI λ4226	F2 IV β Кассиопеи
F5	Интенсивность полосы G усиливается, FeI λ4045/Hβ, CaI λ4226/Hγ	λ4045, λ4063 FeI 4250	F5 Ib γ Лебедя, F5 V β Девы
G0	То же	То же	G0 Ib α Волопаса, G0II α Стрельца, G0IV η Волопаса
G5	λ4030—4034/λ4300 с фиолетовой стороны полосы G, FeI λ4325/Hγ	λ4077/FeI λ4062, λ4085, λ4144, *FeI 4250	G2 V Солнце, I6 Лебедя A G5 IV μ Геркулеса, G8 II ζ Лебедя
K0	λ4030—4034/λ4300, λ4290 (бленда)/λ4300, λ4096/Hβ	Более сильные полосы λ4215—4144	G8 III δ Волопаса, G8 IV β Орла, G8 V ζ Волопаса A
K5	CaI λ4226/FeI λ4325, λ4290 (бленда)/λ4300, λ4096/Hβ	λ4077/λ4063, λ4077/λ4071. Полоса CN λ4216	K0 III ε Лебедя, K0 IV η Цефея, K1 IV γ Цефея, K2 Ib ε Пегаса, K2 III α Овна, K2 V ε Эридана
M0—M5	Увеличивающаяся интенсивность полосы TiO	Полоса CN λ4216, SrII λ4215/FeI λ4250	K3 Ib η Персея, K3 II γ Орла, K3 III δ Андромеды, K5 II ζ Лебедя, K5 III α Тельца, K5 V 61 Лебедя A
M0—M5	Начала полос: λ4762, 4954, 5168, 5445, 5763, 5816, 5857 (дальше — 6651, 7054, 7589)	Увеличивающаяся интенсивность линии H	M0 III β Андромеды
		Для гигантов и сверхгигантов: уменьшение интенсивности CaI λ4226, SrII λ4077/FeI λ4045, SrII λ4215/FeI λ4250	M2 Ia η Цефея, M2 Ib α Ориона M5 II α Геркулеса

Бленда — это накладывающиеся друг на друга линии одного и того же или различных элементов.
 * По Дрюэлю [14]. (С разрешения «Джордж Ньюбос Лтд.»)

Каждый класс делится на 10 подклассов, обозначаемых цифрами 0, 1, 2, ..., 9, которые следуют за заглавной буквой, отмечающей класс. В тех случаях, когда спектры не образуют непрерывной последовательности, вместо цифр используются строчные буквы. Стоящими впереди буквами *s*, *g* или *d* отмечаются спектральные особенности: узкие спектральные линии и принадлежность спектров к звездам-гигантам или карликам. Стоящие сзади буквы *p*, *s*, *e*, *ev*, *v*, *k* и *res* означают соответственно широкие и диффузные (размытые) линии, резкие линии, эмиссионные линии, переменные эмиссионные линии, переменный спектр, линии *H* и *K* и пекулярные линии, не соответствующие данному классу. Критерии, используемые в дрэперовской (HD) и йеркской классификациях, даны в табл. 67 и 68.

Из рассмотрения табл. 67 следует, что если в спектре содержатся линии некоторого элемента, находящегося как в ионизованном, так и в нейтральном состоянии, то интенсивность линий ионизованных, а затем и нейтральных атомов уменьшается вдоль последовательности спектральных классов от *O* к *M*. Кроме того, интенсивности линий, соответствующих все более низким степеням ионизации данного элемента, достигают максимума в спектрах все более поздних классов спектральной последовательности. Например, максимальная интенсивность линий *Si*IV, *Si*III, *Si*II и *Si*I приходится соответственно на классы *O9*, *B1*, *A0* и *G5*. Как впервые отметил Саха [420], энергия, необходимая для возбуждения атомов в различных стадиях ионизации, уменьшается по мере продвижения вдоль последовательности спектральных классов, поэтому спектральная последовательность должна отражать уменьшение температуры тех слоев атмосферы звезды, где образуются линии. Как следует из рис. 34 и табл. 66, дрэперовская классификация — это одномерная последовательность уменьшающейся температуры T_e . Если бы все звезды имели одинаковый радиус, то эта последовательность соответствовала бы также уменьшению светимости. Однако было установлено, что звезды одного и того же спектрального класса могут иметь совершенно различные светимости. Более слабые звезды были названы карликами, более яркие — гигантами, а ярчайшие — сверхгигантами. Это привело к введению наряду со спектральным классом еще классов светимости: I — сверхгиганты, II — яркие гиганты, III — гиганты, IV — субгиганты, V — звезды главной последовательности и карлики и VI — субкарлики и белые карлики.

Герцшпрунг [192] и Рессел [413] показали, что светимость действительно уменьшается вдоль последовательности спектральных классов, но что существуют две категории звезд, которые отличаются по светимости. Адамс и Кольшюттер [6] и Адамс и др. [7] обнаружили, что относительная интенсивность пар

близко расположенных линий линейно связана с абсолютной звездной величиной звезды. Эти данные вскоре привели к открытию разнообразных типов звезд и к созданию классификации по светимости Моргана, Кинана и Келлмана [324]. Разнооб-

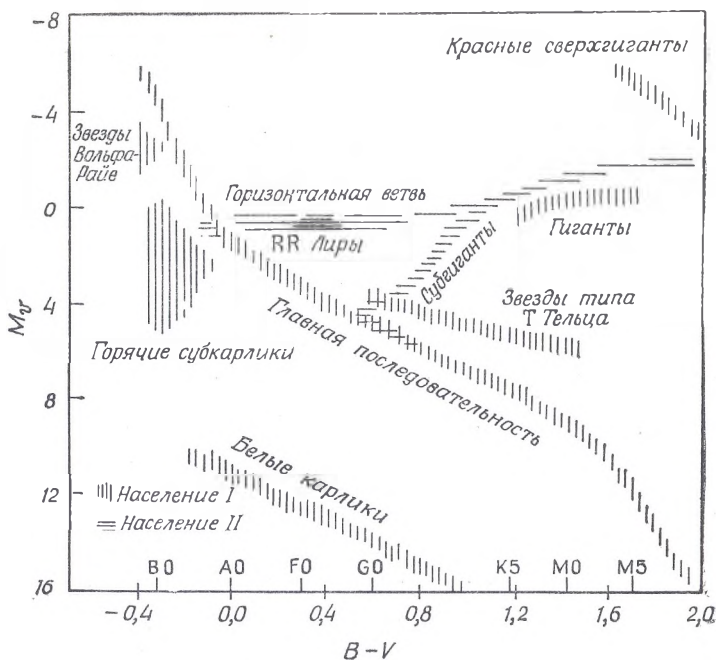


Рис. 42. Названия последовательностей и отдельных областей на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. По оси ординат отложена абсолютная визуальная звездная величина M_v , по оси абсцисс — показатель цвета $B - V$. Спектральные классы, нанесенные вдоль оси $B - V$, относятся к звездам главной последовательности (по работе Хаяши, Хоши и Сугимото [184], с разрешения Научно-исследовательского института фундаментальной физики, физического общества Японии и «Нисса Паблишинг Ко»).

разии типов звезд хорошо видно на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (рис. 42).

Положение звезды на диаграмме Герцшпрунга — Рассела является функцией ее светимости, радиуса, начального химического состава, массы и возраста. С помощью уравнений (5.66) — (5.72), используя постоянные, характеризующие скорость термоядерной реакции, которые были приведены в гл. 4, можно рассчитать детальные эволюционные треки звезд. Подробности расчетов рассмотрены в работах Дж. и М. Бербиджей [69], Хаяши, Хоши и Сугимото [184], Кристи [85, 86], Айбена [228] и Тейлера [506].

Солпитер [421] указал, что эволюцией звезд можно объяснить форму наблюдаемой функции светимости звезд $\varphi(M_v)$, которая определяется выражением

$$dN = \varphi(M_v) dM_v, \quad (5.245)$$

где dN — полное число звезд всех спектральных классов, содержащихся в кубическом парсеке, абсолютная визуальная звездная величина которых заключена между M_v и $M_v + dM_v$. Наблюдаемая функция светимости для звезд Галактики приведена в работах ван Рейна [395, 396], Лейтена [305] и Мак-Каски [313], а для звезд нескольких рассеянных скоплений — в работе Сэндейджа [423]. В табл. 69 приведены наблюдаемая функция светимости $\varphi(M_v)$ для звезд главной последовательности, а также функция светимости нулевого возраста $\psi(M)$, задающая относительную частоту, с которой звезды располагаются на главной последовательности в момент их появления на ней. Функция

Таблица 69

Наблюдаемая функция светимости звезд главной последовательности $\varphi(M_v)$ и функция светимости нулевого возраста $\psi(M_v)$ в зависимости от абсолютной визуальной звездной величины M_v ¹⁾

M_v	$\lg \varphi + 10$	$\lg \psi + 10$	M_v	$\lg \varphi + 10$	$\lg \psi + 10$
-6	1,29	4,71	+7	7,63	7,63
-5	2,43	5,59	+8	7,66	7,66
-4	3,18	6,08	+9	7,72	7,72
-3	3,82	6,41	+10	7,81	7,81
-2	4,42	6,68	+11	7,95	7,95
-1	5,04	6,92	+12	8,11	8,11
0	5,60	7,10	+13	8,22	8,22
+1	6,17	7,26	+14	8,21	8,21
+2	6,60	7,25	+15	8,12	8,12
+3	7,00	7,23	+16	7,98	7,98
+4	7,30	7,30	+17	7,76	7,76
+5	7,45	7,45	+18	7,40	7,40
+6	7,56	7,56	+19	6,58	6,58
			+20	5,28	5,28

¹⁾ По Дж. Бербиджу и М. Бербидж [69] с разрешения изд-ва «Шпрингер-Ферлаг».

светимости нулевого возраста была получена Солпитером [421] в предположении, что массы звезд на главной последовательности остаются постоянными в процессе эволюции звезд до достижения ими предела Шёнберга — Чандрасекара [448]. Среднее время жизни τ на главной последовательности звезды со свети-

мостью L и массой M равна [423] (ср. (5.72))

$$\tau = 1,10 \cdot 10^{10} \frac{L_{\odot}}{L} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ лет}, \quad (5.246)$$

где M_{\odot} и L_{\odot} относятся соответственно к массе и светимости Солнца. Считая, что скорость звездообразования dN/dt постоянна в течение времени T , имеем

$$\psi(M_v) = \frac{dN(M_v)}{dt} T = \begin{cases} \varphi(M_v) \frac{M_L}{M} \frac{L}{L_L} & \text{для } \tau \leq T, \\ \varphi(M_v) & \text{для } \tau > T, \end{cases} \quad (5.247)$$

где M_L и L_L — значения массы и светимости, при которых $\tau = T$ в уравнении (5.246). Проинтегрировав функцию $\psi(M_v)$, значения которой приведены в табл. 69, получаем 0,120 звезд/пс³ для пространственной плотности звезд, образовавшихся в окрестности Солнца за время жизни Галактики. Если $T = 6 \cdot 10^9$ лет, то темп звездообразования составляет $2 \cdot 10^{-11}$ звезд/(пс³·год). Шмидт [443], изучив темп образования звезд различной массы как функцию времени, пришел к выводу, что в прошлом рождалось сравнительно больше звезд более высокой светимости.

5.5.4. Свечение ночного неба

Если пространство евклидово, а галактики однородно распределены в нем, то яркость неба l , обусловленная свечением любого сферического слоя толщиной dr , расположенного на расстоянии r , составляет

$$l = 4\pi r^2 \frac{dr}{r^2} \rho(L) L dL, \quad (5.248)$$

где $\rho(L)$ — число источников светимости L в единице объема. При сложении яркостей всех сферических слоев яркость l становится бесконечно большой, что противоречит наблюдаемому факту, заключающемуся в том, что ночное небо темное. На этот парадокс, часто называемый парадоксом Ольберса, впервые обратили внимание Галлей [173], де Шезо [83] и Ольберс [345]. Исторический обзор по этому вопросу можно найти в [109, 234].

В однородной изотропной расширяющейся Вселенной наблюдатель принимает излучение только с расстояний, не превышающих c/H_0 , где H_0 — постоянная Хаббла, поэтому парадокс Ольберса не возникает. Например, если светимость галактик равна L , а их пространственная плотность $\rho(L)$, то наблюдаемая яркость B_G составит

$$B_G = \frac{cL\rho(L)}{4\pi H_0} \text{ [эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср)]}. \quad (5.249)$$

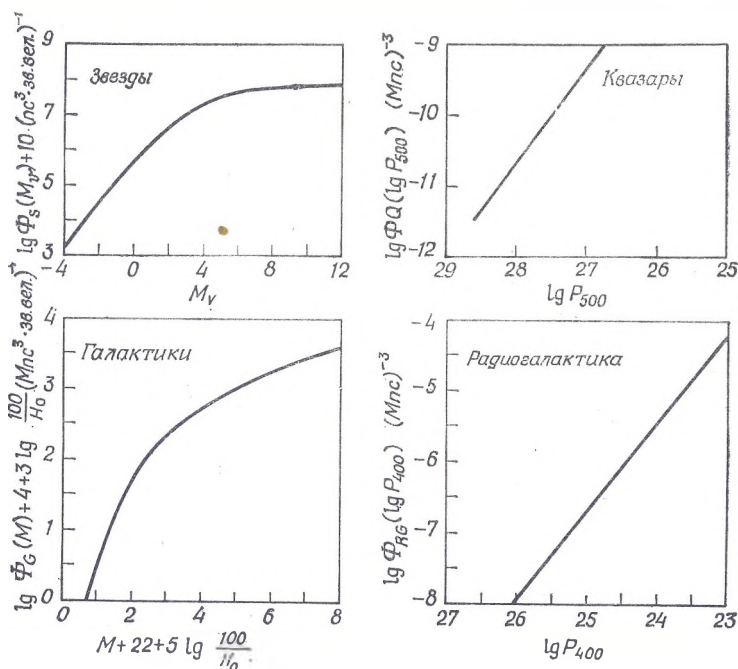


Рис. 43. Функции светимости $\Phi_S(M_V)$, $\Phi_G(M)$, $\Phi_Q(\lg P_{500})$ и $\Phi_{RG}(\lg P_{400})$ соответственно для звезд с абсолютной звездной величиной M_V , галактик с абсолютной звездной величиной M , квазаров с мощностью монохроматического излучения P_{500} Вт/Гц на частоте 500 МГц и радиогалактик с мощностью монохроматического излучения P_{400} Вт/(Гц·ср) на частоте 400 МГц. Данные взяты из работ Дж. Бербиджа и М. Бербидж [69], Кианга [259], Шмидта [446] и Меркелейн [315] соответственно. Интегрирование кривой для звезд приводит к пространственной плотности 0,120 звезд в 1 пс^3 . Пространственная плотность галактик со светимостью первых восьми абсолютных звездных величин рассматриваемого диапазона светимостей составляет $0,46(H_0/100)^3$ в Мпс^3 , где H_0 — постоянная Хаббла. Данные по квазарам приводят к оценке пространственной плотности около 10^{-9} Мпс^{-3} для рассматриваемого интервала мощности радионизлучения. Данные о пространственной плотности радиогалактик с мощностью радионизлучения, лежащей в диапазоне $\lg P_{400}$ от 23 до 26, можно представить выражением $\lg[N(\lg P_{400})] = -1,06 \lg P_{400} + 19,96$, где N — число радиогалактик, приходящееся на 1 Мпс^3 и на единичный логарифмический интервал $0,4 \lg P_{400}$.

Функция светимости галактик [259] показана на рис. 43. Шмидт [447] опубликовал следующие данные:

M_B	L , эрг/с	$\rho(L)$, Мпс^{-3}
$< -21^m$	10^{44}	$10^{-3,5}$
< -20	10^{44}	$10^{-2,5}$
< -19	10^{44}	$10^{-1,5}$
< -18	10^{43}	10^{-1}

для галактик с абсолютной звездной величиной M_B . Роч и Смит [397] и Пиблс [371]¹⁾ приводят следующие значения различных составляющих свечения ночного неба на длине волны $\lambda = 5300 \text{ \AA}$:

Зодиакальный свет	146	S_{10}
Суммарное свечение звезд	105	S_{10}
Свечение атмосферы	48	S_{10}
Галактики	0,73	S_{10}

Здесь S_{10} — число звезд звездной величины 10^m на квадратный градус, дающих яркость, эквивалентную наблюдаемой: $1S_{10} = 18,89^m$ на квадратную минуту дуги $= 27,78^m$ на квадратную секунду дуги, а $300S_{10} = 12,7^m$ на квадратную минуту дуги $= 21,59^m$ на квадратную секунду дуги. Чтобы перевести поверхностную яркость в единицы СГС эрг/(см²·с·ср), ее значение следует умножить на $1S_{10} = 6,86 \cdot 10^{-6}$. Средняя яркость ночного неба по направлению на галактический полюс по наблюдениям на обсерватории Маунт-Паломар на $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ составляет [479]

$$4,5 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц)}.$$

Партридж и Пиблс [364] привели формулы для интегральной яркости ночного неба для различных космологических моделей. Они высказали предположение, что измерения свечения ночного неба могут служить проверкой различных моделей образования и эволюции галактик.

Райл [417] обратил внимание на то, что из парадокса Ольберса вытекает следующее условие: интегральное излучение, связанное с объектами данного типа, не должно превышать наблюдаемую яркость ночного неба. Поскольку мощность интегрального излучения в статической евклидовой Вселенной пропорциональна $L\rho(L)$, а число источников с плотностью потока больше заданной пропорционально $L^{3/2}\rho(L)$, должны выполняться следующие неравенства:

$$\begin{aligned} L\rho(L) &< KI, \\ L &> KI^{-2}, \end{aligned} \quad (5.250)$$

где постоянная величина K определяется выражением

$$K = L^{3/2}\rho(L),$$

а I — мощность интегрального излучения. Эти формулы можно использовать для того, чтобы в совокупности с наблюдениями оценить предельные значения светимости и пространственной плотности радиоисточников.

¹⁾ Результаты последующих измерений оптического фона можно найти в статье Dube R. R., Wickes W. C., Wilkinson W. T., *Astrophys. J.*, 215, L51 (1977). -- Прим. ред.

Функция радиосветимости для квазизвездных объектов и радиогалактик [315, 446] показана на рис. 43. Шмидт [447] построил суммарную функцию радиосветимости радиогалактик и квазизвездных объектов:

L , эрг/с	$\rho(L)$ Мпс ⁻³
10^{45}	$10^{-10,5}$
10^{44}	10^{-9}
10^{43}	10^{-8}
10^{42}	10^{-7}

Меркалейн дает функцию радиосветимости в следующей форме:

$$\lg [N(P_{400})] = -1,06 \lg P_{400} + 19,96,$$

где N — число радиогалактик в 1 Мпс³ на единичный логарифмический интервал мощностей шириной $0,4 \lg P_{400}$, а P_{400} — монохроматическая мощность излучения на частоте 400 МГц, имеющая размерность Вт/(Гц·ср).

Шарлье [81, 82] указал на то, что яркость ночного неба будет конечной, если в евклидовой вселенной существует иерархия скоплений объектов, удовлетворяющая условию

$$\frac{R_{i+1}}{R_i} > N_{i+1}^{1/3}, \quad (5.251)$$

где R_i — радиус системы i -го порядка, а N_{i+1} — число систем i -го порядка в системе $(i+1)$ -го порядка. Наблюдения Шепли [474], Цвикки [548], Эйбелла [1—3] и Цвикки и др. [550] действительно показали, что галактики образуют скопления, а эти скопления могут составлять сверхскопления. Иерархическое скупивание галактик как ключ к решению парадокса Ольберса заново было рассмотрено Вокулером [518]. Альвен [8] и Клейн [262] предложили модификацию этой гипотезы, предположив, что галактики вокруг нас принадлежат конечной расширяющейся метагалактической системе.

5.6. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЕЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

5.6.1. Формулы общей теории относительности

Согласно общей теории относительности Эйнштейна [130—132], гравитация — это проявление кривизны четырехмерного пространства-времени. Гравитация искажает близкие мировые линии частиц. В свою очередь частицы и другие источники массы и энергии являются причиной искривления пространства-времени. Таким образом, гравитация проявляется в геометрии про-

странства-времени, которая характеризуется выражением для элемента длины •

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k. \quad (5.252)$$

Здесь dx^i — дифференциал координаты x^i , пространственным координатам соответствуют $i = 1, 2, 3$, а временной координате ct соответствует $i = 0$, c — скорость света, подразумевается суммирование по повторяющимся индексам, метрический тензор g_{ik} зависит от пространственных и временной координат.

Количество энергии в единице объема характеризуется тензором энергии-импульса, или тензором энергии-натяжений, T_{ik} . Для газа или идеальной жидкости

$$T^{ik} = (\varepsilon + P) u^i u^k - P g^{ik}, \quad (5.253)$$

где $\varepsilon = \rho c^2$ — плотность энергии вещества, измеренная в сопутствующей системе отсчета, ρ — плотность, P — давление и u^i — четыре-скорость газа. Тензор энергии-натяжений для электромагнитного поля равен

$$T_{ik} = -\frac{g_{lm}}{4\pi} F^{li} F^{km} + \frac{g_{lk}}{16\pi} F_{lm} F^{lm}, \quad (5.254)$$

где F_{lm} — тензор электромагнитного поля. Определенное таким образом T^{ik} приводит к натяжению $(E^2 + B^2)/8\pi$ вдоль силовых линий и к давлению $(E^2 + B^2)/8\pi$ в направлении, перпендикулярном силовым линиям. Величина $(E^2 + B^2)/8\pi$ — плотность энергии электромагнитного поля.

В дифференциальной форме закон сохранения энергии-импульса имеет вид

$$\nabla \cdot T = 0,$$

где $\nabla \cdot$ обозначает ковариантную производную; в компонентах

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial x^k} T_i^k - \frac{T^{km}}{2} \frac{\partial g_{km}}{\partial x^i} = 0, \quad (5.255)$$

где $g = |g_{ik}|$ — детерминант метрического тензора.

Для идеальной жидкости в плоском пространстве это уравнение в декартовых координатах приводится к виду¹⁾

$$\frac{\partial T^{ik}}{\partial x^k} = \frac{\partial P}{\partial x^i} + \frac{\partial}{\partial x^k} [(\rho + P) u^i u^k] = 0 \quad (5.256)$$

и при подстановке $u^i = v^i u^0$ переходит в уравнение Эйлера:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1 - v^2}{\rho + P} \left(\nabla P + \mathbf{v} \frac{\partial P}{\partial t} \right). \quad (5.257)$$

¹⁾ Здесь и ниже $c = 1$. — Прим. перев.

Тензор кривизны Римана R_{klm}^i позволяет определить относительное ускорение геодезических в искривленном пространстве-времени:

$$R_{klm}^i = \frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial x^m} + \Gamma_{nl}^i \Gamma_{km}^n - \Gamma_{nm}^i \Gamma_{kl}^n. \quad (5.258)$$

Здесь Γ_{mn}^l — символы Кристоффеля, определяемые соотношением

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{g^{im}}{2} \left(\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right), \quad (5.259)$$

причем

$$\Gamma_{ik}^i = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^k} \ln(-g) = \frac{1}{(-g)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial x^k} (-g)^{1/2}$$

и g — детерминант метрического тензора $|g_{ik}|$. Используя символы Кристоффеля, уравнение, описывающее сохранение энергии-импульса, можно привести к виду

$$T_{;m}^{ik} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^m} + \Gamma_{lm}^i T^{lk} + \Gamma_{lm}^k T^{il},$$

или

$$T_{;l}^{ik} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^l} + \Gamma_{il}^i T^{lk} + \Gamma_{il}^k T^{il} = \frac{1}{(-g)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial x^l} [(-g)^{1/2} T^{lk}] + \Gamma_{il}^k T^{il},$$

где точка с запятой обозначает ковариантную производную. Для контравариантных векторов V^i и V_i ковариантная производная есть

$$V_{;k}^i = \frac{\partial V^i}{\partial x^k} + \Gamma_{kl}^i V^l,$$

$$V_{l;k} = \frac{\partial V_l}{\partial x^k} - \Gamma_{lk}^i V_i,$$

причем

$$V_{;i}^i = \frac{1}{(-g)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial x^i} [(-g)^{1/2} V^i].$$

Связь между кривизной и массой-энергией устанавливается уравнениями поля Эйнштейна [130, 132]:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \Lambda g_{ik} = -\frac{\kappa}{c^2} T_{ik}, \quad (5.260)$$

где Λ — космологическая постоянная, обычно принимаемая равной нулю, а κ — гравитационная постоянная Эйнштейна, $\kappa = 8\pi G/c^2 \approx 1,86 \cdot 10^{-27}$ дин \cdot с²/г². Величину $\kappa_0 = \kappa/c^2 \approx 7,073 \times 10^{-48}$ с²/(см \cdot г) также иногда называют гравитационной по-

стоянной Эйнштейна. Величина G — гравитационная постоянная Ньютона, R_{ik} — тензор Риччи, определяемый соотношением

$$R_{kin} = R^i{}_{klm} g^l = R^i{}_{kim}, \quad (5.261)$$

где $R^i{}_{klm}$ — тензор кривизны Римана. Скалярная кривизна пространства-времени R определяется сверткой тензора Риччи:

$$R = R_{ik} g^{ik} = R^i{}_i. \quad (5.262)$$

Уравнения Эйнштейна следуют из предположений, что отношение гравитационной и инертной масс — универсальная постоянная, что законы природы наиболее просто описываются уравнениями, которые ковариантны для всех систем координат пространства-времени, и что законы специальной теории относительности справедливы локально в системе координат, в которой гравитационным полем можно пренебречь.

В гравитационном поле частица движется вдоль геодезической, определяемой дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + \Gamma^l{}_{kl} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0. \quad (5.263)$$

Луч света распространяется вдоль нулевой геодезической, для которой $ds = 0$. Собственное время наблюдателя τ определяется метрикой вдоль его мировой линии:

$$d\tau = \sqrt{ds^2} = \sqrt{g_{ik} dx^i dx^k}, \quad (5.264)$$

причем мировая линия наблюдателя описывается произвольным временным параметром t :

$$x^i = x^i(t). \quad (5.265)$$

Для любых бесконечно близких соседей в любой точке пространства-времени интервал собственного времени должен удовлетворять законам специальной теории относительности. Таким образом, элемент длины ds локально всегда может быть приведен к виду, определяемому метрикой Минковского [177, 321]:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (5.266)$$

в прямоугольных координатах,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (5.267)$$

в сферических координатах и

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dz^2 \quad (5.268)$$

в цилиндрических координатах, причем в каждом случае координаты измеряются в инерциальной системе отсчета. В пространстве-времени Минковского выражение для ds инвариантно от

носителем преобразования Лоренца, геометрия евклидова, пространство плоское и интервал собственного времени имеет вид

$$d\tau = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} dt \quad (5.269)$$

по отношению к интервалу времени, который измерен часами, движущимися со скоростью

$$v = [(dx^2 + dy^2 + dz^2)/dt^2]^{1/2}.$$

5.6.2. Метрика Шварцшильда и классические тесты общей теории относительности

Для сферически симметричного гравитационного поля вне массивного невращающегося тела в вакууме (где $R_{ik} = 0$) элемент длины ds определяется метрикой Шварцшильда [453]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{c^2 r}} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (5.270)$$

Здесь r , θ и φ — сферические координаты, центр которых совпадает с центром массивного объекта, M — масса, которая определяет ньютоновское гравитационное поле GM/r , где G — постоянная тяготения Ньютона. Величиной, эквивалентной «ньютоновской» силе, действующей на пробную частицу массы m , свободно падающую с малой скоростью $v \ll c$, является величина

$$F = - \frac{GMm}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{1/2}}. \quad (5.271)$$

Однако эта интерпретация справедлива лишь на расстояниях, больших по сравнению с гравитационным, или шварцшильдовским, радиусом r_g , который определяется как

$$r_g = 2GM/c^2. \quad (5.272)$$

Элемент длины в метрике Шварцшильда может быть выписан в изотропной форме:

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{GM}{2c^2 \rho}\right)^2}{\left(1 + \frac{GM}{2c^2 \rho}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{GM}{2c^2 \rho}\right)^4 [d\rho^2 + \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)], \quad (5.273)$$

если использовать преобразование

$$r = \rho [1 + GM/(2c^2 \rho)]^2.$$

В настоящее время используются более общие постньютоновские выражения для метрики, позволяющие сравнивать с наблюдениями и другие теории гравитации, такие, как скалярно-

тензорная теория Бранса — Дикке [64] или теория С-поля Хойла и Нарликара [214]. В постньютоновском приближении метрика сферически симметричного гравитационного поля вне массивного невращающегося тела в вакууме определяется формулой [121, 406]

$$ds^2 = \left[1 - 2\alpha \left(\frac{GM}{c^2\rho} \right) + 2\beta \left(\frac{GM}{c^2\rho} \right)^2 + \dots \right] c^2 dt^2 - \left[1 + 2\gamma \left(\frac{GM}{c^2\rho} \right) + \dots \right] [d\rho^2 + \rho^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (5.274)$$

где использована изотропная форма. Если выполнить преобразование $r = \rho [1 + \gamma GM / (c^2\rho)]$, то получим эквивалентную «стандартную» форму для интервала:

$$ds^2 = \left[1 - 2\alpha \left(\frac{GM}{c^2r} \right) + 2(\beta - \alpha\gamma) \left(\frac{GM}{c^2r} \right)^2 + \dots \right] c^2 dt^2 - \left[1 + 2\gamma \left(\frac{GM}{c^2r} \right) \right] dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2).$$

Дальнейшее обобщение формулы (5.274) сделано Торном и Уиллом [510], где учтены поправки на несферичность в постньютоновском приближении. Для теории Эйнштейна

$$\alpha = \beta = \gamma = 1, \quad (5.275)$$

для теории Бранса — Дикке

$$\alpha = \beta = 1, \quad \gamma = (\omega + 1) / (\omega + 2), \quad (5.276)$$

где ω — неизвестный безразмерный параметр теории. Параметр α должен быть равен 1,0, поскольку движение планет хорошо согласуется с теорией Ньютона.

Луч света, проходящий на минимальном расстоянии R_0 от центра объекта с массой M , будет отклоняться от прямолинейной траектории на угол [129]

$$\varphi = 2(\alpha + \gamma) \frac{GM}{R_0 c^2} [\text{рад}], \quad (5.277)$$

где G — гравитационная постоянная Ньютона. Для поля Шварцшильда $\varphi = 4GM / (R_0 c^2)$, что вдвое больше угла, предсказываемого теорией тяготения Ньютона. Для лимба Солнца $\varphi = 1,749''$ при $\alpha = \gamma = 1$. Экстраполяция оптических наблюдений [118, 120] дает $\varphi = 1,98'' \pm 0,16''$. Интерферометрические измерения радиоисточников [197, 329, 461, 496] приводят к значениям $\varphi 1,87'' \pm 0,3''$; $1,82''^{+0,24''}_{-0,17''}$; $1,77'' \pm 0,20''$; $1,57'' \pm 0,08''$.

Смещение перигелия планет определяется соотношением

$$\Delta\theta = 2\pi [2\alpha(\alpha + \gamma) - \beta] \frac{GM}{c^3 a (1 - e^2)} \text{ радиан за оборот}, \quad (5.278)$$

где M — масса центрального объекта, a и e — большая полуось

и эксцентриситет эллиптической орбиты соответственно. Теоретическое значение $\Delta\theta_i$ и наблюдаемое $\Delta\theta_0$ в угловых секундах за сто лет составляют [538]

	$\Delta\theta_i$	$\Delta\theta_0$
Меркурий	43,03	$43,11 \pm 0,45$
Венера	8,63	$8,4 \pm 4,8$
Земля	3,84	$5,0 \pm 1,2$
Икар [468]	10,3	$9,8 \pm 0,8$

Теоретические значения приведены для $\alpha = \beta = \gamma = 1$. Радиолокационные измерения смещения перигелия Меркурия [470] дают $(2 + 2\gamma - \beta)/3 = 1,005 \pm 0,007$, причем принято $\alpha = 1$, статистическая стандартная ошибка равна 0,007 и не учитывается возможная сплюснутость Солнца (амплитудой второй зональной гармоники пренебрегается). Если использовать уравнения релятивистского движения частицы, но принять ньютоновское выражение для силы притяжения, то смещение перигелия Меркурия будет равно всего лишь $7''$ за сто лет [163]. Однако хорошее согласие между предсказанным Эйнштейном и наблюдаемым значениями смещения перигелия не будет подтверждением теории Эйнштейна, если Солнце сплюснуто [105]. Утверждалось [107], что такая сплюснутость обнаружена, но вопрос о сплюснутости Солнца все еще является предметом споров. Например, Чепмен и Ингерсолл [80] показали, что флоккулы, яркость которых максимальна на солнечном экваторе, могут имитировать наблюдаемую сплюснутость.

Если на расстоянии R от центра сферического тела массы M испущена спектральная линия с длиной волны λ_0 , то на бесконечности эта линия будет принята с длиной волны λ , связанной с λ_0 уравнением

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{-1/2}, \quad (5.279)$$

так что

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{GM}{c^2 R} \approx 1,47 \cdot 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) R^{-1} \quad \text{при} \quad GM \ll Rc^2, \quad (5.280)$$

где z — гравитационное красное смещение, радиус R подставляется в сантиметрах, масса Солнца $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г и λ_0 — длина волны, испускаемая атомом в условиях, когда гравитационным полем можно пренебречь. Гравитационное красное смещение не является решающим тестом для общей теории относительности, поскольку теория гравитации Ньютона также предсказывает красное смещение, даваемое формулой (5.280), если энергия фотона равна $h\nu$ и справедливы принцип эквивалентности и закон сохранения энергии. Хотя измерения гравитационного красного смещения экспериментально подтверждают эквивалент-

ность инертной и гравитационной масс, эти измерения не дают какой-либо новой информации, помогающей сделать выбор между различными теориями гравитации. Это связано с тем, что гравитационное красное смещение полностью определяется значением α , которое должно выбираться равным 1, поскольку орбиты планет хорошо согласуются с предсказаниями теории Ньютона. Для света, испущенного с лимба Солнца, $\Delta\lambda/\lambda_0 = 2,17 \cdot 10^{-6}$. Измерения гравитационного красного смещения атомов на Солнце и на гораздо более плотных белых карликах обсуждаются в [5, 48, 65, 147, 166—168, 385, 497, 515]. Открытие Мессбауэром [326] узких спектральных γ -линий ядер привело к детектированию гравитационного красного смещения на Земле. Используя эффект Мессбауэра, Паунд и Ребка [386, 387] определили значение $\Delta\lambda/\lambda_0 = (2,57 \pm 0,26) \cdot 10^{-15}$ при теоретическом значении $2,46 \cdot 10^{-15}$. Согласие теории и эксперимента в дальнейшем было улучшено и доведено примерно до 1% [388].

При радиолокации планет отраженный сигнал запаздывает, если его траектория проходит вблизи Солнца. Время задержки сигнала $\Delta\tau$ равно [464, 465]

$$\Delta\tau = \frac{2GM}{c^3} (1 + \gamma) \ln \frac{r_e + r_p + R}{r_e + r_p - R}, \quad (5.281)$$

где r_e и r_p — расстояния по радиусу от Солнца до Земли и планеты, R — расстояние от Земли до планеты. Для Меркурия от элонгации до верхнего соединения $\Delta\tau$ возрастает с 15 до 240 мкс. Измеренная в эксперименте Шапиро [467] задержка дает $\gamma = 1,03 \pm 0,04$, тогда как общая теория относительности дает $\gamma = 1,00$.

Орбита спутника планеты массы M будет испытывать гравитационную прецессию Ω [438, 483, 486]:

$$\Omega = \frac{\alpha + 2\gamma}{2r^3} \frac{GM}{c^2} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}), \quad (5.282)$$

где векторы \mathbf{r} и \mathbf{v} — расстояние и скорость спутника соответственно. Если гироскоп выведен на круговую орбиту около Земли с радиусом r , то средняя за один оборот прецессия равна

$$\Omega = \frac{\alpha + 2\gamma}{2r^{5/2}} \left(\frac{GM_{\oplus}}{c^2} \right)^{1/2} \approx 8,4 \frac{\alpha + 2\gamma}{3} \left(\frac{R_{\oplus}}{r} \right)^{1/2} ["/\text{год}], \quad (5.283)$$

где M_{\oplus} и R_{\oplus} — масса и радиус Земли соответственно. Если $r \approx R_{\oplus}$, то геодезическая прецессия Ω , определяемая формулами (5.282) и (5.283), на несколько порядков больше прецессии Томаса, связанной со спин-орбитальным взаимодействием Земли и гироскопа.

Как отметил Дирак [110, 111], возраст Вселенной, H_0^{-1} , в атомных единицах времени $e^2/(mc^3)$ близок к 10^{39} . Такое же значение имеет отношение $e^2/(Gm_p m)$ электрической и гравитационной сил взаимодействия электрона и протона. Это совпадение, согласно Дираку, указывает, что оба отношения зависят от возраста Вселенной, т. е. гравитационная постоянная может изменяться со временем. Например, Дирак предполагает, что

$$(\dot{G}/G)_0 = -3H_0,$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, индекс 0 означает, что берутся современные значения величин, H_0 — современное значение постоянной Хаббла. В космологической модели Бранса — Дикке [64, 104, 528]

$$\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 = \begin{cases} -\frac{3q_0 H_0}{\omega + 2} & \text{для } q_0 \ll 1, \\ -\frac{H_0}{\omega + 2} & \text{для } q_0 = 0,5, \\ -\frac{1,71 H_0}{\omega + 2} & \text{для } q_0 = 1, \\ -\frac{3,34 H_0 q_0^{1/2}}{\omega + 2} & \text{для } q_0 \gg 1, \end{cases}$$

где ω — безразмерная постоянная космологической модели [ср. (5.276)], q_0 — современное значение параметра ускорения, и

$$H_0 = (0,98 \cdot 10^{10} h^{-1})^{-1} \text{ лет}^{-1},$$

если $H_0 = 100h$ км/(с·Мпс). Радиолокационные измерения орбит внутренних планет дают [469]

$$\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 = (0 \pm 4) \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1}.$$

По измерениям орбит Солнца и Луны [146] $(\dot{G}/G)_0 = (-8 \pm 5) \times 10^{-11} \text{ лет}^{-1}$.

5.7. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ИХ НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

5.7.1. Однородность и изотропия Вселенной

В работах Хаббла и ряда других астрономов [218, 222, 476] было установлено, что полное число галактик, подсчитанное до различных предельных звездных величин, изменяется пропорционально объему пространства, определяемому этими пределами. Поэтому был сделан вывод, что плотность видимого ве-

щества постоянна. Из наблюдаемого пространственно изотропного распределения туманностей на небе был сделан вывод, что вещество во Вселенной распределено однородно и изотропно. Вейль [532, 533] постулировал, что галактики отмечают пучок геодезических в пространстве-времени, которые сходятся в одну точку в прошлом, и показал, что элемент длины можно представить в виде

$$ds^2 = c^2 dt^2 + g_{ik} dx^i dx^k, \quad (5.284)$$

где космическое время t есть собственное время наблюдателя, следующего по геодезической, и $i, k = 1, 2, 3$. Вслед за первыми попытками получить элемент длины нестационарной Вселенной [276, 277] было установлено, что общий вид элемента длины для пространственно однородных и изотропных моделей Вселенной имеет вид [152, 153]

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (5.285)$$

где индекс кривизны $k = 0, \pm 1$, а $R(t)$ — радиус кривизны, или масштабный фактор Вселенной. Начало отсчета r выбрано в произвольной точке, поверхность $r = \text{const}$ — сфера, θ и φ — угловые координаты. Хотя эту метрику впервые использовал Фридман [152, 153] для $k = \pm 1$, ее часто называют метрикой Робертсона — Уокера, так как это выражение было строго выведено Робертсоном [402, 403] и Уокером [524] (см. также [400, 401]).

Подставляя метрику Робертсона — Уокера в уравнения Эйнштейна, получим уравнения [290, 391, 392]

$$3 \frac{\dot{R}^2}{R^2} + 3 \frac{kc^2}{R^2} = \kappa \rho c^2 + \Lambda c^2, \quad (5.286)$$

$$2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} = -\kappa P + \Lambda c^2, \quad (5.287)$$

или

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right),$$

где $R = R(t)$ — радиус кривизны Вселенной, или масштабный фактор, точка обозначает дифференцирование по космическому времени t , $\kappa = 8\pi G/c^2 = 1,86 \cdot 10^{-27}$ дин · с²/г² — гравитационная постоянная Эйнштейна, $\rho(t)$ — средняя плотность вещества и энергии во Вселенной (плотность энергии равна ρc^2), $P(t)$ — изотропное давление вещества и излучения, Λ — космологическая постоянная, k/R^2 — риманова кривизна пространства. Индекс k принимает значения ± 1 и 0 и соответствует замкнутому, открытому или плоскому (евклидову) сопутствующему пространству.

Следуя Робертсону [405] и Хойлу и Сэндейджу [215], принято характеризовать космологические модели современным значением постоянной Хаббла H_0 :

$$H_0 = \dot{R}_0/R_0 \quad (5.288)$$

и современным значением параметра замедления q_0 :

$$q_0 = -\frac{\ddot{R}_0}{R_0 \dot{R}_0} = -\frac{\ddot{R}_0 R_0}{\dot{R}_0^2} = -\frac{1}{H_0^2} \left[\frac{\Lambda c^2}{3} - 4\pi G \left(\frac{\rho_0}{3} + \frac{P_0}{c^2} \right) \right], \quad (5.289)$$

где индекс 0 использован для обозначения современных значений величин и R_0 — современное значение $R(t)$. Кривые зависимости $R(t)$ для различных моделей расширяющейся Вселенной

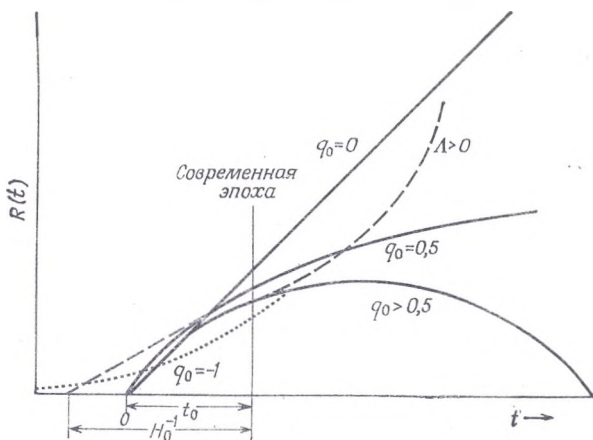


Рис. 44. Зависимость от времени масштабного фактора $R(t)$ для трех расширяющихся космологических моделей: с равной нулю космологической постоянной $\Lambda = 0$, для обобщенной модели Леметра — Эддингтона с $\Lambda > 0$ (штриховая линия) и для модели стационарной Вселенной (пунктирная линия). q_0 — параметр замедления, H_0 — постоянная Хаббла, t_0 — возраст Вселенной.

с $\Lambda = 0$ и различными значениями q_0 показаны на рис. 44 совместно с зависимостью $R(t)$ для модели Леметра — Эддингтона и модели стационарной Вселенной. Формулы, связывающие H_0 и q_0 с возрастом Вселенной T_0 , даются уравнениями (5.83) — (5.85), тогда как различные формулы для расстояния в зависимости от H_0 и q_0 даются уравнениями (5.148) — (5.152).

Наблюдения [366] свидетельствуют, что космологическая постоянная Λ либо равна нулю, либо очень мала; $\Lambda \leq 2 \cdot 10^{-55} \text{ см}^{-2}$. Изотропную однородную модель Вселенной с равной нулю космологической постоянной часто называют моделью Фридмана, поскольку первое решение для этого случая было построено

Фридманом [152, 153]. Для таких моделей с равной нулю космологической постоянной современное значение плотности вещества и излучения ρ_0 , давления P_0 и пространственной кривизны kc^2/R_0^2 связаны уравнениями

$$\rho_0 + \frac{3P_0}{c^2} = \frac{3H_0^2 q_0}{4\pi G}, \quad (5.290)$$

$$\frac{kc^2}{R_0^2} = \frac{4\pi G}{3q_0} \left[\rho_0 (2q_0 - 1) - \frac{3P_0}{c^2} \right]. \quad (5.291)$$

Если современное значение P_0 мало по сравнению с ρ_0 , то эти уравнения приводятся к виду

$$\rho_0 = \frac{3q_0 H_0^2}{4\pi G} = 3,8 \cdot 10^{-33} q_0 H_0^2 \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (5.292)$$

где численное значение H_0 выражено в единицах км/(с·Мпс), 1 Мпс = $3,18 \cdot 10^{24}$ см, и

$$\frac{kc^2}{R_0^2} = H_0^2 (2q_0 - 1). \quad (5.293)$$

Критическая плотность ρ_c определяется как

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (5.294)$$

где $H_0 = 100h$ км/(с·Мпс) и h — постоянная. Для модели Вселенной с пренебрежимо малым давлением $P_0 = 0$ и равной нулю космологической постоянной $\Lambda = 0$ мы получаем:

если $k = 1$, то $q_0 > 1/2$ и $\rho_0 > \rho_c$ — эллиптическое замкнутое пространство и осциллирующая модель Вселенной;

если $k = 0$, то $q_0 = 1/2$ и $\rho_0 = \rho_c$ — плоское евклидово пространство и расширяющаяся модель Эйнштейна — де Ситтера [133];

если $k = -1$, то $1/2 > q_0 > 0$ и $\rho_0 < \rho_c$ — гиперболическое открытое пространство и неограниченно расширяющаяся модель Милна [320].

Леметр [290, 291] предложил модель однородной изотропной Вселенной с положительной кривизной $k = +1$, но отличной от нуля космологической постоянной Λ , определяемой соотношением

$$\Lambda = (1 + \epsilon) \Lambda_E, \quad (5.295)$$

где $0 < \epsilon \ll 1$ и космологическая постоянная Λ_E соответствует стационарной модели Эйнштейна [131]:

$$\Lambda_E = \frac{\kappa \rho}{2} = \frac{4\pi G \rho}{c^2} = \frac{1}{R^2}, \quad (5.296)$$

причем для модели Эйнштейна $R = \text{const}$. Леметр, подобно Эйнштейну, рассматривал случай $P = 0$, так что

$$\rho R^3 = \frac{\alpha c^2}{4\pi G \sqrt{\Lambda_E}} = \text{const}, \quad (5.297)$$

где постоянная α определяет отличие значения ρR^3 от значения в модели Эйнштейна. В модели Леметра $R = R(t)$ и начинает возрастать при $t = 0$ пропорционально $t^{2/3}$, но впоследствии расширение тормозится и в течение некоторого времени величина R остается близкой к $R = \alpha^{1/3} / \sqrt{\Lambda_E}$. Это свойство модели использовалось для объяснения возможной концентрации красных смещений квазаров около $z = 2$ [247, 378]. Показав, что стационарная модель Эйнштейна неустойчива, Эддингтон [125] нашел предельный случай модели Леметра, в которой $R(t)$ возрастает от значения $1/\sqrt{\Lambda_E}$ при $t = 0$, соответствующего модели Эйнштейна, и асимптотически при $t = \infty$ стремится к величине

$$R(t) = \exp(Ht). \quad (5.298)$$

Это асимптотическое значение радиуса кривизны совпадает с его выражением в статической модели де Ситтера [484], в которой $\rho = P = 0$, $k = 1$, $\Lambda = \Lambda_e$.

Для космологических моделей типа моделей Леметра удобно ввести безразмерную плотность σ , современное значение которой определяется соотношением

$$\sigma_0 = \frac{4\pi G \rho_0}{3H_0^2}, \quad (5.299)$$

где ρ_0 — современная плотность вещества и излучения, H_0 — современное значение постоянной Хаббла. Для моделей с пренебрежимо малым давлением, $P_0 \approx 0$, космологическая постоянная равна

$$\Lambda = 3H_0^3(\sigma_0 - q_0), \quad (5.300)$$

а кривизна пространства определяется соотношением

$$\frac{kc^2}{R_0^2} = H_0^2(3\sigma_0 - q_0 - 1), \quad (5.301)$$

где q_0 — современное значение параметра замедления, давлением пренебрегаем. Согласно оценкам [366], $-2 \cdot 10^{-55} \text{ см}^{-2} \ll \ll \Lambda \ll 2 \cdot 10^{-55} \text{ см}^{-2}$.

В особом случае, когда Вселенная выглядит одинаково с точки зрения всех наблюдателей во все моменты времени («совершенный космологический принцип»), элемент длины выбирается в стационарном виде [53, 208]:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \exp(2Ht) [dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (5.302)$$

где постоянная H та же, что и в статической модели де Ситтера [485]:

$$H = \dot{R}/R = \text{const.} \quad (5.303)$$

В этой модели $k = 0$, $q_0 = -1$, пространство евклидово и плотность вещества постоянна.

5.7.2. Соотношение между красным смещением и видимой звездной величиной

Как было показано в разд. 5.2.6 и 5.3.6, для наблюдаемого красного смещения галактики $z \ll 1$ справедливы следующие линейные соотношения:

$$V = cz = \frac{c \Delta \lambda}{\lambda_0} = H_0 D_L = c \left[\frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1 \right], \quad (5.304)$$

где V — скорость удаления, $\Delta \lambda$ — разность между принимаемой длиной волны λ спектральной линии и ее лабораторным значением λ_0 , H_0 — современное значение постоянной Хаббла, D_L — фотометрическое расстояние, $R(t)$ — радиус кривизны в момент t , t_0 — момент наблюдения, а t_1 — момент, в который свет был испущен галактикой. Линейная зависимость скорости удаления от расстояния была впервые предсказана Вейлем [532], использовавшим статическую модель де Ситтера; Ланцош [277] получил такой же результат для нестационарной модели с $k = +1$; Толман [513] установил связь скорости и фотометрического расстояния, а Милн [320] показал, что эти соотношения непосредственно следуют из предположения однородности и изотропии Вселенной. Наблюдаемое соотношение красное смещение — видимая звездная величина приведено на рис. 35.

Поскольку фотометрическое расстояние зависит от параметра замедления q_0 и красного смещения z , естественно ожидать, что и наблюдаемая звездная величина также зависит от q_0 и z . Для пространственно однородных и изотропных космологических моделей с отличной от нуля космологической постоянной видимая болометрическая величина m_{bol} определяется как [493]

$$m_{bol} = 5 \lg R_0 s_k(\omega) (1+z) + M_{bol} + 25, \quad (5.305)$$

где

$$s_k(\omega) = \begin{cases} \sin \omega & \text{при } k = 1, \\ \omega & \text{при } k = 0, \\ \text{sh } \omega & \text{при } k = -1, \end{cases}$$

$$\omega = \frac{c}{H_0 R_0} \int_0^{1+z} [2\sigma_0 v^3 + (1 + q_0 - 3\sigma_0) v^2 + \sigma_0 - q_0]^{-1/2} dv,$$

$$\sigma_0 = \frac{4\pi G \rho_0}{3H_0^2}.$$

Здесь M_{bol} — абсолютная болометрическая звездная величина, ρ_0 и H_0 — современная средняя плотность вещества и современное значение постоянной Хаббла соответственно. Если космологическая постоянная $\Lambda = 0$, то это выражение упрощается [307, 308]:

$$m_{bol} = 5 \lg \frac{c}{H_0 q_0} \{q_0 z + (q_0 - 1) [(1 + 2q_0 z)^{1/2} - 1]\} + M_{bol} + 25, \quad (5.306)$$

где $q_0 > 0$. Разложение этого выражения в ряд по степеням z дает [186]

$$m_{bol} = 5 \lg \left(\frac{cz}{H_0} \right) + 1,086 (1 - q_0) z + \dots + M_{bol} + 25, \quad (5.307)$$

где величина H_0 выражена в км/(с·Мпс), а cz — в км/с. Для модели стационарной Вселенной

$$m_{bol} = 5 \lg \left[\frac{cz}{H_0} (1 + z) \right] + M_{bol} + 25. \quad (5.308)$$

Болометрический модуль расстояния $m_{bol} - M_{bol}$ связан с видимым модулем расстояния $m - M$ уравнением

$$m_{bol} - M_{bol} = m - M - K - A, \quad (5.309)$$

где K -поправка учитывает красное смещение спектральных кривых наблюдаемых галактик, A учитывает межзвездное поглощение. K -поправка определяется как

$$K = 2,5 \lg (1 + z) + 2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} I(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) s(\lambda) d\lambda} \quad \left[\begin{array}{l} \text{звездные} \\ \text{величины} \end{array} \right], \quad (5.310)$$

где первый член появляется из-за сужения полосы пропускания фотометра в $(1 + z)$ раз в системе покоя галактики, второй член учитывает, что излучение, принимаемое на длине волны λ , было испущено на длине волны $\lambda/(1 + z)$. Здесь $I(\lambda)$ — поток энергии в единичном интервале длин волн, наблюдаемый на длине волны λ и исправленный на поглощение, $s(\lambda)$ — чувствительность фотометра. Хаббл [221] впервые определил K -поправку, предполагая, что поток энергии $I(\lambda)$ такой же, как для абсолютно черного тела, а первое наблюдательное определение K -поправки было сделано Хьюмасоном, Мэйоллом и Сэндейджем [227] на основе полученной Стеббинсом и Уитфордом [500] зависимости спектральной интенсивности от z . Наблюдаемое распределение интенсивности $I(\lambda)$ для гигантских эллиптических галактик дано в работах [342, 343, 439, 537]. K -поправки K_B , K_V и K_R для наблю-

дений в синем (B) и красном (R) цветах, а также в видимой области (V) затабулированы в этих работах как функции красного смещения z . Для видимой (V) и синей (B) звездных величин поглощение дается соотношением [428]

$$A_B = 0,18 (\cos b^{II} - 1) + 0,25 = A_V + 0,25 \approx 0,25 \operatorname{cosec} b^{II}, \quad (5.311)$$

где b^{II} — галактическая широта.

Величина H_0 зависит от шкалы расстояний (см. разд. 5.3). Измерения различных наблюдателей, использовавших различные способы оценки расстояний, дают

$$\begin{aligned} H_0 &\approx 530 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) && (\text{Хаббл [219]}), \\ H_0 &= 100 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) && (\text{Бааде и Своуп [32]}), \\ H_0 &= 98 \pm 15 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) && (\text{Сэндейдж [426]}), \\ H_0 &\leq 75 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) && (\text{Сэндейдж [428]}), \\ H_0 &\approx 50 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) && (\text{Сэндейдж [430]}). \end{aligned} \quad (5.312)$$

Значения q_0 определяются по отклонению наблюдаемой зависимости красное смещение — звездная величина от линейной. Сравнение наблюдаемых диаграмм с семейством кривых, рассчитанных для различных значений q_0 по (5.306), дает

$$\begin{aligned} q_0 &= 2,6 \pm 0,8 && (\text{Хьюмасын, Мэйолл, Сэндейдж [227]}), \\ q_0 &= 1 \pm 0,5 && (\text{Баум [39]}), \\ q_0 &= 1,5 \pm 0,4 && (\text{Пич [366]}), \\ q_0 &= 0,65^{+0,5}_{-0,3} && (\text{Сэндейдж [430]}), \\ q_0 &= 0,03 \pm 0,4 && (\text{Пич [367]}). \end{aligned} \quad (5.313)$$

Наблюдаемое соотношение красное смещение — звездная величина было приведено на рис. 35¹⁾.

5.7.3. Соотношение красное смещение — угловой размер

Видимый угловой диаметр θ сферического источника с линейным диаметром l и красным смещением z равен

$$\theta = \frac{l(1+z)^2}{D_L} = \frac{lH_0}{c} \frac{q_0^2(1+z)^2}{q_0z + (q_0 - 1)[(1+2q_0z)^{1/2} - 1]} \quad (5.314)$$

в однородной изотропной космологической модели с равной нулю космологической постоянной, если D_L — фотометрическое расстояние, H_0 — постоянная Хаббла и q_0 — параметр замедления.

¹⁾ Обсуждение значений H_0 и q_0 см. в Proc. IAU Symp. No. 63 (Krakow, 1973); Proc. IAU Symp. No. 79 (Tallin, 1977). — Прим. ред.

При фиксированном z наименьший угол, соответствующий $q_0 = 0$, равен

$$\theta_{min} = \frac{lH_0}{c} \frac{(1+z)^2}{z + (z^2/2)}. \quad (5.315)$$

В теории стационарной Вселенной

$$\theta = \frac{lH_0}{c} \left(1 + \frac{1}{z}\right). \quad (5.316)$$

Если бы все внегалактические объекты имели одинаковые линейные размеры, то наблюдения красных смещений и угловых

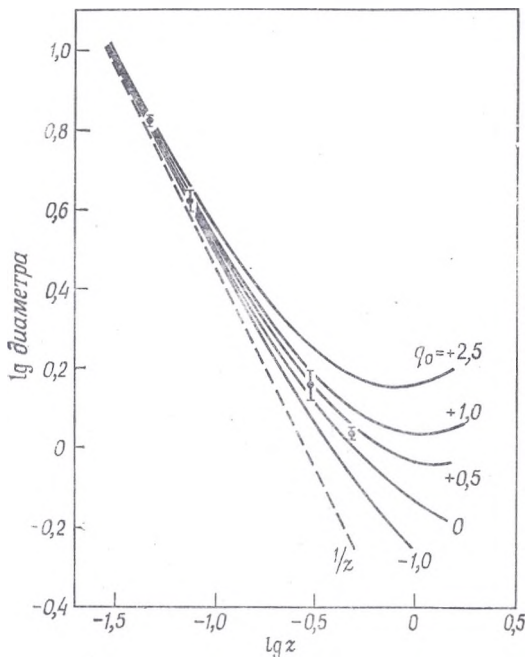


Рис. 45. Сравнение наблюдаемой зависимости диаметр — красное смещение с рассчитанной для различных моделей Вселенной. Каждое скопление представлено здесь отдельной точкой. Указаны стандартные ошибки, полученные по разбросу точек для отдельных скоплений. Кривые с $q_0 = -1$ рассчитаны для модели стационарной Вселенной; интервал между $q_0 = 0$ и $q_0 = 0,5$ соответствует открытым расширяющимся моделям; модели с q_0 , превосходящим 0,5, соответствуют закрытым космологическим моделям (по Бауму [40], с разрешения МАС).

размеров объектов помогли бы определить, какая космологическая модель является правильной. В теории стационарной Вселенной, например, θ должно уменьшаться с ростом z вплоть до минимального постоянного значения, а в модели Эйнштейна —

де Ситтера ($q_0 = 0,5$) θ уменьшается до минимального значения, а затем вновь возрастает с увеличением z . Ранее этот тест не использовался из-за больших ошибок в определении углового размера оптических галактик. Баум [40] разработал метод, при котором оптические и атмосферные эффекты устраняются благодаря наблюдению скоплений галактик. Его результаты, показанные на рис. 45 для четырех скоплений галактик, свидетельствуют, что $q_0 \approx 0,3$. Мили [319] построил диаграмму угловой размер — красное смещение по измерениям радиоконтактных квазаров и радиогалактик, имеющих наибольшие угловые размеры. Результаты показывают уменьшение угловых размеров при возрастании красного смещения и явно указывают на непрерывный переход между этими свойствами у радиогалактик и квазаров. Для линейных размеров в интервале от 200 до 500 кпс он получил $q_0 < 0,5$.

5.7.4. Подсчеты числа оптических галактик и радиоисточников

Хаббл [221] впервые показал, что подсчеты числа галактик вплоть до все больших видимых величин можно использовать для выявления однородности и изотропии Вселенной в больших масштабах. Если галактики распределены однородно и все имеют одну и ту же светимость L , то число галактик $N(>f)$, наблюдаемый поток энергии от которых превосходит f , равно

$$N(>f) = \frac{4\pi}{3} D_L^3 n = \frac{4\pi}{3} n \left(\frac{L}{4\pi f} \right)^{3/2} \propto f^{-3/2}. \quad (5.317)$$

Здесь n — пространственная плотность галактик, а наблюдаемый поток энергии f определяется соотношением

$$f = \frac{L}{4\pi D_L^2} [\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})], \quad (5.318)$$

где D_L — фотометрическое расстояние. Шепли и Эймс [476] и Хаббл [220, 221] установили, что подсчеты галактик с $m_{pg} = 20,7$, или $m_V = 19,8$, хорошо согласуются с законом (5.317).

Кроме доказательства однородности Вселенной в больших масштабах, подсчеты галактик могут быть использованы для установления справедливости той или иной космологической модели. Для однородной изотропно расширяющейся Вселенной с равной нулю космологической постоянной число галактик $N(m)$ ярче видимой звездной величины m есть [308, 426]

$$N(m) = \frac{2\pi n}{H_0^3} (1 - 2q_0)^{-3/2} [p(1 + p^2)^{1/2} - \text{Arsh } p] \approx \\ \approx \frac{2\pi n}{H_0^3} (1 - 2q_0)^{-3/2} \left(\frac{2p^3}{3} - \frac{p^5}{5} + \frac{12}{112} p^7 + \dots \right) \quad (5.319)$$

для $k = -1$ и

$$N(m) = \frac{2\pi n}{H_0^3} (2q_0 - 1)^{-1/2} [\arcsin p - p(1 - p^2)^{1/2}] \approx \\ \approx \frac{2\pi n}{H_0^3} (2q_0 - 1)^{-3/2} \left(\frac{2p^3}{3} + \frac{p^5}{5} + \frac{12}{112} p^7 + \dots \right) \quad (5.320)$$

для $k = +1$. Здесь k — индекс кривизны, n — пространственная плотность галактик, H_0 — постоянная Хаббла, q_0 — параметр замедления. Предполагается, что все галактики имеют светимость L . Параметр p определяется соотношением

$$p = \frac{A [k(2q_0 - 1)]^{1/2}}{q_0(1 + A) - (q_0 - 1)(1 + 2A)^{1/2}},$$

где

$$A = 10^{0.2(m_R - K_R - C)},$$

m_R — видимая звездная величина в красном цвете, K_R — K -поправка на распределение энергии в спектре с учетом фильтра (5.310) (ср. с [342]), и

$$C = M + 25 + 5 \lg(c/H_0)$$

для галактик с абсолютной звездной величиной M . Для евклидовой модели ($k = 0$)

$$N(m) = \frac{4\pi n A^3}{3H_0^3} \left\{ \frac{1}{2} [1 + A + (1 + 2A)^{1/2}] \right\}^{-3}, \quad (5.321)$$

а для модели стационарной Вселенной [53]

$$N(m) \propto \ln(1 + z) - \frac{z(2 + 3z)}{2(1 + z)^2}, \quad (5.322)$$

где z — красное смещение и использовано выражение для видимой звездной величины m :

$$m = 5 \lg z + 5 \lg(1 + z) + M + 25 + 5 \lg\left(\frac{c}{H_0}\right). \quad (5.323)$$

К сожалению, различия в значениях $N(m)$ для q_0 между 0 и 1 меньше, чем вероятные ошибки наблюдений при $m_R = 22^1$.

Подсчеты радиоисточников, однако, дают возможность достичь много больших красных смещений, чем имеющиеся оптические наблюдения. Статистический анализ распределения радиоисточников показывает отсутствие анизотропии на угловых

¹⁾ Подсчеты галактик, выполненные на 6-метровом телескопе, выявляют значительные эволюционные эффекты. См. Копылов А. И., Караченцев И. Д., Письма Астрон. ж., 3, № 6 (1978). — Прим. ред.

расстояниях, превышающих несколько угловых минут (ср. [204, 225, 293, 462]). Для сравнения с различными моделями Вселенной спектральная плотность потока $S(\nu_0)$, измеренная на частоте ν_0 , должна быть связана с интенсивностью $I(\nu)$ источника на частоте $\nu = (1+z)\nu_0$. Для радиоисточников, имеющих спектральный индекс α , $I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ и

$$S(\nu_0) = \frac{LI(\nu_0)}{4\pi D_L^2} (1+z)^{1-\alpha} [\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})], \quad (5.324)$$

где L — светимость источника, D_L — фотометрическое расстояние, а $I(\nu)$ нормировано условием $\int_0^\infty I(\nu) d\nu = 1$. Паулини-Тот,

Келлерманн и Девис [363] показали, что средний спектральный индекс $\alpha = 0,82$ вплоть до спектральной плотности 0,25 ед. п. [1 единица потока (ед. п.) = 10^{-26} Вт/(м²·Гц·ср) = 10^{-23} эрг/(с × см²·Гц·ср)] на частоте 178 МГц.

При подсчете радиоисточников наблюдаемой величиной является число источников на стерадиан $N(>S)$ с плотностью потока больше S . Поскольку объем сферы радиуса r равен $4\pi r^3/3$, число источников внутри такой сферы растет пропорционально r^3 при условии, что источники распределены равномерно. Если светимость всех источников одинакова, то поток S самого слабого видимого из центра сферы источника будет пропорционален r^{-2} . Следовательно, число $N_0(>S)$ источников в единичном телесном угле с плотностью потока больше S в изотропной евклидовой статической модели Вселенной без учета эволюции радиоисточников определяется соотношением

$$N_0(>S) = \frac{n_0 P_0^{1/2}}{3} S^{-3/2} \propto S^{-3/2}, \quad (5.325)$$

где n_0 — средняя пространственная плотность источников, P_0 — их средняя мощность на рассматриваемой частоте. Если использовать функцию светимости $\rho(P)$, то

$$N_0(>S) = \frac{S^{-3/2}}{3} \int P^{3/2} \rho(P) dP. \quad (5.326)$$

Зависимость $N_0(>S)$ строится в логарифмическом масштабе, и наклон экспериментальной кривой сравнивается с теоретическим значением $-1,5$ для статической евклидовой модели Вселенной. Ранние интегральные подсчеты радиоисточников [419] приводят к наклону $-1,8$ для сильных радиоисточников. Наблюдения, проведенные до более низких потоков [418], показывают, что наклон зависимости $\lg N_0(>S)$ от $\lg S$ постепенно уменьшается и достигает $-0,8$, когда $S = 0,01$ ед. п. Такая зависимость наклона от

С свидетельствует об избытке слабых радионисточников и, ее можно объяснить, лишь предполагая такую эволюцию Вселенной, в ходе которой в прошлом радионисточники были ярче современных или же их было больше [300]. Хойл [210] отметил, однако, что эти цифры могут свидетельствовать и о недостатке сильных источников в окрестности нашей Галактики. Данные интегральных подсчетов не являются полностью независимыми, и несколько более надежную информацию можно извлечь из дифференциальных кривых [99]. Дифференциальные подсчеты показали, что если исключить только очень сильные источники, то наклон кривой близок к евклидову значению $-1,5$ в интервале от 5 до 5000 источников на 1 ср [252]. Более того, дифференциальные подсчеты на частоте 1400 МГц показывают, что наклон превосходит 1,5 лишь при очень низкой пространственной плотности источников [66], поэтому подсчеты радионисточников трудно использовать для проверки космологических моделей.

Тем не менее мы приведем несколько формул, которые связывают подсчеты числа радионисточников с параметрами неэволюционирующих космологических моделей. Метрика Робертсона — Уокера может быть записана в виде [301, 437]

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R^2(t)}{c^2} \left[dr^2 + \left(\frac{\sin Ar}{A} \right)^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (5.327)$$

где r — радиальная координата в сопутствующем пространстве, A^2 определяет кривизну модели, постоянная A связана с постоянной Хаббла H_0 и параметром замедления q_0 соотношениями

$$A^2 = \frac{1}{c^2} \left[H_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho_c} - 1 \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \right], \quad (5.328)$$

$$q_0 = \frac{\rho_0}{2\rho_c} - \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}, \quad (5.329)$$

где c — скорость света, ρ_0 — современная плотность вещества и излучения, ρ_c — критическое значение плотности, определяемое формулой (5.294), и Λ — космологическая постоянная. Фотометрическое расстояние D_L определяется как

$$D_L = \frac{\sin Ar}{A} (1 + z) \quad (5.330)$$

и связано с величинами H_0 и q_0 соотношением (5.149). Число радионисточников $N(>S)$ на стерадиан с плотностью потока больше S дается формулой

$$\frac{N(>S)}{N_0(>S)} = \frac{3}{4} \frac{2Ar - \sin 2Ar}{(\sin Ar)^3 (1+z)^{3(1+q_0/2)}}, \quad (5.331)$$

где $N_0(>S)$ есть значение $N(>S)$ для статической евклидовой модели Вселенной, определяемое формулой (5.325) или (5.326),

а α — средний спектральный индекс подсчитываемых источников. Для моделей Вселенной с равной нулю космологической постоянной ($\Lambda = 0$) уравнение (5.331) можно упростить с помощью соотношений

$$A = (2q_0 - 1)^{1/2} H_0/c,$$

$$\sin Ar = AD_L/(1+z),$$

где D_L — фотометрическое расстояние, определяемое формулой (5.149).

В модели стационарной Вселенной

$$\frac{N(>S)}{N_0(>S)} = \frac{3}{z^3(1+z)^{3(1+\alpha)/2}} \int_0^z \frac{z^2 dz}{1+z}, \quad (5.332)$$

и эта функция убывает с z для всех $\alpha > -5/3$.

5.8. СВЕРХМАССИВНЫЕ ОБЪЕКТЫ, ГРАВИТАЦИОННЫЙ КОЛЛАПС И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Чтобы объяснить колоссальную светимость L радиогалактик и квазаров $L \approx 10^{42}$ эрг/с, Хойл и Фаулер [212] предположили, что много энергии могут излучать сверхмассивные объекты. Когда энтропия достаточна для того, чтобы центробежные силы играли относительно малую роль в равновесии, то образуется почти сферический объект и справедливы соотношения [124]

$$P_r = \frac{1}{3} aT^4,$$

$$P_g = \rho RT/\mu,$$

$$1 - \beta = 0,00298 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 (\mu\beta)^4, \quad (5.333)$$

или

$$\beta = \frac{P_g}{P} \approx \frac{4,28}{\mu} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/2} \ll 1,$$

где M — масса звезды, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца, $P = P_g + P_r$ — полное давление, P_r — давление излучения и P_g — газовое давление, $a = 7,564 \cdot 10^{-15}$ эрг/(см³·К⁴) — постоянная излучения, T — газовая температура, ρ — плотность вещества, $R = 8,317 \cdot 10^7$ эрг/(К·моль) — газовая постоянная, μ — средняя молекулярная масса. Давление излучения является доминирующим, и поэтому светимость звезды совпадает с рассчитанной для политропы индекса $n = 3$ [212]:

$$L = \frac{4\pi cGM(1-\beta)}{\kappa} = \frac{6,9 \cdot 10^4}{1 + X_{\text{H}}} \frac{M}{M_\odot} L_\odot \approx \frac{2,51 \cdot 10^{38}}{1 + X_{\text{H}}} \frac{M}{M_\odot} [\text{эрг/с}]. \quad (5.334)$$

Здесь предполагается, что температура настолько велика, что непрозрачность $\kappa = 0,198(1 + X_H)$ [см²/г] определяется вблизи поверхности рассеянием электронов, X_H — доля водорода по массе, $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с — светимость Солнца, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. Радиус R , давление P , плотность ρ , эффективная температура поверхности T_e и энергия связи E_B определяются формулами [148, 212, 521]¹⁾

$$\begin{aligned} R &= \frac{5,8 \cdot 10^9}{(T_9)_c} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{ [см]}, \\ P &\approx \frac{1}{3} aT^2 = 3,85 \cdot 10^{14} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \rho^{1/2} \text{ [эрг/см}^3\text{]}, \\ \rho &= 1,3 \cdot 10^5 \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/2} T_9^3 \text{ [г/см}^3\text{]}, \\ T_e &= \frac{3,19 \cdot 10^5}{(1 + X_H)^{1/4}} (T_9)_c^{1/2} \text{ [K]}, \\ E_B &= -(M - M_0) c^2 = Mc^2 \left[\frac{3\beta x}{8} + 1,265x^2 (f - 1) \right], \end{aligned} \quad (5.335)$$

где гравитационный параметр x равен

$$x = \frac{2GM}{Rc^2} = 5,04 \cdot 10^{-5} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} (T_9)_c. \quad (5.336)$$

Здесь M_0 — масса покоя, $(T_9)_c$ — температура в центре T_c , деленная на 10^9 , постоянная f равна отношению энергии вращения к «общерелятивистской энергии»:

$$f = \frac{0,0989}{K^2} \left(\frac{cJ}{GM^2} \right)^2, \quad (5.337)$$

где постоянная K зависит от распределения угловой скорости ω (когда $\omega = \text{const}$, KR есть радиус жирации и $K^2 = 0,0755$ для малых ω), а J — угловой момент (если $\omega = \text{const}$, то $J = K^2 M \omega R^2$). Период вращения P_R на периферии сверхмассивной звезды равен

$$P_R \approx \frac{\pi K R^2 c}{GM (2f)^{1/2}} = 2,2 \cdot 10^{-23} R^2 (M_\odot/M) \text{ [лет]} = 7,5 \cdot 10^{14} T_c^{-2} \text{ [лет]}. \quad (5.338)$$

Для $f \geq 1$ энергия связи возрастает до тех пор, пока объект не начинает терять кинетическую энергию, оставаясь еще динами-

¹⁾ Для более детального знакомства со свойствами сверхмассивных объектов и их связью с проблемой энергетических источников в активных галактиках и квазарах см. *Ozernoy L. M.*, Proc. First Europ. Astron. Meeting, 3, 1974, p. 65, а также гл. IV в книге «Образование звезд и галактик», ред. С. Б. Пикельнер, изд-во «Наука», 1976, стр. 132 и библиографию к ней. — *Прим. ред.*

чески устойчивым, и его время жизни до начала ядерных реакций τ равно

$$\tau = \frac{E_B}{L} \approx 2,3 \cdot 10^8 (1 + X_H) \frac{E_B}{Mc^2} \text{ [лет]}. \quad (5.339)$$

Если температура в центре станет достаточно высокой для начала горения водорода, то масса покоя может обеспечить энергию $0,007 Mc^2$, которая отвечает времени жизни $\tau \approx 10^6$ лет.

Когда энтропия недостаточна, чтобы поддерживать форму объекта сферической при воздействии вращения, возникает сильно сплюснутый вращающийся диск. Объект может приобрести релятивистские скорости, и эффекты общей теории относительности становятся существенными. В этом случае энергия связи есть [37]

$$E_B = M_0 c^2 \left(\frac{z_c}{1 + z_c} - \frac{2\omega J}{M_0 c^2} \right), \quad (5.340)$$

где z_c — красное смещение фотона, испущенного из центра объекта, M_0 — масса покоя, c — скорость света, ω — угловая скорость и J — угловой момент. Дальнейшие формулы для тонких вращающихся, как твердое тело ($\omega = \text{const}$), релятивистских дисков приведены в [38, 435].

Ландау [278] указал в 1932 г., а Чандрасекар [77] строго рассчитал в 1935 г., что для звезды, число барионов в которой вдвое больше, чем в Солнце, не существует равновесного состояния после завершения термоядерной эволюции. Бааде и Цвикки в 1934 г. высказали гипотезу [33], что неустойчивая сжимающаяся звезда выбрасывает массу и вспыхивает как сверхновая. Более детально сжатие и последующий взрыв были рассчитаны в работах [18—21, 68, 93, 211, 310].

Если оставшаяся после взрыва масса M превосходит предел Чандрасекара, определяемый как

$$M_C = \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^2 1,4587 M_\odot, \quad (5.341)$$

то происходит коллапс с образованием нейтронной звезды. Когда масса остатка превышает верхний предел массы нейтронной звезды $(2 - 3) M_\odot$, то коллапс продолжается до появления замкнутой ловушечной поверхности, через которую не может выйти наружу никакой сигнал, — возникает черная дыра. В этих формулах μ_e — средняя молекулярная масса с учетом электронов, $\mu_e = 2$ для водорода, и принято значение массы Солнца $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г. Радиус стационарного тела должен превосходить критический радиус R_c , определяемый соотношением [78, 79, 354]

$$R_c = \frac{6,74}{\beta} R_g \approx 3,4 \cdot 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} \text{ [см]}, \quad (5.342)$$

относящимся к равновесному состоянию политропы индекса $n = 3$ в отсутствие вращения. Здесь $R_g = 2GM/c^2$ — радиус Шварцшильда, величина β оценена для смеси с $\mu = 0,73$, содержащей 50% водорода, 47% гелия и 3% тяжелых элементов по массе. Для звезды, описываемой политропой индекса $n = 3$, этот радиус соответствует критической температуре

$$T_c \approx 1,7 \cdot 10^{13} \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \text{ [K]}, \quad (5.343)$$

выше которой возникает неустойчивость по отношению к сжатию. Если учитывать вращение, то минимальный критический радиус и максимальная температура для звезды, описываемой политропой индекса $n = 3$, таковы [148]:

$$R_c \approx 1,5 \cdot 10^6 \frac{f}{K^2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \frac{GM}{\omega^2 R^3} \text{ [см]}, \quad (5.344)$$

$$T_c \approx 3,9 \cdot 10^{12} \frac{K^2}{f} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/2} \frac{R^3 \omega^2}{GM} \text{ [K]}, \quad (5.345)$$

где ω — скорость вращения, параметры f и K определены в (5.337).

Анализ коллапса звезды с точки зрения удаленного наблюдателя [353] приводит к выводу, что коллапс вплоть до сингулярности происходит за время

$$\tau = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2} \approx \frac{GM}{c^3} \approx 10^{-5} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ [с]}, \quad (5.346)$$

где ρ_0 — начальная плотность звезды до коллапса. Радиус звезды стремится к радиусу Шварцшильда $R_g = 2GM/c^2$. Для удаленного наблюдателя светимость звезды будет затухать экспоненциально с постоянной времени τ , а красное смещение приходящих к наблюдателю фотонов возрастает также экспоненциально с тем же характерным временем τ . Процесс коллапса наблюдается, в принципе, бесконечное время, и красное смещение возрастает до бесконечности, а радиус стремится к радиусу Шварцшильда. Если вращение и магнитное поле играют важную роль еще на ньютоновской стадии коллапса, то возможно, что гравитационная энергия превратится в энергию вращения и магнитного поля, и в конечном счете могут образоваться двойные выбросы вещества, подобные наблюдаемым во многих сильных радиоисточниках [285].

В области непосредственно за пределами коллапсирующей невращающейся сферической звезды справедлива метрика Шварцшильда, определяемая соотношением (5.270). Как отметил Леметр [292], сингулярность в метрике Шварцшильда при $r = R_g$ не физическая, а связана с выбором системы отсчета,

Эддингтон [122] построил метрику, свободную от сингулярности на R_g , но простое выражение можно получить с использованием метрики Крускала [272, 504]. В работах [272, 504] независимо сделаны преобразования координат:

$$\left. \begin{aligned} u &= \left(\frac{r}{R_g} - 1\right)^{1/2} e^{r/(2R_g)} \operatorname{ch}\left(\frac{ct}{2R_g}\right), \\ v &= \left(\frac{r}{R_g} - 1\right)^{1/2} e^{r/(2R_g)} \operatorname{sh}\left(\frac{ct}{2R_g}\right), \end{aligned} \right\} \text{ для } r > R_g, \quad (5.347)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= \left(1 - \frac{r}{R_g}\right)^{1/2} e^{r/(2R_g)} \operatorname{sh}\left(\frac{ct}{2R_g}\right), \\ v &= \left(1 - \frac{r}{R_g}\right)^{1/2} e^{r/(2R_g)} \operatorname{ch}\left(\frac{ct}{2R_g}\right) \end{aligned} \right\} \text{ для } r < R_g.$$

При этом метрика Шварцшильда приводится к виду

$$ds^2 = \frac{4R_g^3}{r} e^{-r/R_g} (du^2 - dv^2) + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5.348)$$

где $R_g = 2GM/c^2$ и

$$u^2 - v^2 = \left(\frac{r}{R_g} - 1\right) e^{r/R_g}, \quad (5.349)$$

так что физическая сингулярность, расположенная в точке $r = 0$, перемещается в $u^2 - v^2 = -1$.

В более общем случае черная дыра может быть вращающейся или заряженной либо обладать и тем и другим свойством. Если учитывается только вращение, то справедлива метрика Керра [258]. Ньюман и др. [334] ввели в анализ заряд, а Бойер и Линдквист [58] представили метрику в виде

$$ds^2 = -\frac{\Delta}{\Sigma} (dt - a \sin^2 \theta d\varphi)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} \times \\ \times [(r^2 + a^2) d\varphi - a dt]^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2, \quad (5.350)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2, \\ \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ a &= J/M. \end{aligned}$$

Соответствующий тензор электромагнитного поля определяется соотношением

$$\bar{F} = \frac{Q}{\Sigma^2} (r^2 - a^2 \cos^2 \theta) \bar{d}r \wedge (\bar{d}t - a \sin^2 \theta \bar{d}\varphi) + \\ + \frac{2Q}{\Sigma^2} \arccos \theta \sin \theta \bar{d}\theta \wedge [(r^2 + a^2) \bar{d}\varphi - a \bar{d}t], \quad (5.351)$$

где компоненты тензора F_{ij} совпадают с коэффициентами при $\overline{dx^i} \wedge \overline{dx^j} = -\overline{dx^j} \wedge \overline{dx^i}$. Величина M — масса, Q — заряд, J — угловой момент тела; использованы геометризованные единицы. В геометризованных единицах гравитационная постоянная Ньютона G , скорость света c и постоянная Больцмана k равны единице. Для перехода к обычным единицам используются соотношения (ср. [323])

длина

$$l_{geom} = l_{phys},$$

время

$$t_{geom} = ct_{phys} = 2,997925 \cdot 10^{10} t_{phys},$$

скорость

$$v_{geom} = v_{phys}/c = 0,3336 \cdot 10^{-10} v_{phys},$$

масса

$$M_{geom} = \frac{G}{c^2} M_{phys} = 0,742 \cdot 10^{-28} M_{phys},$$

угловой момент

$$J_{geom} = \frac{G}{c^3} J_{phys} = 0,247 \cdot 10^{-38} \omega_{phys} R_{phys}^2 M_{phys},$$

энергия

$$E_{geom} = \frac{G}{c^4} E_{phys} = 0,826 \cdot 10^{-49} E_{phys}, \quad (5.352)$$

температура

$$T_{geom} = \frac{Gk}{c^4} T_{phys} = 1,140 \cdot 10^{-65} T_{phys},$$

магнитное поле

$$H_{geom} = \frac{c^2}{G^{1/2}} H_{phys} = 3,48 \cdot 10^{24} H_{phys},$$

энтропия

$$S_{geom} = S_{phys}/k = 7,2435 \cdot 10^{15} S_{phys},$$

светимость

$$L_{geom} = \frac{G}{c^5} L_{phys} = 2,754 \cdot 10^{-60} L_{phys},$$

удельный угловой момент

$$a_{geom} = \frac{a_{phys}}{c} = 0,3336 \cdot 10^{-10} a_{phys},$$

заряд

$$Q_{geom} = \frac{\sqrt{G}}{c^2} Q_{phys} = 2,874 \cdot 10^{-25} Q_{phys}.$$

Здесь индексы *geom* и *phys* обозначают величины, выраженные в геометризованных единицах (см) и физических (СГС) единицах соответственно.

Предельное значение радиуса

$$r = r_0 = M + (M^2 - Q^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2} \quad (5.353)$$

определяет поверхность, внутри которой наблюдатель не может покоиться, но должен вращаться в направлении вращения черной дыры. Сфера радиуса

$$r = r_+ = M + (M^2 - Q^2 - a^2)^{1/2} \quad (5.354)$$

является поверхностью горизонта, т. е., находясь внутри этой поверхности, наблюдатель не может послать сигнал наружу. Здесь величины r_0 и r_+ определены в геометризованных единицах. Частицы и фотоны могут проходить через поверхность горизонта, двигаясь внутрь, но никогда не смогут пересечь ее, двигаясь наружу. Область пространства-времени между горизонтом и поверхностью r_0 , определяющей границу существования стационарной метрики, называется эргосферой.

Метрика Керра в координатах Бойера — Линдквиста и геометризованных единицах имеет вид

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma} \right) dt^2 - \left(4Mar \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} \right) dt d\varphi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + 2Ma^2r \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} \right) \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (5.355)$$

Здесь Δ , Σ и a определяются соотношениями (5.350) при $Q = 0$, и метрика (5.355) переходит в метрику Шварцшильда при $a = 0$. Подробно свойства круговых орбит в метрике Керра рассмотрены в [36]. Радиус последней внутренней устойчивой орбиты составляет

$r = r_{ms} =$ наибольший корень уравнения

$$(r^2 - 6Mr \pm 8aM^{1/2}r^{1/2} - 3a^2) = 0. \quad (5.356)$$

Для $a = 0$ получаем $r_{ms} = 6M$, для $a = M$ находим $r_{ms} = M$ или $9M$. Внутренняя устойчивая орбита является и орбитой, на которой максимальна энергия связи. Энергия связи на этих орбитах изменяется от

$$\left(1 - \frac{2\sqrt{2}}{3} \right) mc^2 \text{ для метрики Шварцшильда } (a = 0) \quad (5.357)$$

до

$$\left(1 - \frac{\sqrt{3}}{3} \right) mc^2 \text{ для предельной метрики Керра } (a = M),$$

где m — масса покоя вращающейся частицы.

Свойства черной дыры описываются рядом теорем и законов (см., например, [323]).

а. Теорема Биркгофа [45]. Любая сферически симметричная геометрия некоторой области пространства-времени, являющаяся решением уравнений Эйнштейна в вакууме, с необходимостью

является частью геометрии Шварцшильда. Таким образом, сферически симметричное гравитационное поле в пустом пространстве должно быть статическим (с равным нулю угловым моментом) и описываться метрикой Шварцшильда.

б. *Теорема Изразля* [232, 233]. Внешнее поле любой статической черной дыры, горизонт событий которой обладает сферической топологией, определяется только ее массой M и зарядом Q . Кроме того, это внешнее поле описывается метрикой Шварцшильда при $Q = 0$ и метрикой Рейснера — Нордстрема при $Q \neq 0$. Хокинг показал, что стационарная черная дыра должна иметь горизонт, обладающий сферической топологией, и что она должна быть либо статической, либо осесимметричной, либо обладать обоими этими свойствами. Метрика Рейснера — Нордстрема имеет вид [339, 394]

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5.358)$$

и напряженность электрического поля E равна

$$E = Q/r^2, \quad (5.359)$$

где Q — заряд. Здесь также использованы геометризованные единицы.

в. *Теорема Пенроуза* [373]. Инжекцией вещества в черную дыру Керра — Ньюмана можно извлекать из нее энергию, т. е. частицы, пересекающие эргосферу черной дыры, могут приобрести энергию за счет вращательной энергии черной дыры.

г. *Теорема Картера* [74]. Все незаряженные стационарные осесимметричные черные дыры с горизонтом событий, обладающим сферической топологией, делятся на отдельные семейства, несводимые друг к другу. В каждом семействе черные дыры обладают внешним гравитационным полем, полностью определяемым двумя параметрами: массой M и угловым моментом J . Единственным таким семейством, известным к настоящему времени, является семейство метрик Керра.

д. *Черные дыры подчиняются первому закону термодинамики* — закону сохранения энергии. Импульс, угловой момент и заряд черной дыры также сохраняются.

е. *Второй закон термодинамики черных дыр Хокинга* [183]. В любом процессе, включающем черные дыры, сумма площадей поверхностей горизонтов событий A всех участвующих в этом процессе черных дыр не может убывать. Площадь поверхности A горизонта событий в метрике Керра — Ньюмана определяется как

$$A = 8\pi [M^2 + M(M^2 - a^2 - Q^2)^{1/2} - Q^2/2], \quad (5.360)$$

а для метрики Керра

$$A = 8\pi [M^2 + (M^4 - J^2)^{1/2}]. \quad (5.361)$$

В этих формулах опять использованы geometrized единицы для массы M , углового момента J и для $a = J/M$.

5.9. ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Из уравнений поля Эйнштейна непосредственно следует, что любая несферическая динамически изменяющаяся система должна генерировать гравитационные волны. Эти волны связаны с силами реакции излучения в источнике, и эти силы извлекают энергию из источника с той же скоростью, с какой гравитационные волны ее уносят. Гравитационные волны переносят энергию со скоростью света c , и поэтому поток энергии равен умноженной на c плотности энергии. Как и в случае электромагнитных волн, амплитуда гравитационных волн убывает обратно пропорционально расстоянию от источника, а поток энергии убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника.

Для медленных движений в системах слабых гравитационных полей поток F , испущенный в заданном направлении (определяемом единичным вектором n_j), равен [279, 390, 546]

$$F = \frac{1}{8\pi D^2} \frac{G}{c^5} \sum_{i, k} \langle \langle \ddot{I}_{jk}^{TT} \rangle \rangle_{ret}. \quad (5.362)$$

Здесь третья производная по времени обозначена тремя точками и

$$I_{jk}^{TT} = \sum_{l, m} (\delta_{jl} - n_j n_l) I_{lm} (\delta_{mk} - n_m n_k), \quad (5.363)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, n_j — единичный вектор в направлении j , и тензор квадрупольного момента масс I_{jk} равен

$$I_{jk} = \int \rho x_j x_k d^3x - \frac{1}{3} \delta_{jk} \int \rho D^2 d^3x, \quad (5.364)$$

где ρ — плотность вещества.

Движения можно считать медленными, а гравитационные поля слабыми в том случае, если радиус системы R и скорости внутри системы v удовлетворяют неравенствам

$$R \gg GM/c^2, \quad v \ll c, \quad (5.365)$$

где M — масса системы, $2GM/c^2$ — радиус Шварцшильда и c — скорость света. Полная светимость L , испускаемая квадрупольной гравитационной волной, равна

$$L = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \sum_{j, k} \langle \langle \ddot{I}_{jk} \rangle \rangle^2 \approx L_0 \left(\frac{2GM_{eff}}{c^2 R} \right)^2 \left(\frac{R}{\lambda} \right)^6, \quad (5.366)$$

где M_{eff} — эффективная масса, для которой $I_{jk} = M_{eff}R^2$, $\lambda = cR/v$ — длина волны, и естественная единица светимости L_0 равна

$$L_0 = \frac{c^5}{G} = 3,63 \cdot 10^{59} \text{ эрг/с} = 2,03 \cdot 10^5 M_\odot c^2 [\text{с}^{-1}] \quad (5.367)$$

($M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца). Для двойной звездной системы с орбитальным периодом P , большой полуосью a , приведенной массой $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, где M_1 и M_2 — соответствующие массы двух компонент, полная масса $M = M_1 + M_2$, мощность гравитационного излучения составляет [377]

$$L = \frac{32}{5} \frac{G^5}{c^{10}} \frac{\mu^2 M^3}{a^5} L_0 f(e) \approx \\ \approx 3,0 \cdot 10^{33} [\text{эрг/с}] \left(\frac{\mu}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{4/3} \left(\frac{P}{1 \text{ час}} \right)^{-10/3} f(e), \quad (5.368)$$

где

$$f(e) = \frac{1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4}{(1 - e^2)^{7/2}}$$

и e — эксцентриситет орбиты. Гравитационные волны испускаются на основной частоте, равной удвоенной орбитальной частоте, и роль более высоких гармоник тем важнее, чем больше эксцентриситет e . Если гравитационное излучение является доминирующим процессом, который определяет изменение орбитального периода, и если орбита близка к круговой, то

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = - \frac{96}{5} \frac{G^3}{c^5} \frac{\mu M^2}{a^4} = \frac{1}{2,8 \cdot 10^7 \text{ лет}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{1 \text{ час}}{P} \right)^{9/3}. \quad (5.369)$$

Для слегка деформированной однородной нейтронной звезды с моментом инерции $I = 2MR^2/5$, массой M , радиусом R , периодом вращения P и эллиптичностью ϵ мощность гравитационного излучения равна [356]

$$L = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I^2 \epsilon^2 \left(\frac{2\pi}{P} \right)^6 \approx 10^{38} \left(\frac{I}{4 \cdot 10^{44} \text{ г} \cdot \text{см}^2} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{P}{0,033 \text{ с}} \right)^{-6} \left(\frac{\epsilon}{10^{-3}} \right)^2 [\text{эрг/с}], \quad (5.370)$$

а через время t с момента возникновения нейтронной звезды

$$L \approx 10^{45} \left(\frac{4 \cdot 10^{44} \text{ г} \cdot \text{см}^2}{I} \right)^{1/2} \frac{10^{-3}}{\epsilon} \left(\frac{10^6 \text{ с}}{t + 10^4 \text{ с}} \right)^{1/2} [\text{эрг/с}]. \quad (5.371)$$

Другие возможные источники гравитационного излучения рассмотрены в обзоре Пресса и Торна [390].

Сила F , действующая со стороны гравитационной волны на тело массы M , равна

$$F = -M \nabla \varphi = - \sum_j \sum_k M R_{j0k0} x_k, \quad (5.372)$$

где φ — эквивалентный ньютоновский гравитационный потенциал гравитационной волны, R_{j0k0} — компоненты тензора кривизны Римана, определяемые соотношением

$$R_{j0k0} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} = - \frac{G}{c^4 D} \left(\frac{d^4 I_{jk}^{TT}}{dt^4} \right)_{ret}, \quad (5.373)$$

где D — расстояние до источника, I_{jk}^{TT} дается формулой (5.363). Воздействие гравитационной волны на пару свободных (или почти свободных) масс, разделенных расстоянием l , приводит к изменению расстояния между ними на величину Δl , определяемую как

$$\frac{\Delta l}{l} = h(t) = [h_+^2(t) + h_x^2(t)]^{1/2}, \quad (5.374)$$

где $h(t)$ — безразмерная напряженность поля, h_+ и h_x — возмущения метрического тензора g_{ik} . Для резонансного детектора гравитационной волны, измеряющего смещение между двумя концами упругого стержня,

$$\frac{\Delta l}{l} \approx \pi \nu_0 h(\nu_0), \quad (5.375)$$

где ν_0 — резонансная частота, $h(\nu_0)$ — фурье-образ $h(t)$ в точке ν_0 . Поток энергии гравитационных волн F есть

$$F = \frac{c^3}{16\pi G} \langle \dot{h}^2(t) \rangle \text{ [эрг/см}^2 \cdot \text{с]}, \quad (5.376)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по нескольким длинам волн, а точка обозначает дифференцирование по времени. Интегрируя (5.376) по времени и используя теорему Парсеваля, получим полную энергию E всплеска:

$$E = 4\pi \frac{c^3 D^2}{16\pi G} \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi\nu)^2 h^2(\nu) d\nu, \quad (5.377)$$

где D — расстояние до источника, $h(\nu)$ — фурье-образ $h(t)$; предполагается, что источник излучает изотропно. Если гравитационные волны характеризуются плоским спектром в окрестности резонансной частоты ν_0 , то с помощью резонансного детектора можно установить предел

$$E \geq \frac{c^3}{4G} \left(\frac{2\Delta l}{l} \right)^2 \nu_0 D^2 \text{ [эрг]} = 5,6 \cdot 10^{-17} \times \\ \times \left(\frac{2\Delta l}{l} \right)^2 \nu_0 D^2 (M_\odot c^2) \text{ [эрг]}, \quad (5.378)$$

где $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца.

Вебер [525] построил систему для детектирования гравитационного излучения и с 1969 г. сообщал о регистрации всплесков излучения [526]. Типичный всплеск вызывает смещение $\Delta l \approx 5 \cdot 10^{-15}$ см алюминиевого цилиндра с резонансной частотой $\nu_0 = 1661$ Гц и длиной $l = 153$ см. В предположении изотропности излучателя, находящегося на расстоянии D , неравенство (5.378) показывает, что детектируемая волна отвечает превращению в энергию массы

$$M \approx 0,5 M_{\odot} \left(\frac{D}{10 \text{ кпс}} \right)^2. \quad (5.379)$$

Здесь D — расстояние до источника в килопарсеках, 10 кпс — расстояние до центра Галактики. Вебер детектировал около трех событий в сутки, что соответствует источнику в галактическом центре, излучающему энергию, эквивалентную потере массы около $500 M_{\odot}$ в год. Если учесть эффективность детектора Вебера и возможную анизотропию излучения, то около 10^3 — $10^5 M_{\odot} c^2$ энергии может быть излучено в виде гравитационных волн в течение года. Однако с помощью детекторов, подобных детектору Вебера, Левину и Гарвину [294] не удалось зарегистрировать гравитационные волны. Можно думать, что либо отмеченные Вебером события не связаны с гравитационными волнами, либо частота возникновения и интенсивность гравитационных волн резко уменьшились в 1973 г. Пресс и Торн [390] дают обзор будущих детекторов гравитационных волн, излучаемых известными астрофизическими источниками, такими, как двойные звезды, нейтронные звезды и сверхновые.

5.10. РЕЛИКТОВОЕ (ФОНОВОЕ) ИЗЛУЧЕНИЕ, СИНТЕЗ ГЕЛИЯ, МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЙ ГАЗ И ОБРАЗОВАНИЕ ГАЛАКТИК

Современные данные наблюдений о средней плотности вещества и излучения таковы (ср. рис. 29):

$$\begin{aligned} \rho_G &= 4 \cdot 10^{-31} h^2 \text{ [г/см}^3] \approx 10^{-31} \text{ г/см}^3 \approx 10^{-10} \text{ эрг/см}^3, \\ \rho_B &\approx 5 \cdot 10^{34} \text{ г/см}^3 \approx 4,8 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3, \\ \rho_S &\approx 10^{-34} \text{ г/см}^3 \approx 10^{-13} \text{ эрг/см}^3, \\ \rho_{GS} &\approx 10^{-35} \text{ г/см}^3 \approx 10^{-14} \text{ эрг/см}^3, \\ \rho_X &\approx 10^{-37} \text{ г/см}^3 \approx 10^{-16} \text{ эрг/см}^3, \\ \rho_R &\approx 10^{-40} \text{ г/см}^3 \approx 10^{-19} \text{ эрг/см}^3, \end{aligned} \quad (5.380)$$

где ρ_G — плотность Вселенной, определяемая веществом, сосредоточенным в галактиках, а ρ с индексами B, S, GS, X, R — плотность Вселенной, обусловленная энергией реликтового излуче-

ния, оптического излучения звезд, оптического фона галактик, рентгеновского фона и фона радиоизлучения соответственно. Кроме того, мы можем записать

$$\rho = \Omega \rho_c = \Omega \frac{3H_0^2}{c^2 \kappa} = 1,9 \cdot 10^{-29} \Omega h^2 \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (5.381)$$

причем

$$\Omega_{rad} \approx 10^{-3} \Omega_{gal} \approx 10^{-5}.$$

Здесь $H_0 = 100h$ км/(с·Мпс) — постоянная Хаббла, $\kappa = 8\pi G/c^2 \approx 1,86 \cdot 10^{-27}$ дин·с²/г — постоянная тяготения Эйнштейна. Критическая плотность ρ_c , необходимая для того, чтобы Вселенная была замкнутой, составляет

$$\rho_c \approx 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ [г/см}^3\text{]},$$

и, выбирая $H_0 = 50$ км/(с·Мпс) (или $h = 0,5$), для ряда употребительных величин при плотности, равной критической, получаем:

критическая плотность	$\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см ³ ,
концентрация частиц	$N_p = 2,8 \cdot 10^{-6}$ см ⁻³ ,
концентрация атомов водорода (He/H = 0,1)	$N_{HI} = 2,0 \cdot 10^{-6}$ см ⁻³ ,
концентрация атомов гелия	$N_{He} = 2,0 \cdot 10^{-7}$ см ⁻³ ,
концентрация электронов при полной ионизации	$N_e = 2,4 \cdot 10^{-6}$ см ⁻³ ,
взвешенная концентрация ионов	$\sum N_i Z_i^2 = 2,8 \cdot 10^{-6}$ см ⁻³ ,
параметр свободно-свободных переходов	$\sum N_e N_i Z_i^2 = 6,8 \cdot 10^{-12}$ см ⁻⁶ .

Приведенные цифры убедительно показывают, что в настоящее время плотность вещества заметно превосходит плотность излучения. Поэтому член, описывающий давление в уравнениях Эйнштейна, мал и может быть опущен. Современная средняя плотность вещества определяется соотношением

$$\rho_{m0} = \frac{3q_0 H_0^2}{4\pi G} = \frac{3q_0 \kappa c^2}{4\pi G R_0^2 (2q_0 - 1)} \approx 3,8 \cdot 10^{-29} q_0 h^2 \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (5.382)$$

где постоянная кривизны $k = \pm 1,0$, R_0 — современное значение масштабного фактора $R(t)$ и q_0 — современное значение параметра замедления. Плотность вещества $\rho_m(t)$, плотность энергии излучения $\rho_r(t)$ и температура излучения $T_r(t)$ в моделях с

преобладанием вещества изменяются со временем как [131, 514]

$$\begin{aligned}\rho_m(t) &\propto [R(t)]^{-3}, \\ \rho_r(t) &\propto [R(t)]^{-4}, \\ T_r(t) &\propto [R(t)]^{-1},\end{aligned}\quad (5.383)$$

и для масштабного фактора $R(t)$ в случае $k = 0$ справедливы соотношения

$$R(t) \propto t^{2/3} \propto (1+z)^{-1}. \quad (5.384)$$

Здесь t — время, отсчитанное от сингулярности, и красное смещение z берется в момент t .

Из соотношений (5.383), (5.384) следует, что в прошлом Вселенная была плотной и горячей, и Гамов [155] отметил, что

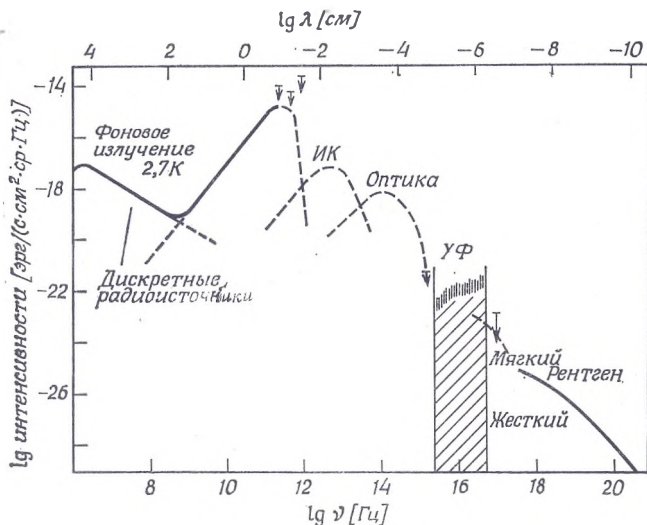


Рис. 46. Спектр изотропного фонового излучения в области частот от 10^6 до 10^{21} Гц [302]. Сплошная линия показывает спектральные области, в которых изотропный фон может быть непосредственно измерен, штриховые линии — теоретические оценки.

следы этого состояния Вселенной могут наблюдаться в виде фона реликтового излучения. Пензиас и Уилсон [375] открыли фоновое излучение на длине волны 3 см, соответствующее яркостной температуре 2,7 К, которая значительно превосходила ожидаемое значение, полученное экстраполяцией других измеренных видов излучения на низкие частоты. Дикке и др. [108] сразу же отметили, что новый вид излучения может оказаться предсказанным Гамовым остатком излучения горячей Вселенной.

Поскольку вблизи сингулярности вещество находилось в равновесии с излучением, излучение должно обладать планковским спектром, который будет сохраняться все время. Как показано на рис. 46, фоновое излучение обладает именно таким спектром. Подробные ссылки на измерения фонового излучения содержатся в [301, 371, 528].

На основе пионерских наблюдений Конклина и Брейсуэлла [95] и Уилкинсона и Партриджа [540] было установлено, что фоновое радиоизлучение изотропно с точностью 0,1% во всех угловых масштабах, превосходящих 1' (ср. [301]). Кроме того, фоновое рентгеновское излучение, открытое Джиакони и др. [160], изотропно с точностью 3% в угловых масштабах, превосходящих 15° [452]. Эти наблюдения прекрасно согласуются с моделями Робертсона — Уокера и Леметра. Было показано [127], что если фоновое излучение изотропно, то Вселенная точно описывается моделью Робертсона — Уокера. Открытие фонового излучения не дает новых тестов космологических моделей, но в значительной мере способствует лучшему пониманию физических условий на ранних стадиях эволюции Вселенной. Гамов [155], например, подчеркивал, что в далеком прошлом во Вселенной преобладало излучение и (ср. [514])

$$\begin{aligned} T_r(t) &= 2,7 (1+z) \propto [R(t)]^{-1}, \\ \rho_r(t) &= a T_r^4(t) \propto [R(t)]^{-4}, \\ \rho_m(t) &\propto [R(t)]^{-3}, \end{aligned} \quad (5.385)$$

где мы использовали современное значение $T_r = 2,7$ К, а постоянная

$$a = \frac{8\pi^2 k^4}{15c^3 h^3} = 7,5641 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{К}^4).$$

Масштабный фактор $R(t)$ изменяется как

$$R(t) \propto t^{1/2} \propto (1+z)^{-1}, \quad (5.386)$$

а P_r , ρ_r и T_r — давление, плотность и температура излучения соответственно. Если использовать современные значения ($t = t_0$)

$$\begin{aligned} \rho_r(t) &= \rho_{r0} = 4,4 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3, \\ T_r(t) &= T_{r0} = 2,7\text{К}, \end{aligned} \quad (5.387)$$

то с помощью формул (5.382) и (5.383) найдем, что плотности вещества и излучения были равны при критической температуре T_{rc} :

$$T_{rc} = \frac{\rho_{m0}}{\rho_{r0}} T_{r0} \approx 2,3 \cdot 10^5 q_0 h^2 [\text{К}], \quad (5.388)$$

которая соответствует красному смещению z_c :

$$z_c = \frac{T_{rc}}{T_{r0}} - 1 \approx 10^5 q_0 h^2 \quad (5.389)$$

и критическому моменту времени t_c :

$$t_c \approx \left(\frac{T_{r0}}{T_{rc}} \right)^2 t_0 \approx 10^{-10,5} q_0^{-2} h^{-4} t_0. \quad (5.390)$$

Используя далее уравнения (5.286) и (5.385), получаем

$$t_c \approx \left(\frac{c^2}{32\pi G a T_c^4} \right)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^2 q_0^{-2} h^{-4} [\text{лет}]. \quad (5.391)$$

При $t < t_c$ расширение описывается формулами (5.385) и (5.386), а при $t > t_c$ — формулами (5.383) и (5.384).

Гамов [155] предполагал, что современную распространенность элементов можно объяснить, если элементы образовывались на ранних стадиях расширения горячей Вселенной. Подобные расчеты были выполнены в работах [10—13]. Как описано в гл. 4, распространенность тяжелых элементов хорошо объясняется нуклеосинтезом в звездах, тогда как водород, гелий и, возможно, некоторые легкие элементы могли быть образованы на ранних стадиях расширения Вселенной. Как указали Хойл и Тейлер [216], современная светимость Галактики соответствует обращению в гелий всего лишь 2—3% водорода вследствие ядерных реакций в недрах звезд за время жизни Галактики. Определение содержания гелия в атмосферах и в недрах звезд, в планетарных туманностях, в новых, в межзвездной среде, во внегалактических системах приводит к близким значениям — около 25% по массе [101]. Если принять предположение Гамова [155] о реликтовом образовании гелия, то связь между временем и температурой дается уравнением (5.391):

$$t = \left(\frac{c^2}{32\pi G a T^4} \right)^{1/2} \approx 10^{20} T^{-2} [\text{с}]. \quad (5.392)$$

При высокой температуре вещество во Вселенной находится в термодинамическом равновесии и содержит фотоны, нейтрино, антинейтрино, электроны и позитроны. По мере остывания Вселенной первыми проаннигилировали мюоны при температуре 10^{12} К, затем электроны и позитроны. Нейтроны и протоны были в равновесии с другими частицами вплоть до

$$t \lesssim \tau \approx 10^{50} T^{-5} [\text{с}], \quad (5.393)$$

где τ — характерное время слабого взаимодействия. Используя уравнение (5.392), найдем, что в это время $T \approx 10^{10}$ К, и отно-

шение концентраций нейтронов и протонов примерно равно равновесному значению

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{kT}\right) = 0,22, \quad (5.394)$$

где Δm — разность масс нейтрона и протона, N_n и N_p — концентрация нейтронов и протонов соответственно. При взаимодействии нейтрона и протона образуется дейтерий, который впоследствии в результате реакции ядерного синтеза переходит в гелий. В конце концов большая часть нейтронов расходуется, причем каждая пара нейтронов образует одно ядро гелия, и ожидаемое обилие гелия есть

$$\frac{N(\text{He}^4)}{N(\text{He}^4) + N(\text{H})} = 0,36, \quad (5.395)$$

где $N(\text{He}^4)$ и $N(\text{H})$ — концентрации гелия и водорода соответственно. Доля гелия по массе $Y = 28\%$ получается в том случае, если содержание тяжелых элементов $Z = 0,02$. Подробные расчеты, включающие большое число различных возможных ядерных реакций, дают близкое значение Y (см. [216, 369, 522] и рис. 27).

Другая ключевая точка в истории Вселенной — это критический момент времени t_r , когда температура опускается достаточно низко, чтобы могла начаться рекомбинация водорода. Это значение температуры близко к 4000 К, и с помощью (5.392) получаем (ср. [370])

$$t_r \approx 10^{13} \text{с} \approx 10^5 \text{лет}, \quad (5.396)$$

что соответствует $z \approx 1500$. Затем при $t > t_r$ Вселенная становится прозрачной и излучение не влияет на движение вещества. Галактики не могли образоваться при $t < t_r$, поскольку в этот период вещество и излучение сильно взаимодействуют друг с другом посредством комптоновского рассеяния фотонов на электронах. Трудно, однако, представить себе процесс образования галактик, который был бы достаточно эффективен для того, чтобы все вещество оказалось в сконденсированном состоянии. Поэтому была выдвинута гипотеза, что может существовать межгалактический водород с концентрацией

$$N_{\text{IGG}} = \Omega N_c \approx 10^{-5} \Omega h^2 [\text{см}^{-3}], \quad (5.397)$$

где

$$q_0 = \frac{1}{2} \Omega \left(1 + \frac{3P_0}{\rho_0 c^2}\right) \approx \frac{\Omega}{2},$$

$$\rho_c = 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 [\text{г/см}^3].$$

Здесь $H_0 = 100h$ км/(с·Мпс). Значение критической плотности ρ_c , от которого зависит, является ли модель Вселенной закры-

той или открытой, дается формулой (5.381) для водорода, гелия и электронов. Методы обнаружения нейтрального межгалактического водорода рассматривались в гл. 2. Установлены следующие пределы:

$$\Omega_{\text{HI}} \leq 0,4h^{-1} \text{ или } N_{\text{HI}} \leq 5 \cdot 10^{-6}h [\text{см}^{-3}] \quad (5.398)$$

по изучению эмиссии в линии 21 см [376];

$$\Omega_{\text{HI}} \leq 2,7 \cdot 10^{-3}T_s h^{-1} \text{ или } N_{\text{HI}} \leq 3 \cdot 10^{-8}T_s h [\text{см}^{-3}] \quad (5.399)$$

по изучению поглощения в линии 21 см [374], где $3 \leq T_s \leq 30$ К согласно [263] (см. также обсуждение проблемы спиновой температуры T_s в [140, 141, 371]);

$$\Omega_{\text{HI}} \leq 4 \cdot 10^{-7}h^{-1} \text{ или } N_{\text{HI}} \leq 4,7 \cdot 10^{-12}h [\text{см}^{-3}] \text{ для } z \geq 2 \quad (5.400)$$

по отсутствию полосы поглощения в непрерывном спектре квазаров между $L\alpha\lambda = 1216 \text{ \AA}$ [169, 436, 480] и $L\alpha$, сдвинутой красным смещением;

$$\Omega_{\text{H}_2} \leq 7 \cdot 10^{-4}h^{-1} \text{ или } N_{\text{H}_2} \leq 4 \cdot 10^{-9}h [\text{см}^{-3}] \text{ для } z \geq 2 \quad (5.401)$$

по наблюдениям молекулярного водорода [144]. Все эти тесты показывают, что если межгалактический газ существует, то он, вероятно, ионизован вплоть до 0,01%. Как указывалось в гл. 4, мягкий рентгеновский фон может быть связан с тормозным излучением такого газа (ср. [42, 57, 143, 189, 534, 535]). Если $\Omega_{\text{IGG}} \approx 1$ и мягкий рентгеновский фон возникает при некотором красном смещении z , то для верхнего предела температуры имеем

$$T_{\text{IGG}}(z) \leq 10^6(1+z) [\text{K}], \quad (5.402)$$

где $T_0 = 10^6$ К — температура при $z = 0$. Подробные формулы для тормозного излучения горячего межгалактического газа можно найти в цитированных выше работах, а также в работах [142, 371, 437, 528].

В моделях Робертсона — Уокера, заполненных поглощающей средой с эффективным сечением поглощения $\sigma_a(\nu)$, излучение, испущенное на частоте ν_1 и принимаемое на частоте ν_0 , испытывает поглощение на частоте ν_a , если

$$\nu_0 \leq \nu_a \leq \nu_1, \quad (5.403)$$

$$I_a = \frac{1}{\nu_a} \int \sigma_a(\nu) d\nu \approx \frac{\sigma(\nu_a)}{\nu_a}.$$

Оптическая толщина $\tau(\nu_0)$ на принимаемой частоте ν_0 равна

$$\begin{aligned} \tau(\nu_0) &= \frac{\nu_0 N(t_a)}{\nu_a H_0} I_a \left(1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{\nu_a}{\nu_0}\right)^{-1/2} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_a}{kT(t_a)}\right)\right] \approx \\ &\approx \frac{N(t_0) \sigma(\nu_a)}{H_0 \nu_a} \frac{(1+z)^2}{(1+2q_0z)^{1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_a}{k(1+z)T(t_0)}\right)\right] \end{aligned} \quad (5.404)$$

для $\nu_a(1+z)^{-1} \leq \nu_0 \leq \nu_a$, где $z = (\nu_1/\nu_0) - 1$;

$$\tau(\nu_0) \approx 0 \text{ для } \nu_0 > \nu_a \text{ и } \nu_0 < \nu_a(1+z)^{-1}.$$

В этой формуле $N(t)$ — концентрация поглощающих атомов в момент t связана с современной концентрацией $N(t_0)$ соотношением

$$N(t) = N(t_0)(\nu/\nu_0)^3 = N(t_0)(1+z)^3, \quad (5.405)$$

где z — красное смещение, соответствующее частоте ν . Аналогично температура $T(t)$ есть

$$T(t) = T(t_0)(\nu/\nu_0) = T(t_0)(1+z). \quad (5.406)$$

Современное значение концентрации водорода $N(t_0)$ связано с критической плотностью и параметром Ω соотношением

$$N(t_0) = \frac{\Omega \rho_c}{m_H} = \frac{3\Omega H_0^2}{8\pi G m_H} \approx 4 \cdot 10^{-6} \Omega \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}} \right)^2, \quad (5.407)$$

где $\Omega = 2q_0$. Измеряя поглощение в интервале частот $\nu_a(1+z)^{-1} \leq \nu_0 \leq \nu_a$, можно получить оценки, даваемые формулами (5.399) и (5.400).

Если межгалактическая среда ионизована, то оптическая толщина $\tau(z)$, обусловленная томсоновским рассеянием излучения от источника с красным смещением z , определяется, согласно [34, 35, 393]¹⁾, соотношением

$$\tau(z) = \frac{\sigma_T c N_{e0}}{3H_0 q_0^2} [(3q_0 + q_0 z - 1)(1 + 2q_0 z)^{1/2} - (3q_0 - 1)] \quad (5.408)$$

для $q_0 = \Omega/2 \neq 0$ и $\tau(z) = (\sigma_T c N_{e0}/2H_0)(1+z)^2$ для $q_0 = 0$. Здесь томсоновское сечение рассеяния $\sigma_T = 6,652 \times 10^{-25} \text{ см}^2$, N_{e0} — концентрация электронов, даваемая формулой (5.407), и коэффициент в выражении для $\tau(z)$ равен

$$\frac{H_0 \sigma_T c}{4\pi G m_H q_0} = \frac{\sigma_T c N_{e0}}{3H_0 q_0^2} \approx \frac{0,035}{q_0} \frac{H_0}{75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}}. \quad (5.409)$$

В ионизованной межгалактической среде вследствие дисперсии происходит задержка сигнала на время Δt , которое для принимаемой частоты ν_0 есть [170, 528]

$$\Delta t = \frac{[\nu_p(t_0)]^2}{2q_0 \nu_0^2 H_0} [(1 + 2q_0 z)^{1/2} - 1] \approx 10^{20} \frac{1}{\nu_0^2} [(1+z)^{1/2} - 1] [\text{с}] \text{ при } \Omega = 1, \quad (5.410)$$

где z — красное смещение источника, $\Omega = 2q_0$, $\nu_p(t_0)$ — плазменная частота при $z = 0$, определяемая соотношением

$$\nu_p(t_0) = \left[\frac{e^2 N_e(t_0)}{\pi m_e} \right]^{1/2} \approx 8,97 \cdot 10^3 [N_e(t_0)]^{1/2} [\text{Гц}], \quad (5.411)$$

¹⁾ См. также Н. С. Кардашев, Г. Б. Шоломицкий, *Астрон. цирк*, № 318 (1965). — *Прим. ред.*

где $N_e(t_0)$ — современная концентрация электронов, выраженная в см^{-3} , определяемая формулой (5.407).

Тормозное поглощение межгалактическим газом может быть существенно для низкочастотного радиоизлучения, и если электронная температура T_e была постоянна вплоть до красного смещения z , то оптическая толща $\tau(z)$ определяется соотношением [301, 437]

$$\tau(z) = \frac{2\tau_0}{\Omega^3} \times \left\{ (1 + \Omega z)^{1/2} \left[\frac{1}{5} (1 + \Omega z)^2 + \frac{2}{3} (\Omega - 1)(1 + \Omega z) + (\Omega - 1)^2 \right] - \Omega^2 + \frac{4}{3} \Omega - \frac{8}{15} \right\}, \quad (5.412)$$

где

$$\tau_0 = 2 \cdot 10^{11} \left(\frac{\Omega}{v} \right)^2 \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{-3/2}$$

и $\Omega \approx 2q_0$. Для больших красных смещений $\tau(z)$ изменяется пропорционально $(1+z)^{3/2}$. Шойер [437] дал соответствующие формулы для оптической толщи и температуры при тормозном излучении в модели стационарной Вселенной, а также для адиабатически и изотермически расширяющейся среды.

Ньютон [336] в своем знаменитом письме к Бентли впервые предположил, что в бесконечной Вселенной вещество под действием гравитации будет сгущаться и образовывать наблюдаемые массы. Джинс [235] (см. гл. 3), используя линейную теорию возмущений в идеальной жидкости, показал, что флуктуации с длиной волны λ , превышающей критическое значение,

$$\lambda_J = \left(\frac{\pi s^2}{G\rho} \right)^{1/3} = \left(\frac{5}{3} \frac{\pi k T}{G\rho m_H} \right)^{1/3}, \quad (5.413)$$

неустойчивы по отношению к гравитационному коллапсу. В этой формуле s — скорость звука, равная $[5kT/(3m_H)]^{1/2}$ для одноатомного газа с температурой T , m_H — масса атома водорода, $\rho = Nm_H$ — плотность газа. Для масс M , превосходящих критическую массу Джинса

$$M_J = \frac{\pi}{6} \rho \lambda_J^3 \approx \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \left(\frac{5kT}{G} \right)^{1/2} N^{-1/2} m_H^{-2}, \quad (5.414)$$

сжатие вещества под действием самогравитации не может быть остановлено внутренним давлением газа, и происходит гравитационный коллапс. Флуктуации с характерным размером $\lambda < \lambda_J$ будут стабилизированы градиентом давления и будут осциллировать подобно звуковым волнам. Флуктуации с характерным

размером $\lambda > \lambda_J$ будут экспоненциально расти со временем, причем максимальная скорость роста равна

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto \exp\left[\frac{st}{\lambda_J}\right], \quad (5.415)$$

где $\Delta\rho$ — возмущение плотности ρ .

Теория Джинса [235] применима к образованию галактик в статической Вселенной. Леметр [291] рассмотрел гравитационную неустойчивость в расширяющейся Вселенной с отличной от нуля космологической постоянной ($\Lambda \neq 0$), а Лифшиц [295] построил классическую теорию развития малых возмущений в однородной изотропной расширяющейся Вселенной с $\Lambda = 0$. Для модели Эйнштейна — де Ситтера с $\Lambda = 0$ Лифшиц нашел

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto t^{2/3} \propto R(t) \propto (1+z)^{-1}. \quad (5.416)$$

Этот результат, впоследствии полученный и в ньютоновском приближении [54], справедлив в период после рекомбинации $t > t_r \approx 10^5 q_0^{-1/2}$ [лет], когда Вселенная описывается моделью Эйнштейна [131], в которой преобладает вещество (Вселенная, заполненная пылью). В этом случае применимы уравнения (5.383) и (5.384), и мы имеем

$$\begin{aligned} \lambda_J &\approx 0,046T^{1/2}h^{-1} [\text{Мпс}] \propto [R(t)]^{-1/2} \propto t^{-1/2} \quad \text{для } t > t_r, \\ M_J &\approx 10^5 T^{3/2} h^{-1} M_\odot \propto [R(t)]^{-3/2} \propto t^{-2} \quad \text{для } t > t_r, \end{aligned} \quad (5.417)$$

где $1 \text{ Мпс} = 3 \cdot 10^{24} \text{ см}$, масса Солнца $M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$, постоянная Хаббла $H_0 = 100h \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$, и мы предполагаем $\rho = \rho_c = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$. Здесь M_J — минимальное значение массы, которая может свободно сжиматься после рекомбинации. Как отметил Лифшиц [295], проблема состоит не столько в получении масс, близких к массам астрономических объектов, сколько в необходимости предполагать сравнительно большие значения $\Delta\rho/\rho$ в прошлом, для того чтобы получить $\Delta\rho/\rho \approx 1$ в настоящее время. Если z_0 — момент, когда $\Delta\rho/\rho = 1$, то ожидаемые флуктуации температуры, согласно оценкам Зельдовича и Сюняева [503],

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5} \left(\frac{M\Omega^{1/2}}{10^{15} M_\odot} \right)^{2/3} (1+z_0) \quad (5.418)$$

для масс $M < 10^{15} \Omega^{1/2} M_\odot$, имеющих угловые размеры

$$\theta \approx 10 \left(\frac{M\Omega^2}{10^{15} M_\odot} \right)^{1/3} [\text{угловых минут}]. \quad (5.419)$$

На ранних стадиях эволюции при $t < t_c \approx 500q_0^{-2}$ [лет] когда вещество и излучение связаны, скорость звука определяется соотношением

$$s = \frac{c}{\sqrt{3}} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho_m}{\rho_r} \right)^{-1/2} \approx \frac{c}{\sqrt{3}}, \quad (5.420)$$

где ρ_m — плотность вещества, $\rho_r = aT^4$ — плотность энергии излучения. На этой стадии плотность излучения превосходит плотность вещества, и возмущения плотности возрастают с течением времени по закону

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto t \propto R^2(t) \propto (1+z)^{-2}. \quad (5.421)$$

Снова мы приходим к противоречию, поскольку возмущения возрастают со временем только линейно, но $\Delta\rho/\rho = 1$ в современную эпоху и $\Delta\rho/\rho \ll 1$ в прошлом, что следует из однородности реликтового излучения. Тем не менее для полноты картины дадим формулу для массы Джинса до рекомбинации [528]:

$$M_J = \frac{2\pi^{5/2} k^2 \sigma^2}{9a^{1/2} m_H^2 G^{3/2} (1 + \sigma k T / m_H)^3} \text{ при } t < t_r, \quad (5.422)$$

$$M_J \approx 9,06 \sigma^2 \left(1 + \frac{\sigma k T}{m_H} \right)^{-3} M_\odot,$$

где

$$\sigma = \frac{4aT^3}{3Nk}.$$

a — постоянная излучения, m_H — масса водорода, $\rho_m = Nm_H$ — плотность вещества, T — температура излучения. При $t = t_c \approx \approx 500q_0^{-2}$ [лет] масса Джинса несколько меньше массы, заключенной внутри горизонта:

$$M_J \approx M_H \approx 10^{11} t^{3/2} M_\odot \approx 10^{31} T^{-3} M_\odot \text{ при } t < t_c, \quad (5.423)$$

где t — характерное время расширения в годах и T — температура излучения в кельвинах.

В интервале $t_c \leq t \leq t_r$ масса Джинса постоянна и примерно равна

$$M_J \approx 10^{15} q_0^{-2} M_\odot, \quad (5.424)$$

и в масштабах $M < M_J$ флуктуации существуют в виде звуковых волн. В течение этой стадии диссипативные процессы подавляют мелкомасштабные флуктуации, и колебания в масштабах, характеризующихся массой M , меньшей критической массы M_c [481, 528]:

$$M_c \approx \frac{32\pi^4}{3} \left(\frac{4m_H}{45\sigma T} \right)^{3/2} (15,5\pi a T^4 G)^{-3/4} (N_r m_H)^{-1/2} \approx 10^{12} q_0^{-5/4} M_\odot, \quad (5.425)$$

затухают к моменту начала рекомбинации водорода. Здесь $\sigma_T = 6,652 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение, и индекс r обозначает момент рекомбинации водорода. Например, если современная плотность вещества равна 10^{-30} г/см^3 , то флуктуации, сохранившиеся к моменту рекомбинации, характеризуются массой около $10^{12} M_\odot$, т. е. это масса большой галактики.

В работе Лифшица [295] подчеркивалось, что в период преобладания излучения, если пренебречь вязким затуханием, то любые исходные вихревые скорости будут сохраняться и проявятся в момент расщепления излучения и вещества. В работах Вейцекера [529] и Гамова [157] высказано предположение, что галактики могли образоваться в турбулентной среде. Тогда очень медленный рост адиабатических возмущений более не является препятствием. Предполагается [358], что в течение стадии преобладания излучения существовали крупномасштабные дозвуковые движения с числом Рейнольдса

$$Re = vrv^{-1} \approx 5 \cdot 10^5 \Omega^2 \left(\frac{v_c}{c}\right)^2 \left(\frac{z}{z_c}\right), \quad (5.426)$$

где v — турбулентная скорость, r — физический масштаб, z — красное смещение, Ω — отношение средней плотности Вселенной к критической плотности в моделях Фридмана, индекс c обозначает момент времени, когда плотность вещества ρ_m равнялась плотности излучения ρ_r , $z_c = 2 \cdot 10^4 \Omega$ и v — кинематический коэффициент вязкости [287]

$$v = \frac{4}{15} \frac{m_p}{\sigma_T \rho_m} \frac{c \rho_r}{\rho_r + \rho_m}, \quad (5.427)$$

где σ_T/m_p — непрозрачность. Вихревые движения с характерным размером меньше $(vt)^{1/2}$ диссипируют вследствие вязкости, так что к моменту t сохраняются вихри, характеризующиеся массой [434]

$$\begin{aligned} M &\geq \frac{4\pi}{3} \rho_m (vt)^{3/2}, \\ &\geq 10^{9,8} \Omega^{-11/4} M_\odot \text{ при } t = t_r \text{ и } \Omega > 10^{-1,1}, \\ &\geq 10^{12,2} \Omega^{-1/2} M_\odot \text{ при } t = t_r \text{ и } \Omega < 10^{-1,1}. \end{aligned} \quad (5.428)$$

Предполагалось [357, 529], что на стадии преобладания излучения возникает колмогоровский спектр характерных размеров λ вихрей и что возмущения $\Delta\rho$ плотности ρ и турбулентной скорости v удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto \lambda^{-2}, \quad v \propto \lambda^{1/2}. \quad (5.429)$$

Дальнейшее рассмотрение турбулентной теории образования галактик можно найти в работах [182, 352, 371]. Альтернативные теории образования галактик с учетом антивещества обсуждаются в работах [8, 181, 262, 346]¹⁾.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abell G. O.*, The distribution of rich clusters of galaxies, *Astrophys. J. Suppl.*, **3**, No. 31, 211 (1958).
2. *Abell G. O.*, Membership of clusters of galaxies, *Problems in extra-galactic research*, ed. G. C. McVittie, New York, Macmillan, 1962. (Русский перевод: в сб. «Наблюдательные основы космологии», изд-во «Мир», М., 1965.)
3. *Abell G. O.*, Clustering of galaxies, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **3**, 1 (1965).
4. *Abt H. A.*, *Biggs E. S.*, Bibliography of stellar radial velocities, New York, Latham Press and Kitt Peak National Observatory, 1972.
5. *Adams W. S.*, The relativity displacement of the spectral lines in the companion of Sirius, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **11**, 382 (1925).
6. *Adams W. S.*, *Kohlschutter A.*, Some spectral criteria for the determination of absolute stellar magnitudes, *Astrophys. J.*, **40**, 385 (1914).
7. *Adams W. S.*, *Joy A. H.*, *Humason M. L.*, *Brayton A. M.*, The spectroscopic absolute magnitudes and parallaxes of 4179 stars, *Astrophys. J.*, **81**, 188 (1935).
8. *Alfvén H.*, Plasma physics applied to cosmology, *Phys. Today*, **24**, 28 (1971).
9. *Allen C. W.*, Astrophysical quantities, University London, Athlone Press, 1963. (Русский перевод 1-го издания: К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.)
10. *Alpher R. A.*, *Bethe H. A.*, *Gamov G.*, The origin of the chemical elements, *Phys. Rev.*, **73**, 803 (1948).
11. *Alpher R. A.*, *Herman R. C.*, Evolution of the universe, *Nature*, **162**, 774 (1948).
12. *Alpher R. A.*, *Herman R. C.*, Theory of the origin and relative abundance distribution of the elements, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 153 (1950).
13. *Alpher R. A.*, *Follin J. W.*, *Herman R. C.*, Physical conditions in the initial stages of the expanding universe, *Phys. Rev.*, **92**, 1347 (1953).
14. *Ambartsumian V. A.*, On the evolution of galaxies, *La structure et l'évolution l'univers*, Institut International de Physique Solvay, ed. R. Stoops, Bruxelles, Coodenberg, 1958. (См. *В. А. Амбарцумян*, *Научные труды*, т. 2, изд-во АН Армянской ССР, Ереван, 1960.)
15. American ephemeris and nautical almanac, U. S. Gov't Print. Off. Wash., 1971.
16. *Anders E.*, Meteorite ages, The moon, meteorites, and comets, The solar system IV, eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1963.
17. *Anderson J. D.*, *Efron J. D.*, *Wong S. K.*, Martian mass and earth-moon mass ratio from coherent s-band tracking of mariners 6 and 7, *Science*, **167**, 277 (1970).
18. *Arnett W. D.*, Gravitational collapse and weak interactions, *Can. J. Phys.*, **44**, 2553 (1966).

¹⁾ Обзоры различных теорий образования галактик можно найти в книге «Образование галактик и звезд», изд-во «Наука», 1976. См также: *Jones B. J.*, *Rev. Mod. Phys.*, **48**, 107 (1976); *Gott A. A.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **15** (1977); *Proc. IAU, Symp. No. 70*, Tallin, 1977. — *Прим. ред.*

19. *Arnett W. D.*, Mass dependence in gravitational collapse of stellar cores, *Can. J. Phys.*, **45**, 1621 (1967).
20. *Arnett W. D.*, On supernova hydrodynamics, *Astrophys. J.*, **153**, 341 (1968).
21. *Arnett W. D.*, *Cameron A. G. W.*, Supernova hydrodynamics and nucleosynthesis, *Can. J. Phys.*, **45**, 2953 (1967).
22. *Arp H. C.*, The Hertzsprung — Russell diagram. In: *Handbuch der Physik*, vol. LI: *Astrophysics II, Stellar structure*, ed. S. Flügge, 75, Berlin — Göttingen — Heidelberg, Springer, 1958.
23. *Arp H.*, The globular cluster M 5, *Astrophys. J.*, **135**, 311 (1962).
24. *Arp H.*, The effect of reddening on the derived ages of globular clusters and the absolute magnitudes of RR Lyrae Cepheids, *Astrophys. J.*, **135**, 971 (1962).
25. *Arp H.*, Globular clusters in the Galaxy, *Galactic structure, Stars and stellar systems V*, eds. A. Blaauw, M. Schmidt, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1965.
26. *Ash M. E.*, *Shapiro I. I.*, *Smith W. B.*, Astronomical constant and planetary ephemeris deduced from radar and optical observations, *Astron. J.*, **72**, 338 (1967).
27. *Ash M. E.*, *Shapiro I. I.*, *Smith W. B.*, The system of planetary masses, *Science*, **174**, 551 (1971).
28. *Aston F. W.*, The mass-spectrum of uranium lead and the atomic weight of protactinium, *Nature*, **123**, 313 (1929).
29. *Baade W.*, Über eine Möglichkeit die Pulsationstheorie der Cephei — Veränderlichen zu prüfen, *Astron. Nach.*, **228**, 359 (1926).
30. *Baade W.*, The resolution of Messier 32, NGC 205, and the central region of the Andromeda nebula, *Astrophys. J.*, **100**, 137 (1944).
31. *Baade W.*, Commission des nebuleuses, *Trans. Int. Astron. Union*, **8**, 397 (1952).
32. *Baade W.*, *Swope H. H.*, The palomar survey of variables in M 31, *Astron. J.*, **60**, 151 (1955).
33. *Baade W.*, *Zwicky F.*, On super-novae, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **20**, 254 (1934).
34. *Bahcall J. N.*, *May R. M.*, Electron scattering and tests of cosmological models, *Astrophys. J.*, **152**, 37 (1968).
35. *Bahcall J. N.*, *Salpeter E. E.*, On the interaction of radiation from distant sources with the intervening medium, *Astrophys. J.*, **142**, 1677 (1965).
36. *Bardeen J. M.*, *Press W. H.*, *Teukolsky S. A.*, Rotating black holes: Locally nonrotating frames, energy extraction, and scalar synchrotron radiation, *Astrophys. J.*, **178**, 347 (1973).
37. *Bardeen J. M.*, *Wagoner R. V.*, Uniformly rotating disks in general relativity, *Astrophys. J.*, **158**, L 65 (1969).
38. *Bardeen J. M.*, *Wagoner R. V.*, Relativistic disks: I. Uniform rotation, *Astrophys. J.*, **167**, 359 (1971).
39. *Baum W. A.*, Meeting of the Royal Astronomical Society Friday May 12, 1961, *Observatory*, **81**, 114 (1961).
40. *Baum W. A.*, The diameter-redshift relation, *External galaxies and quasi-stellar objects*, I. A. U. Symp. No. 44, ed. D. S. Evans, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1972.
41. *Beall E. F.*, Measuring the gravitational interaction of elementary particles, *Phys. Rev.*, **D1**, 961 (1970).
42. *Bergeron J. E.*, Étude des Possibilités d'existence d'un Plasma Intergalactique Dense, *Astron. Astrophys.*, **3**, 42 (1969).
43. *van den Bergh S.*, A preliminary luminosity classification for galaxies of type Sb, *Astrophys. J.*, **131**, 558 (1961).
44. *Bessel F. W.*, *Rath H. G.*, Bestimmung der Entfernung des 61 Sterns des Schwans, *Astron. Nach.*, **16**, No. 356 (1839).

45. *Birkhoff G. D.*, Relativity and modern physics, Cambridge, Mass., Harvard University Press, 1923.
46. *Bixby J. E., van Flandern T. C.*, The diameter of Neptune, *Astron. J.*, **74**, 1220 (1969).
47. *Blaauw A., Gum C. S., Pawsey J. L., Westerhout G.*, The new I. A. U. system of galactic coordinates, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **121**, 123 (1960).
48. *Blamont J. E., Roddier F.*, Precise observation of the profile of the Fraunhofer strontium resonance line, evidence for the gravitational redshift on the Sun, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 437 (1961).
49. *Blanco V. M., McCuskey S. W.*, Basic physics of the solar system, Reading, Mass., Addison-Wesley, 1961.
50. *Bode J. E.*, Anleitung zur Kenntnis des gestirnten Himmels, 1772.
51. *Bok B. J.*, The time-scale of the universe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 61 (1946).
52. *Boltzman L.*, Über eine von Hrn. Bartoli entdeckte Beziehung der Wärmestrahlung zum zweiten Hauptsatze *Ann. Phys.*, **31**, 291 (1884).
53. *Bondi H., Gold T.*, The steady-state theory of the expanding universe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **108**, 252 (1948).
54. *Bonner W. B.*, Jeans formula for gravitational instability, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **117**, 104 (1957).
55. *Borgman J., Boggess A.*, Interstellar extinction in the middle ultraviolet, *Astrophys. J.*, **140**, 1636 (1964).
56. *Boss L.*, Precession and solar motion, *Astron. J.*, **26**, 95 (1910).
57. *Bowyer C. S., Field G. B., Mack J. E.*, Detection of an anisotropic soft X-ray background flux, *Nature*, **217**, 32 (1968).
58. *Boyer R. H., Linquist R. W.*, Maximal analytic extension of the Kerr metric, *J. Math. Phys.*, **8**, 265 (1967).
59. *Bradley J.*, A new apparent motion in the fixed stars discovered, its cause assigned, the velocity and equable motion of light deduced, *Phil. Trans.*, **6**, 149 (1728).
60. *Bradley J.*, An apparent motion in some of the fixed stars, *Phil. Trans.*, **10**, 32 (1748).
61. *В. В. Брагинский, В. И. Панов*, Проверка эквивалентности инертной и гравитационной масс, *ЖЭТФ*, **61**, 875 (1971).
62. *Brandt J. C.*, On the distribution of mass in galaxies I. The large scale structure of ordinary spirals with application to M 31; II. A discussion of the mass of the Galaxy, *Astrophys. J.*, **131**, 293, 553 (1960).
63. *Brandt J. C., Belton M. J. S.*, On the distribution of mass in galaxies. III. Surface densities, *Astrophys. J.*, **136**, 352 (1962).
64. *Brans C., Dicke R. H.*, Mach's principle and a relativistic theory of gravitation, *Phys. Rev.*, **124**, 925 (1961).
65. *Braut J.*, Gravitational redshift of solar lines, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **8**, 28 (1963).
66. *Bridle A. H., Davis M. M., Formalont E. B., Lequeux J.*, Counts of intense extragalactic radio sources at 1,400 MHz, *Nature Phys. Sci.*, **235**, 135 (1972).
67. *Brown E. W.*, Tables of the motion of the moon, New Haven, 1919 (cf. An introductory treatise on lunar theory, New York, Dover, 1960).
68. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.*, Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957).
69. *Burbidge G. R., Burbidge E. M.*, Stellar evolution, *Handbuch der Physik*, Vol. LX: Astrophysics II: Stellar Structure, ed. S. Flügge, Berlin — Göttingen — Heidelberg, Springer 1958, p. 134.
70. *Burbidge G. R., Burbidge E. M.*, Galaxies and the universe, Stars and stellar systems IX, ed. A. R. Sandage, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1974.

71. *Burton W. B.*, Galactic structure derived from neutral hydrogen observations using kinetic models based on the density wave theory, *Astron. Astrophys.*, **10**, 76 (1971).
72. *Burton W. B.*, The large-scale distribution of neutral hydrogen, Galactic and extra-galactic radio astronomy eds. G. Verschuur, K. J. Kellerman, Heidelberg — New York, Springer 1974. (Русский перевод: «Галактическая и внегалактическая астрономия», изд-во «Мир», М., 1976, стр. 133.)
73. *Cannon A. J., Pickering E. C.*, The Henry Draper catalogue, *Ann. Harvard Coll. Obs.*, **91—99** (1918—1924).
74. *Carter B.*, Axisymmetric black hole has only two degrees of freedom, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 331 (1971).
75. *Cassini M.*, Recherche de la parallaxe du Soleil par le moyen de celle de Mars observé a même temps a Paris and en Caiene, Ouvrage D-Astronomie, 1672.
76. *Cavendish H.*, Experiments to determine the density of the earth, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **88**, 469 (1798).
77. *Chandrasekhar S.*, The highly collapsed configurations of a stellar mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **95**, 207 (1935).
78. *Chandrasekhar S.*, Dynamical instability of gaseous masses approaching the Schwarzschild limit in general relativity, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 114 (1964).
79. *Chandrasekhar S.*, The dynamical instability of gaseous masses approaching the Schwarzschild limit in general relativity, *Astrophys. J.*, **140**, 417 (1964).
80. *Chapman G. A., Ingersoll A. P.*, Photospheric faculae and the solar oblateness, A reply to «Faculae and the solar oblateness» by R. H. Dicke, *Astrophys. J.*, **183**, 1005 (1973).
81. *Charlier C. V. L.*, Wie eine unendliche Welt aufgebaut sein kann, *Ark. Mat. Astron. Phys.*, **4**, No. 24 (1908).
82. *Charlier C. V. L.*, How an infinite world may be built up, *Arkiv. Nat. Astron. Phys.*, **16**, No. 22 (1922).
83. *de Chéseaux J. P.*, Traité de la comète qui a paru en Decembre 1743 et en Janvier, Fevrier et Mars 1744, Lussanne et Geneve, Michel Bouguet et Compagnie, 1744; нужное приложение перепечатано в Dickson (1968), Jaki (1969).
84. *Chincarini G., Rood H. J.*, Dynamics of the Perseus cluster of galaxies, *Astrophys. J.*, **168**, 321 (1971).
85. *Christy R. F.*, Energy transport in the hydrogen ionization zone of giant stars, *Astrophys. J.*, **136**, 887 (1962).
86. *Christy R. F.*, Pulsation theory. *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **4**, 353 (1966).
87. *Christy R. F.*, A study of pulsation in RR Lyrae models, *Astrophys. J.*, **144**, 108 (1966).
88. *Clairaut A. C.*, Théorie de la figure de la terre, tirée des principes de l'hydrostatique: par Clairaut de l'Academie Royale des Sciences et de la Societe Royale de Londres, Paris, Du monde 1743. (Русский перевод: А. Клеро, Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики, изд-во АН СССР, М., 1947.)
89. *Clayton D. D.*, Cosmoradiogenic chronologies of nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, **139**, 637 (1964).
90. *Clayton D. D.*, Isotropic composition of cosmic importance, *Nature*, **224**, 56 (1969).
91. *Clemence G. M.*, The system of astronomical constants, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **3**, 93 (1965).
92. *Clerke A. M.*, The system of the stars, London, Black, 1905.
93. *Colgate S. A., White R. H.*, The hydrodynamic behavior of supernovae explosions, *Astrophys. J.*, **143**, 626 (1966).

94. *Collinder P.*, On structural properties of open galactic clusters and their spatial distribution, *Lund Obs. Ann.*, No. 2 (1931).
95. *Conklin E. K., Bracewell R. N.*, Isotropy of cosmic background radiation at 10,690 MHz, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 614 (1967).
96. *Corwin H. G.*, Notes on the Hercules cluster of galaxies, *P. A. S. P.*, **83**, 320 (1971).
97. *Cox A. N., Stewart J. N.*, Roseland opacity tables for population II composition, *Astrophys. J. Suppl.*, No. 174, **19**, 261 (1970).
98. *Cox J. P., Giuli R. T.*, Principles of stellar structure, New York, Gordon and Breach, 1968.
99. *Crawford D. F., Jauncey D. L., Murdoch H. S.*, Maximum-likelihood estimation of the slope from number-flux-density counts of radio sources, *Astrophys. J.*, **162**, 405 (1970).
100. *Dabbs J. W. T., Harvey J. A., Paya D., Horsmann H.*, Gravitational acceleration of free neutrons, *Phys. Rev.*, **139**, B 756 (1965).
101. *Danziger I. J.*, The cosmic abundance of helium, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **8**, 161 (1970).
102. *Delhaye J.*, Solar motion and velocity distribution of common stars, Galactic structure, Stars and stellar systems V. eds. A. Blaauw, M. Schmidt, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1965.
103. *Demarque P., Mengel J. G., Aizenman M. L.*, The early evolution of population II stars, II, *Astrophys. J.*, **163**, 37 (1971).
104. *Dicke R. H.*, Mach's principle and invariance under transformation of units, *Phys. Rev.*, **125**, 2163 (1962).
105. *Dicke R. H.*, The Sun's rotation and relativity, *Nature*, **202**, 432 (1964).
106. *Dicke R. H.*, The age of the Galaxy from the decay of uranium, *Astrophys. J.*, **155**, 123 (1969).
107. *Dicke R. H., Goldenberg H. M.*, Solar oblateness and general relativity, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 313 (1967).
108. *Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G., Wilkinson D. T.*, Cosmic black-body radiation, *Astrophys. J.*, **142**, 414 (1965).
109. *Dickson F. P.*, The bowl of the night, Cambridge, Mass., M. I. T. Press, 1968.
110. *Dirac P. A. M.*, The cosmological constants, *Nature*, **139**, 323 (1937).
111. *Dirac P. A. M.*, A new basis for cosmology, *Proc. Roy. Soc. London*, **A165**, 199 (1938).
112. *Dollfus A.*, New optical measurements of the diameters of Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune, *Icarus*, **12**, 101 (1970).
113. *Doppler C.*, Über d. farbige Licht d. Dopplersterne u. s. w., *Abhandlungen d. k. Böhm. Gessel. Wiss.*, **2**, 467 (1842).
114. *Dufay I.*, Introduction to astrophysics, The stars, London, G. Newnes, 1964.
115. *Duncan J. C.*, Three variable stars and a suspected novae in the spiral nebula M 33 Trianguli, *P. A. S. P.*, **34**, 290 (1922).
116. *Duncan R. A.*, Jupiters rotation. *Planet Space Sci.*, **19**, 391 (1971).
117. *Dyce R. B., Pettengill G. H., Shapiro I. I.*, Radar determinations of the rotations of Venus and Mercury, *Astron. J.*, **72**, 351 (1967).
118. *Dyson F. W., Eddington A. S., Davidson C.*, A determination of the deflection of light by the sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of May 29, 1919, *Phil. Trans.* **A220**, 291 (1920).
119. *Eddington A. S.*, The systematic motions of stars of Professor Boss's Preliminary General Catalogue, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 4 (1910).
120. *Eddington A. S.*, The total eclipse of 1919 May 29 and the influence of gravitation on light, *Observatory*, **42**, 119 (1919).
121. *Eddington A. S.*, The mathematical theory of relativity, Cambridge University Press, 1923.
122. *Eddington A. S.*, A comparison of Whitehead's and Einstein's formulæ, *Nature*, **113**, 192 (1924).

123. *Eddington A. S.*, On the relation between the masses and luminosities of the stars, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **84**, 308 (1924).
124. *Eddington A. S.*, The internal constitution of the stars, Cambridge, Cambridge University Press, New York, Dover, 1926.
125. *Eddington A. S.*, On the instability of Einstein's spherical world, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **90**, 668 (1930).
126. *Edlén B.*, The dispersion of standard air, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 339 (1953).
127. *Ehlers J., Geren P., Sachs R. K.*, Isotropic solutions to the Einstein — Liouville equations, *J. Math. Phys.*, **9**, 1344 (1968).
128. *Einstein A.*, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Ann. Physik*, **17**, 891 (1905). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. I, изд-во «Наука», М., 1965.)
129. *Einstein A.*, Über den Einfluss der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes, *Ann. Physik*, **35**, 898 (1911). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. I, изд-во «Наука», М., 1965.)
130. *Einstein A.*, Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie, *Ann. Physik*, **49**, 769 (1916). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. I, изд-во «Наука», М., 1965.)
131. *Einstein A.*, Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie, *Acad. Wiss.*, **1**, 142 (1917). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. I, изд-во «Наука», М., 1965.)
132. *Einstein A.*, Spielen Gravitationsfelder in Aufbau der materiellen Elementarteilchen eine wesentliche Rolle?, *Acad. Wiss.*, **1**, 349 (1919). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. I, изд-во «Наука», М., 1965.)
133. *Einstein A., de Sitter W.*, On the relation between the expansion and the mean density of the universe, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **18**, 213 (1932).
134. *Encke J. F.*, Die Entfernung der Sonne: Fortsetzung, 1824, and Berlin Abhandlungen 295 (1835).
135. *Eötvös R.*, Über die Anziehung der Erde auf verschiedene Substanzen, *Math. Nat. Ber. Ungarn*, **8**, 65 (1889).
136. *Essen L.*, The measurement of time, *Vistas in astronomy XI*, ed. A. Beer, New York, Pergamon Press, 1969.
137. *Esternann I., Simpson O. C., Stern O.*, The free fall of molecules, *Phys. Rev.*, **53**, 947 (1938).
138. *Etherington I. M. H.*, On the definition of distance in general relativity, *Phil. Mag.*, **15**, 761 (1933).
139. Explanatory supplement of the american ephemeris and nautical almanac, London, H. M. S. O., 1961.
140. *Field G. B.*, An attempt to observe neutral hydrogen between the galaxies, *Astrophys. J.*, **129**, 525 (1959).
141. *Field G. B.*, Absorption by intergalactic hydrogen, *Astrophys. J.*, **135**, 684 (1962).
142. *Field G. B.*, Intergalactic matter, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 227 (1972).
143. *Field G. B., Henry R. C.*, Free-free emission by intergalactic hydrogen, *Astrophys. J.*, **140**, 1002 (1964).
144. *Field G. B., Solomon P. M., Wampler E. J.*, The density of intergalactic hydrogen molecules, *Astrophys. J.*, **145**, 351 (1966).
145. *Fish R. A.*, A mass-potential-energy relationship in elliptical galaxies and some inferences concerning the formation and evolution of galaxies, *Astrophys. J.*, **139**, 284 (1964).
146. *van Flandern T. C.*, The rate of change of G, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **170**, 333 (1975).
147. *Forbes E. G.*, The Einstein effect and the observed solar redshifts, *Observatory*, **90**, 149 (1970).

148. *Fowler W. A.*, The stability of supermassive stars, *Astrophys. J.*, **144**, 180 (1966).
149. *Fowler W. A.*, New observations and the old nucleocosmochronologies, *Cosmology, fusion, and other matter, a memorial to George Gamov*, ed. F. Reines, Boulder, Colorado, Colorado Ass. University Press, 1972.
150. *Fowler W. A.*, *Hoyle F.*, Nuclear cosmochronology, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **10**, 280 (1960).
151. *Fricke W.*, *Kopff A.*, The fourth fundamental catalogue (FK 4), Veroff./Astron. Rechen-Institut. Heidelberg, No. 10, 11, Karlsruhe, Braun, 1963.
152. *Friedmann A.*, Über die Krümmung des Raumes, *Z. Physik*, **10**, 377 (1922). (См. А. А. Фридман, Избранные труды, изд-во «Наука», М., 1966.)
153. *Friedmann A.*, Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes, *Z. Physik*, **21**, 326 (1924). (См. А. А. Фридман, Избранные труды, изд-во «Наука», М., 1966.)
154. *Gallouet L.*, *Heidmann N.*, Optical positions of bright galaxies, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **3**, 325 (1971).
155. *Gamov G.*, Expanding universe and the origin of the elements, *Phys. Rev.*, **70**, 572 (1946).
156. *Gamov G.*, The origin of the elements and the separation of galaxies, *Phys. Rev.*, **74**, 505 (1948).
157. *Gamov G.*, The role of turbulence in the evolution of the universe, *Phys. Rev.*, **86**, 251 (1952).
158. *Gauss C. F.*, *Theoria Motus...* (Русский перевод: К. Ф. Гаусс, Теория движения небесных тел, обращающихся вокруг Солнца по коническим сечениям, Догель, М., 1861.)
159. *Генкин И. Л.*, *Генкина Л. М.*, Новая зависимость «масса — светимость» для эллиптических галактик, *Астрон. ж.*, **46**, 1128 (1969).
160. *Giacconi R.*, *Gursky H.*, *Paolini F. R.*, *Rossi B. V.*, Evidence for X-rays from sources outside the solar system, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 439 (1962).
161. *Glanfield J. R.*, *Cameron M. J.*, Optical positions of bright galaxies south of +20 declination, *Austral. J. Phys.*, **20**, 613 (1967).
162. *Gliese W.*, Catalogue of nearby stars, Veröffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts Heidelberg, Karlsruhe, Braun, 1969.
163. *Goldstein H.*, *Classical mechanics*, Reading, Mass., Addison-Wesley, 1950. (Русский перевод: Г. Голдстейн, Классическая механика, Гостехиздат, М., 1957.)
164. *Greenberg J. M.*, *Interstellar grains, Nebulae and interstellar matter, Stars and stellar systems*, vol. VII, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1968. (Русский перевод: М. Гринберг, Межзвездная пыль, изд-во «Мир», М., 1968.)
165. *Greenberg J. M.*, Discussion, *Interstellar gas dynamics*, I. A. U. Symp. No. 39, ed. H. J. Habing, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1970. (Русский перевод: «Космическая газодинамика», ред. Х. Дж. Хабинг, изд-во «Мир», М., 1972.)
166. *Greenstein J. L.*, *Oke J. B.*, *Shipman H. L.*, Effective temperature, radius, and gravitational redshift of Sirius B, *Astrophys. J.*, **169**, 563 (1971).
167. *Greenstein J. L.*, *Trimble V. L.*, The Einstein redshift in white dwarfs, *Astrophys. J.*, **149**, 283 (1967).
168. *Greenstein J. L.*, *Trimble V. L.*, The gravitational redshift of 40 Eridani B, *Astrophys. J.*, **175**, L7 (1972).
169. *Gunn J. E.*, *Peterson B. E.*, On the density of neutral hydrogen in intergalactic space, *Astrophys. J.*, **142**, 1633 (1965).
170. *Haddock F. T.*, *Sciama D. W.*, Proposal for the detection of dispersion of radio-wave propagation through intergalactic space, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 1007 (1965).
171. *Halley E.*, Considerations on the change in the latitudes of some of the principal fixed stars, *Phil. Trans.*, **30**, 756 (1718).

172. *Halley E.*, On the infinity of the sphere of fixed stars, *Phil. Trans.*, **31**, 22 (1720).
173. *Halley E.*, On the number, order, and light of the fixed stars, *Phil. Trans.*, **31**, 24 (1720). Переиздание: Jaki (1969).
174. *Halm J.*, Further considerations relating to the systematic motions of the stars, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 610 (1911).
175. *Hanbury-Brown R.*, *Twiss R. Q.*, Interferometry of the intensity fluctuations in light: III, Applications to astronomy, *Proc. Roy. Soc. London*, **A248**, 199 (1958).
176. *Hanbury-Brown R.*, *Davis J.*, *Allen L. R.*, *Rome J. M.*, The stellar interferometer at Narrabri Observatory. II. The angular diameters of 15 stars, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **137**, 393 (1967).
177. *Hargreaves R.*, Integral forms and their connexion with physical equations, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **21**, 107 (1908).
178. *Harris D. L.*, Photometry and colorimetry of planets and satellites, *Planets and satellites. The solar system II*, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1961. (Русский перевод: Планеты и спутники, ИЛ, М., 1963, стр. 241.)
179. *Harris D. L.*, The stellar temperature scale and bolometric corrections, *Basic astronomical data, Stars and stellar systems III*, ed. K. A. Strand, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1963.
180. *Harris D. L.*, *Strand K. A.*, *Worley C. E.*, Empirical data on stellar masses, luminosities, and radii, *Basic astronomical data, Stars and stellar systems III*, ed. K. A. Strand, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1963.
181. *Harrison E. R.*, Matter, antimatter, and the origin of galaxies, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 1011 (1967).
182. *Harrison E. R.*, Generation of magnetic fields in the radiation era, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **147**, 279 (1970).
183. *Hawking S. W.*, Black holes in general relativity, *Comm. Math. Phys.*, **25**, 152 (1972).
184. *Hayashi C.*, *Hoshi R.*, *Sugimoto D.*, Evolution of the stars, *Prog. Theor. Phys. (Japan)*, Suppl., **22** (1962).
185. *Hayford J. F.*, The figure of the earth and isostasy from measurements in the United States, *Coast and Geodetic Survey, U. S. Govt. Printing Office, Washington*, 1909.
186. *Heckmann O.*, *Theorien der Kosmologie*, Berlin, Springer, 1942.
187. *Heeschen D. S.*, The absolute radio luminosity and surface brightness of extragalactic radio sources, *Astrophys. J.*, **146**, 517 (1966).
188. *Helmholtz H.*, *Popular Lectures (1854)*. (Русский перевод: Г. Гельмгольц Популярные речи, Риккер, СПб., 1898.)
189. *Henry R. C.*, *Fritz G.*, *Meekins J. F.*, *Friedman H.*, *Byram E. T.*, Possible detection of a dense intergalactic plasma, *Astrophys. J.*, **153**, L 11 (1968).
190. *Herschel Sir F. W.*, On the proper motion of the Sun and solar system, with an account of several changes that have happened among the fixed stars since the time of Mr. Flamsteed, *Phil. Trans.*, **73**, 247 (1753).
191. *Herschel Sir F. W.*, Account of the changes that have happened during the last 25 years, in the relative situation of double stars, with an investigation of the cause to which they are aiming, *Phil. Trans.*, **93**, 340 (1803).
192. *Hertzsprung E.*, Zur Strahlung der Sterne, *Z. Wiss. Photog.* **3** (1905).
193. *Hertzsprung E.*, Über die räumliche Verteilung der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus, *Astron. Nach.* **196**, 201 (1913).
194. *Hertzsprung E.*, Bemerkungen zur Statistik der Sternparallaxen, *Astron. Nach.*, **208**, 89 (1919).
195. *Heyl P. R.*, A redetermination of the constant of gravitation, *J. Res. Nat. Bur. Stands.*, **5**, 1243 (1930).

196. *Hill E. R.*, The component of the galactic gravitational field perpendicular to the galactic plane, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **15**, 1 (1960).
197. *Hill J. M.*, A measurement of the gravitational deflection of radio waves by the Sun, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **153**, 7 (1971).
198. *Hipparchus* (125 B. C.) Ptolemy's *Almagest*. См. также A history of astronomy from Thales to Kepler, J. L. E Dreyer, New York, Dover, 1953.
199. *Hoag A. A.*, *Johnson H. L.*, *Iriarte B.*, *Mitchell R. I.*, *Hallam K. L.*, *Sharpless S.*, Photometry of stars in galactic cluster fields, *Publ. U. S. Nav. Obs.*, **17**, part VIII (1961).
200. *Hodge P. W.*, Radii, orbital properties, and relaxation times of dwarf elliptical galaxies, *Astrophys. J.*, **144**, 869 (1966).
201. *Hoerner S., von*, The internal structure of globular clusters, *Astrophys. J.*, **128**, 451 (1957).
202. *Hogg H. B.*, A bibliography of individual globular clusters, *Publ. David Dunlap. Obs. Univ. Toronto Press*, 1963.
203. *Hogg H. S.*, Star clusters, *Handbuch der Physik*, vol. LIII: Astrophysics IV, Stellar systems, ed. S. Flügge, Berlin — Göttingen — Heidelberg. Springer 1959, p. 129. (Русский перевод: Строение звездных систем, ИЛ, М., 1962, стр. 166.)
204. *Holden D. J.*, An investigation of the clustering of radio sources, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **133**, 225 (1966).
205. *Holmberg E.*, A photometric study of nearby galaxies, *Medd. Lund. Obs. Ser. 2*, No. 128 (1950).
206. *Holmberg E.*, A photographic photometry of extragalactic nebulae, *Medd. Lund. Obs. Ser.*, **2**, No. 136 (1958).
207. *Holmes A.*, *Lawson R. W.*, Radioactivity of potassium and its geological significance, *Phil. Mag.*, **2**, 1218 (1926).
208. *Hoyle F.*, A new model for the expanding universe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **108**, 372 (1948).
209. *Hoyle F.*, The ages of type I and type II subgiants, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **119**, 124 (1959).
210. *Hoyle F.*, Review of recent developments in cosmology, *Proc. Roy. Soc.*, **A308**, 1 (1968).
211. *Hoyle F.*, *Fowler W. A.*, Nucleosynthesis in supernovae, *Astrophys. J.*, **132**, 565 (1960).
212. *Hoyle F.*, *Fowler W. A.*, On the nature of strong radio sources, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 169 (1963).
213. *Hoyle F.*, *Fowler W. A.*, *Burbidge G. R.*, *Burbidge E. M.*, On relativistic astrophysics, *Astrophys. J.*, **139**, 909 (1964).
214. *Hoyle F.*, *Narlikar J. V.*, A conformal theory of gravitation, *Proc. Roy. Soc.*, **A294**, 138 (1966).
215. *Hoyle F.*, *Sandage A. R.*, The second-order term in the redshift-magnitude relation, *P. A. S. P.*, **68**, 301 (1956).
216. *Hoyle F.*, *Taylor R. J.*, The mystery of the cosmic helium abundance, *Nature*, **203**, 1108 (1964).
217. *Hubble E. P.*, Study of diffuse galactic nebulae, *Astrophys. J.*, **56**, 162 (1922).
218. *Hubble E. P.*, Extragalactic nebulae, *Astrophys. J.*, **64**, 321 (1926).
219. *Hubble E. P.*, A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **15**, 168 (1929).
220. *Hubble E. P.*, The distribution of extra-galactic nebulae, *Mt. Wilson Contr. No. 435*, *Astrophys. J.*, **79**, 8 (1934).
221. *Hubble E. P.*, The realm of the nebulae, New Haven, Conn., Yale University Press, 1936. Перевод: New York, Dover, 1958.
222. *Hubble E. P.*, *Humason M. L.*, The velocity-distance relation among extragalactic nebulae, *Astrophys. J.*, **74**, 43 (1931).

223. *Hubble E. P., Humason M. L.*, The velocity — distance relation for isolated extra-galactic nebulae, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **20**, 264 (1934).
224. *Huggins W.*, On the spectra of some fixed stars, *Phil Mag.*, **28**, 152 (1864).
225. *Hughes R. B., Longair M. S.*, Evidence on the isotropy of faint radio sources, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **135**, 131 (1967).
226. *Humason M. L.*, The large radial velocity of N. G. C., 7619, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **15**, 162 (1829).
227. *Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. R.*, Redshift and magnitudes of extragalactic nebulae, *Astron. J.*, **61**, 97 (1956).
228. *Iben I. I.*, Stellar evolution within and off the main sequence, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 571 (1967).
229. *Iben I. I., Rood R. T.*, Metal-poor stars: III. On the evolution of horizontal-branch stars, *Astrophys. J.*, **161**, 587 (1970).
230. *Irwin J. B.*, Orbit determination of eclipsing binaries, *Astronomical techniques, Stars and stellar systems II*, ed. W. A. Hiltner, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1962. (Русский перевод: Методы астрономии, ред. В. Хилтнер, изд-во «Мир», М., 1967, стр. 494.)
231. *Irwin J. B.*, The differential limb darkening of S Cancri, *Astrophys. J.*, **138**, 1104 (1963).
232. *Isreal W.*, Event horizons in static vacuum spacetimes, *Phys. Rev.*, **164**, 1776 (1967).
233. *Isreal W.*, Event horizons in static electrovac spacetimes, *Comm. Math. Phys.*, **8**, 245 (1968).
234. *Jaki S. L.*, The paradox of Olbers paradox, New York, Herder and Herder, 1969.
235. *J Jeans J.*, The stability of a spherical nebula, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A199**, 1 (1902).
236. *J Jeans J.*, Astronomy and cosmology, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1929, Repr. New York, Dover, 1961.
237. *Johnson H. L.*, Photometric systems, *Basic astronomical data-Stars and stellar systems III*, ed. K. A. Strand, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1963.
238. *Johnson H. L.*, Infrared photometry of M-dwarf stars, *Astrophys. J.*, **141**, 170 (1965).
239. *Johnson H. L., Morgan W. W.*, Fundamental stellar photometry for standards of spectral type in the revised system of the Yerkes spectral atlas, *Astrophys. J.*, **117**, 313 (1953).
240. *Johnson H. L., Hoag A. A., Iriarte B., Mitchell R. I., Hallam K. L.*, Galactic clusters as indicators of stellar evolution and galactic structure, *Lowell Obs. Bull. No.*, **113V**, 133 (1963).
241. *Jones H. S.*, The rotation of the earth and the secular accelerations of the sun, moon, and planets, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **99**, 541 (1939).
242. *van de Kamp P.*, The nearby stars, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **9**, 103 (1971).
243. *Kapteyn J. C.*, Discovery of the two stars streams, *Brit. Assoc. Rept. (South Africa)*, **A**, 257 (1905). Переиздание: Source book in astronomy, ed. H. Shapley, Cambridge, Mass., Harvard University Press, 1960.
244. *Kapteyn J. C.*, On the derivation of the constants for the two star-streams, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **72**, 743 (1912).
245. *Караченцев И. Д.*, Отношение вириальной массы к светимости и нестационарность различных систем галактик, *Астрофизика*, **2**, 81 (1966).
246. *Кардашев, Н. С.*, Нестационарность спектров молодых источников нетеплового космического радиоизлучения, *Астрон. ж.*, **39**, 393 (1962).
247. *Kardashev N. S.*, Lemaitre's universe and observations, *Astrophys. J.*, **150**, L 135 (1967).

248. *Kaula W. M.*, Theory of satellite geodesy, Waltham., Mass., Blaisdell, 1966. (Русский перевод: *У. Каула*, Спутниковая геодезия, Теоретические основы, изд-во «Мир», М., 1970.)
249. *Keenan P. C.*, Classification of stellar spectra, Basic astronomical data, Stars and stellar systems III, ed. K. A. Strand, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1963.
250. *Keenan P. C., Morgan W. W.*, Classification of stellar spectra, Astrophysics, ed. J. A. Hynek, New York, McGraw-Hill, 1951.
251. *Kellermann K. J.*, On the interpretation of radio-source spectra and the evolution of radio galaxies and quasi-stellar sources, *Astrophys. J.*, **146**, 621 (1966).
252. *Kellermann K. J., Davis M. M., Pauliny-Toth I. I. K.*, Counts of radio sources at 6-centimeter wavelength, *Astrophys. J.*, **170**, L 1 (1970).
253. *Kellermann K. J., Pauliny-Toth I. I. K.*, The spectra of opaque radio sources, *Astrophys. J.*, **155**, L 71 (1969).
254. *Kelvin Lord (W. Thomson)*, Sur refroidissement séculaire du soleil. De la temperature actuelle du soleil, De l'origine et de la somme totale de la chaleur solaire, *Les Mondes*, **3**, 473 (1863).
255. *Kepler J.*, De harmonice monde, 1619.
256. *Kerr F. J.*, Galactic velocity models and the interpretation of 21-cm surveys, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **123**, 327 (1962).
257. *Kerr F. J.*, The large-scale distribution of hydrogen in the galaxy, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, 39 (1969).
258. *Kerr R. P.*, Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics, *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 237 (1963).
259. *Kiang T.*, The galaxian luminosity function, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 263 (1961).
260. *King E. S.*, Standard velocity curve for spectroscopic binaries, *Ann. Harv. Obs.*, **81**, 231 (1920).
261. *King-Hele D. G.*, The earth's gravitational potential, deduced from the orbits of artificial satellites, *Geophys. J.*, **4**, 20 (1961).
262. *Klein O.*, Arguments concerning relativity and cosmology, *Science*, **171**, 339 (1971).
263. *Koehler J. A.*, Intergalactic atomic neutral hydrogen. II, *Astrophys. J.*, **146**, 504 (1966).
264. *Komesaroff M. M.*, Ionospheric refraction in radio astronomy, *Austral. J. Phys.*, **13**, 353 (1960).
265. *Kozai Y.*, The motion of a close earth satellite, *Astron. J.*, **64**, 367 (1959).
266. *Kozai Y.*, The gravitational field of the earth derived from motions of three satellites, *Astron. J.*, **66**, 8 (1961).
267. *Kozai Y.*, New determination of zonal harmonic coefficients of the earth's gravitational potential, Satellite geodesy 1958—1964, *Nat. Aeronaut. and Space Admin.*, 1966.
268. *Kraft R. P.*, Color excesses for supergiants and classical Cepheids V, The period-color and period luminosity relations: A review, *Astrophys. J.*, **134**, 616 (1961).
269. *Kraus J. D.*, Radio astronomy, New York, McGraw-Hill, 1966. (Русский перевод: *Д. Д. Краус*, Радиоастрономия, изд-во «Советское радио», М., 1973.)
270. *Krause H. G. L.*, Die säkulären und terioderchen Störungen der Bahn eines künstlichen Erdsatelliten. *Int. Astronaut. Kong.* VII, 1956.
271. *Kron G. E., Mayall N. U.*, Photoelectric photometry of galactic and extragalactic star clusters, *Astrophys. J.*, **65**, 581 (1960).
272. *Kruskal M. D.*, Maximal extension of Schwarzschild metric, *Phys. Rev.*, **119**, 1743 (1960).
273. *Kuiper G. P.*, The magnitude of the Sun the stellar temperature scale, and bolometric corrections, **88**, 429 (1938).

274. *Kwee K. K., Muller C. A., Westerhout G.*, The rotation of the inner parts of the galactic system, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **12**, 211 (1954).
275. *van der Laan H.*, Radio galaxies, I. The interpretation of radio source data, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **126**, 519 (1963).
276. *Lanczos K.*, Bemerkung zur de Sitterschen Welt, *Phys. Z.*, **23**, 539 (1922).
277. *Lanczos K.*, Über die Rotverschiebung in der Sitterschen Welt, *Z. Physik*, **17**, 168 (1923).
278. *Landau L.*, On the theory of stars, *Phys. Z. Sowjetunion*, **1**, 285 (1932). (См. *Л. Д. Ландау*, Собрание трудов, изд-во «Наука», М., 1969.)
279. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, Теория поля, изд-во «Наука», М., 1973.
280. *Laplace P. S., Marquis de*, Théorie des attractions des sphéroïdes et de la figure de planètes, *Mem. de l'Acad.*, **113** (1782).
281. *Laplace P. S., Marquis de*, Le system du monde, Paris 1798. См. также The system of the world, London, W. Flint, 1809.
282. *Laplace P. S., Marquis de*, Sur la vitesse du son dans l'air et dans l'eau, *Ann. Chem. Phys.*, **3**, 238 (1816).
283. *Laplace P. S., Marquis de*, Mécanique céleste, Paris 1817. См. также Boston, Hilliard, Gray, Little, Wilkins, 1829.
284. *Leavitt H. S.*, Periods of 25 variable stars in the small Magellanic cloud, *Harv. Cir. No.* 173, 1912. Перепечатано в Source book in astronomy, ed. H. Shapley, Cambridge, Mass., Harvard Univ. Press, 1960.
285. *LeBlanc J. M., Wilson J. R.*, A numerical example of the collapse of a rotating magnetized star, *Astrophys. J.*, **161**, 541 (1970).
286. *Lecar M., Sorenson J., Eckels A.*, A determination of the coefficient J of the second harmonic in the earth's gravitational potential from the orbit of satellite 1958 B, *J. Geophys. Res.*, **64**, 209 (1959).
287. *Ledoux P., Walraven T.*, Variable stars, *Handbuch der Physik*, vol. LI, Astrophysics II, Stellar structure p. 353, ed. S. Flügge, Göttingen—Heidelberg, Springer.
288. *Legendre A. M.*, Suite des recherches sur la figure des planètes, *Mém. de l'Acad. Sci.*, (1789).
289. *Legendre A. M.*, Exercices de calcul intégral, Paris, 1817.
290. *Lemaître G.*, Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant, redant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, **A47**, 49 (1927). См. также *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **91**, 483 (1931).
291. *Lemaître G.*, The expanding universe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **91**, 490 (1931). [Русский перевод: *Г. Леметр*, Расширяющаяся Вселенная, «Мироведение», **324**, стр. 225 (1935).]
292. *Lemaître G.*, L'Univers en expansion, *Soc. Sci. Bruxelles Ann.*, **A53**, 51 (1933).
293. *Leslie P. R. R.*, An investigation of the clustering of radio stars, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 371 (1961).
294. *Levine J. L., Garwin R. L.*, Absence of gravity-wave signals at a bar at 1695 Hz, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 173 (1973).
295. *Лифшиц Е. М.*, О гравитационной устойчивости расширяющегося мира, *ЖЭТФ*, **16**, 577 (1946).
296. *Limber D. N., Mathews W. G.*, The dynamical stability of Stephan's quintet, *Astrophys. J.*, **132**, 286 (1960).
297. *Lin C. C., Yuan C., Shu F. H.*, On the spiral structure of disk galaxies, III. Comparison with observations, *Astrophys. J.*, **155**, 721 (1969).
298. *Lindblad B.*, The small oscillations of a rotating stellar system and the development of spiral arms, *Medd. Astron. Obs. Uppsala*, **19**, 1 (1927).
299. *Lindblad B.*, A condensation theory for meteoric matter and its cosmological significance, *Nature*, **135**, 133 (1935).
300. *Longair M. S.*, On the interpretation of radio source counts, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **133**, 421 (1966).

301. *Longair M. S.*, Observational cosmology, Rep. Prog. Phys., **34**, 1125 (1971).
302. *Longair M. S.*, *Sunyaev R. A.*, The origin of the X-ray background, Astrophys. Lett., **4**, 65 (1969).
303. *Lorentz H. A.*, Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity less than that of light, Proc. Ams. Acad. Sci., **6**, 809 (1904). Перепечатано в The principle of relativity, New York, Dover, 1952. (Русский перевод в сб. «Принцип относительности», ОНТИ, Л., 1935.)
304. *Lund* observatory tables for the conversion of equatorial and galactic coordinates, Ann. Obs. Lund., **15**, **16**, **17** (1961).
305. *Luyten W.*, The luminosity function, Ann. N. Y. Acad. Sci., **42**, 205 (1941).
306. *Matthews T. A.*, *Sandage A. R.*, Optical identification of 3C 48, 3C 196, and 3C 286 with stellar objects, Astrophys. J., **138**, 30 (1963).
307. *Mattig W.*, Über den Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und scheinbarer Helligkeit, Astron. Nach., **284**, 109 (1958).
308. *Mattig W.*, Über den Zusammenhang zwischen der Anzahl der extragalaktischen Objekte und der scheinbaren Helligkeit, Astron. Nach., **285**, 1 (1959).
309. *Maury A. C.*, *Pickering E. C.*, Spectra of bright stars, Ann. Harv. Coll. Obs., **28** (1897).
310. *May M. M.*, *White R. H.*, Hydrodynamic calculations of general-relativistic collapse, Phys. Rev., **141**, 1232 (1966).
311. *Mayall N. U.*, The radial velocities of fifty globular star clusters, Astrophys. J., **104**, 290 (1946).
312. *McCrea W. H.*, Observable relations in relativistic cosmology, Z. Astrophys., **9**, 290 (1935).
313. *McCuskey S. W.*, Variations in the stellar luminosity function VIII, A summary of the results, Astrophys. J., **123**, 458 (1956).
314. *Melbourne W. G.*, *Muhleman D. O.*, *O'Handley D. A.*, Radar determination of the radius of Venus, Science, **160**, 987 (1968).
315. *Merkelijn J. K.*, A determination of the luminosity functions of radiogalaxies at 400 and 2700 MHz, Astron. Astrophys., **15**, 11 (1971).
316. *Michelson A. A.*, On the application of interference measurements to astronomical measurements, Phil. Mag., **30**, 1 (1890).
317. *Michelson A. A.*, *Pease F. G.*, Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer, Astrophys. J., **53**, 249 (1921).
318. *Mihalas D.*, Stellar atmospheres, San Francisco, W. H. Freeman, 1970.
319. *Miley G. K.*, The radio structure of quasars — A statistical investigation, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **152**, 477 (1971).
320. *Milne E. A.*, Relativity, gravitation and world structure, Oxford, Oxford at the Clarendon Press, 1935.
321. *Minkowski H.*, Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern, Gott. Nach., **1**, 53 (1908).
322. *Minkowski R.*, NGC 6166 and cluster Abell 2199, Astron. J., **66**, 558 (1961).
323. *Misner C. W.*, *Thorne K. S.*, *Wheeler J. A.*, Gravitation, New York, W. H. Freeman, 1973. (Русский перевод: К. Мизнер, Т. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, изд-во «Мир», М., 1977.)
324. *Morgan W. W.*, *Keenan P. C.*, *Kellman E.*, An atlas of stellar spectra, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1943.
325. *Morrison P.*, *Pines S.*, The reduction from geocentric to geodetic coordinates, Astron. J., **66**, 15 (1961).
326. *Mössbauer R. L.*, Kornresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in Ir¹⁹¹, Z. Physik, **151**, 124 (1958).
327. *Mowbray A. G.*, The diameters of globular clusters, Astrophys. J., **104**, 47 (1946).
328. *Muhleman D. O.*, On the radio method of determining the astronomical unit, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **144**, 151 (1969).

329. *Muhleman D. O., Ekers R. D., Fomalont E. B.*, Radio interferometric test of the general relativistic light bending near the Sun, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 1377 (1970).
330. *Newcomb S.*, On the dynamics of the earth's rotation with respect to periodic variations of latitude, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **52**, 336 (1892).
331. *Newcomb S.*, Tables of the Sun, *A. P. Am. Ephem.*, **6**, 9 (1895).
332. *Newcomb S.*, Tables of the motion of the earth on its axis and around the Sun, *A. P. Am. Ephem.*, **6**, 7 (1898).
333. *Newcomb S.*, A compendium of spherical astronomy, New York, Macmillan, 1906.
334. *Newman E. T., Couch E., Chinnapared R., Exton H., Prakash A., Torrence R.*, Metric of a rotating, charged mass, *J. Math. Phys.*, **6**, 918 (1965).
335. *Newton I.*, *Philosophiae naturalis principia mathematica* (1687). Переиздания: University California Press, 1966. (Русский перевод: *И. Ньютон*, Математические начала натуральной философии, см. в изд. *А. Н. Крылов*, Собрание трудов, т. VII, М. — Л., 1936.)
336. *Newton I.*, The correspondence of Isaac Newton 1688—1694, ed. H. W. Turnbull, Cambridge, Cambridge University Press, 1961.
337. *Nier A. O.*, The isotopic constitution of radiogenic leads and the measurement of geological time, II, *Phys. Rev.*, **55**, 153 (1939).
338. *Nieto M. M.*, The Titius — Bode law of planetary distances, Its history and theory, Oxford, Pergamon Press, 1972. (Русский перевод: *М. Ньето*, Закон Тициуса — Боде. История и теория, изд-во «Мир», М., 1976.)
339. *Nordstrom G.*, On the energy of the gravitation field in Einstein's theory, *K. Ned. Akad. Wet. Amst. Proc. Sec. Sci.*, **20**, 1238 (1918).
340. *Opik E.*, An estimate of the distance of the Andromeda nebula, *Astrophys. J.*, **55**, 406 (1922).
341. *Ohlsson J.*, Lund observatory tables for the conversion of equatorial coordinates into galactic coordinates, *Ann. Lund. Obs.*, **3** (1932).
342. *Oke J. B.*, Redshifts and absolute spectral energy distributions of galaxies in distant clusters, *Astrophys. J.*, **170**, 193 (1971).
343. *Oke J. B., Sandage A. R.*, Energy distributions, K corrections, and the Stebbins — Whitford effect for giant elliptical galaxies, *Astrophys. J.*, **154**, 21 (1968).
344. *O'Keefe J. A., Eckels A., Squires R. K.*, The gravitational field of the earth, *Astron. J.*, **64**, 245 (1959).
345. *Olbers W.*, Über die Durchsichtigkeit des Weltraums, *Dode Ib.*, **15** (1826). Переиздания: Dickson, 1968; Jaki, 1969.
346. *Omnès R.*, On the origin of matter and galaxies, *Astron. Astrophys.*, **10**, 228 (1971).
347. *Oort J. H.*, Observational evidence confirming Lindblad's hypothesis of a rotation of the galactic system, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **3**, 275 (1927).
348. *Oort J. H.*, Dynamics of the galactic system in the vicinity of the Sun, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **4**, 269 (1928).
349. *Oort J. H.*, The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **6**, 249 (1932).
350. *Oort J. H.*, Distribution of galaxies and the density of the universe, *La structure et l'évolution de l'univers*, Institut International de Physique Solvay, ed. R. Stoop, Bruxelles, Coodenberg, 1958.
351. *Oort J. H.*, Note on the determination of K_z and on the mass density near the Sun, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **15**, 45 (1960).
352. *Oort J. H.*, Infall of gas from intergalactic space, *Nature*, **224**, 1158 (1969).
353. *Oppenheimer J. R., Snuder H.*, On continued gravitational contraction, *Phys. Rev.*, **56**, 455 (1939).
354. *Oppenheimer J. R., Volkoff G. M.*, On massive neutron cores, *Phys. Rev.*, **55**, 374 (1939).

355. *Ostic R. G., Russell R. D., Reynolds P. H.*, A new calculation for the age of the earth from abundances of lead isotopes, *Nature*, 199, 1150 (1963).
356. *Ostricker J. P., Gunn J. E.*, On the nature of pulsars. I, Theory, *Astrophys. J.*, 157, 1395 (1969).
357. *Озерной Л. М., Чернин А. Д.*, О фрагментации вещества в турбулентной межгалактической среде, *Астрон. ж.*, 44, 1131 (1967).
358. *Ozernoy L. M., Chibisov G. V.*, Galactic parameters as a consequence of cosmological turbulence, *Astrophys. Lett.*, 7, 201 (1971).
359. *Page T.*, Average masses and mass — luminosity ratios of the double galaxies, *Astrophys. J.*, 132, 910 (1960).
360. *Page T.*, Average masses of the double galaxies, Fourth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability, 3, 277 (1961).
361. *Page T.*, M/L for double galaxies, a correction, *Astrophys. J.*, 136, 685 (1962).
362. *Page T. L.*, Statistical evidence of the masses and evolution of galaxies, Smithsonian Astrophys. Obs. Rpt. No. 195 (1965).
363. *Pauliny-Toth I. K., Kellermann K. I., Davis M. M.*, Number counts and spectral distribution of radio sources, External galaxies and quasi-stellar objects, I. A. U. Symp. No. 44 (ed. D. S. Evans), Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1972.
364. *Partridge R. B., Peebles P. J. E.*, Are young galaxies visible? II. The integrated background, *Astrophys. J.*, 148, 377 (1967).
265. *Patterson C.*, Age of meteorites and the earth, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 10, 230 (1956).
366. *Peach J. V.*, The determination of the deceleration parameter and the cosmological constant from the redshift — magnitude relation, *Astrophys. J.*, 159, 753 (1970).
367. *Peach J. V.*, Cosmological information from galaxies and radio galaxies, External galaxies and quasi-stellar objects, I. A. U. Symp. No. 44, ed. D. S. Evans, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1972.
368. *Pease F. G.*, Interferometer methods in astronomy, *Eigebn. Exactn. Naturwiss.*, 10, 84 (1931).
369. *Peebles P. J. E.*, Primordial helium abundance and the primordial fireball II, *Astrophys. J.*, 146, 542 (1966).
370. *Peebles P. J. E.*, Recombination of the primeval plasma, *Astrophys. J.*, 153, 1 (1968).
371. *Peebles P. J. E.*, *Physical cosmology*, Princeton, N. J., Princeton University Press, 1971. (Русский перевод: П. Пиблс, Физическая космология, изд-во «Мир», М., 1975.)
372. *Peebles P. J. E.*, Nontherma primeval fireball? *Astrophys. and Space Sci.*, 10, 280 (1971).
373. *Penrose R.*, Gravitational collapse: the role of general relativity, *Revista del Nuovo Cimento*, 1, 252 (1969).
374. *Penzias A. A., Scott E. H.*, Intergalactic H I absorption at 21 centimeters, *Astrophys. J.*, 153, L7 (1968).
375. *Penzias A. A., Wilson R. W.*, A measurement of excess antenna temperature at 4080 MHz, *Astrophys. J.*, 142, 419 (1965).
376. *Penzias A. A., Wilson R. W.*, Intergalactic H I emission at 21 centimeters, *Astrophys. J.*, 156, 799 (1969).
377. *Peters P. C., Mathews J.*, Gravitational radiation from point masses in a Keplerian orbit, *Phys. Rev.*, 131, 435 (1963).
378. *Petrosian V., Salpeter E. E., Szekeres P.*, Quasi-stellar objects in universes with non-zero cosmological constant, *Astrophys. J.*, 147, 1222 (1967).
379. *Pickering E. C.*, On the spectrum of Ursae Majoris, *Amer. J. Sci.*, 39, 46 (1889).
380. *Pickering E. C., Fleming W. P.*, Miscellaneous investigations of the Henry Draper memorial, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, 26 (1897).

381. *Planck M.*, Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum, *Ann. Physik*, **4**, 553 (1901).
382. *Pogson N.*, Magnitude of 36 of the minor planets, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **17**, 12 (1856).
383. *Poincaré H.*, L'état actuel and l'avenir de la physique mathématique, *Bull. Sci. Math.*, **2**, 28 (1904).
384. *Poincaré H.*, *Leçons de mécanique céleste*, Gauthier-Violars (1905). (Русский перевод: А. Пуанкаре, Лекции по небесной механике, изд-во «Наука», М., 1965.)
385. *Popper D. M.*, Redshift in the spectrum of 40 Eridani B, *Astrophys. J.*, **120**, 316 (1954).
386. *Pound R. V., Rebka G. A.*, Gravitational redshift in nuclear resonance, *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 439 (1959).
387. *Pound R. V., Rebka G. A.*, Apparent weight of photons, *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 337 (1960).
388. *Pound R. V., Snider J. L.*, Effect of gravity on nuclear resonance, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 539 (1964).
389. *Poynting J. H.*, Radiation in the solar system, Its effect on temperature and its pressure on small bodies, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A202**, 525 (1904).
390. *Press W. H., Thorne K. S.*, Gravitational wave astronomy, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 335 (1972).
391. *Raychaudhuri A.*, Relativistic cosmology I, *Phys. Rev.*, **98**, 1123 (1955).
392. *Raychaudhuri A.*, Relativistic and Newtonian cosmology, *Z. Astrophys.*, **43**, 161 (1957).
393. *Rees M. J.*, Scattering of background X-rays by metagalactic electrons, *Astrophys. Lett.*, **4**, 113 (1969).
394. *Reissner H.*, Über die Eigengravitation des elektrischen Feldes nach der Einsteinschen Theorie, *Ann. Phys.*, **50**, 106 (1915).
395. *van Rhijn P. J.*, On the frequency of the absolute magnitudes of the stars, *Publ. Astr. Lab. Groningen*, **38** (1925).
396. *van Rhijn P. J.*, The absorption of light in interstellar galactic space and the galactic density distribution, *Publ. Astr. Lab. Groningen*, **47** (1936).
397. *Roach F. E., Smith L. L.*, An observational search for cosmic light, *Geophys. J. R. A. S.*, **15**, 227 (1968).
398. *Roberts M. S.*, Integral properties of spiral and irregular galaxies, *Astron. J.*, **74**, 859 (1969).
399. *Roberts M. S., Rots A. H.*, Comparison of rotation curves of different galaxy types, *Astron. Astrophys.*, **26**, 483 (1973).
400. *Robertson H. P.*, On relativistic cosmology, *Phil. Mag.*, **5**, 835 (1928).
401. *Robertson H. P.*, Relativistic cosmology, *Rev. Mod. Phys.*, **5**, 62 (1933).
402. *Robertson H. P.*, Kinematics and world-structure, *Astrophys. J.*, **82**, 284 (1935).
403. *Robertson H. P.*, Kinematics and world-structure, II, III, *Astrophys. J.*, **83**, 187, 257 (1936).
404. *Robertson H. P.*, Dynamical effects of radiation in the solar system, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **97**, 423 (1937).
405. *Robertson H. P.*, The theoretical aspects of the nebular redshift, *P. A. S. P.*, **67**, 82 (1955).
406. *Robertson H. P.*, *Relativity and cosmology*, *Space age astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, New York, Academic Press, 1962.
407. *Rogstad D. H., Rougoor G. W., Whiteoak J. B.*, Neutral hydrogen studies of galaxies with a single-spacing interferometer, *Astrophys. J.*, **150**, 9 (1967).
408. *Roll P. G., Krotov R., Dicke R. H.*, The equivalence of inertial and passive gravitational mass, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **26**, 442 (1964).

409. *Rood H. J., Rothman V. C. A., Turnrose B. E.*, Empirical properties of the mass discrepancy in groups and clusters of galaxies, *Astrophys. J.*, **162**, 411 (1970).
410. *Rose R. D., Parker H. M., Lowry R. A., Kuhlthau A. R., Beams J. W.*, Determination of the gravitational constant G , *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 655 (1969).
411. *Russell H. N.*, Relation between the spectra and other characteristics of the stars, *Proc. Amer. Phil. Soc.*, **51**, 569 (1912).
412. *Russell H. N.*, Real brightness of variable stars, *Science*, **37**, 651 (1913).
413. *Russell H. N.*, Relations between the spectra and other characteristics of the stars, *Pop. Astron.*, **22**, 275, 331 (1914). Воспроизведено в Source book in astronomy, ed. H. Shapley, Cambridge, Mass., Harvard University Press, 1960.
414. *Russell H. N., Dugan R. S., Stewart J.*, *Astronomy*, Boston, Mass., Gunn. 1926. (Русский перевод: Г. Н. Рессел, Р. С. Дюган, Д. К. Стюарт, *Астрономия*, ОНТИ, М.-Л., 1935.)
415. *Rutherford E.*, Origin of actinium and age of the earth, *Nature*, **123**, 313 (1929).
416. *Rutherford L. M.*, Astronomical observations with the spectroscope, *Sill. Amer. J.*, **35**, 71 (1893).
417. *Ryle M.*, The nature of the cosmic radio sources, *Proc. Roy. Soc. London*, **248**, 289 (1958).
418. *Ryle M.*, The counts of radio sources, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **6**, 249 (1968).
419. *Ryle M., Clarke R. W.*, An examination of the steady-state model in the light of some recent observations of radio sources, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 349 (1969).
420. *Saha M. N.*, On the physical theory of stellar spectra, *Proc. Roy. Soc. London*, **A99**, 135 (1921).
421. *Salpeter E. E.*, The luminosity function and stellar evolution, *Astrophys. J.*, **121**, 161 (1955).
422. *Sampson R. A.*, On the rotation and mechanical state of the Sun, *Mem. R. A. S.*, **51**, 123 (1894).
423. *Sandage A. R.*, Observational approach to evolution: I. Luminosity functions, II. A computed luminosity function for K0—K2 stars from $M_v = +5$ to $M_v = -4.5$, *Astrophys. J.*, **125**, 422, 435 (1957).
424. *Sandage A. R.*, Current problems in the extragalactic distance scale, *Astrophys. J.*, **127**, 513 (1958).
425. *Sandage A. R.*, The ability of the 200-inch telescope to discriminate between selected world models, *Astrophys. J.*, **133**, 335 (1961). (Русский перевод в сб. «Наблюдательные основы космологии», изд-во «Мир», М., 1965.)
426. *Sandage A. R.*, The distance scale, Problems in extragalactic research, ed G. McVittie, New York, Macmillan, 1962. (Русский перевод: «Наблюдательные основы космологии», изд-во «Мир», М., 1965.)
427. *Sandage A. R.*, The correlation of colors with redshifts for QSS leading to a smoothed mean energy distribution and new values for the K-correction, *Astrophys. J.*, **146**, 13 (1966).
428. *Sandage A. R.*, A new determination of the Hubble constant from globular clusters in M 87, *Astrophys. J.*, **152**, L 149 (1968).
429. *Sandage A. R.*, Main-sequence photometry, color — magnitude diagrams, and ages for the globular clusters M 3, M 13, M 15, and M 92, *Astrophys. J.*, **162**, 841 (1970).
430. *Sandage A. R.*, The age of the galaxies and globular clusters, problems of finding the Hubble constant and deceleration parameter, *Nuclei of galaxies*, Pontifica academia scientiarum, ed. D. K. O'Connell, Amsterdam, Holland, North Holland, 1971.

431. Sandage A. R., Schwarzschild M., Inhomogeneous stellar models, II. Models with exhausted cores in gravitational contraction, *Astrophys. J.*, **116**, 463 (1952).
432. Sandage A. R., Tammann G. A., A composite period — luminosity relation for Cepheids at mean and maximum light, *Astrophys. J.*, **151**, 531 (1968).
433. Sandage A. R., Tammann G. A., Absolute magnitude of Cepheids: III, Amplitude as a function of position in the instability strip — A period — luminosity — amplitude relation, *Astrophys. J.*, **167**, 293 (1971).
434. Sato H., Matsuda T., Takeda H., Galaxy formation and the primordial turbulence in the expanding hot universe, *Prog. Theor. Phys.*, **43**, 1115 (1970).
435. Scharlemann E. T., Wagoner R. V., Electromagnetic fields produced by relativistic rotating disks, *Astrophys. J.*, **171**, 107 (1972).
436. Scheuer P. A. G., A sensitive test for the presence of atomic hydrogen in intergalactic space, *Nature*, **207**, 963 (1965).
437. Scheuer P. A. G., Radio astronomy and cosmology, Stars and stellar systems, vol. IX, Galaxies and the universe, ed. A. R. Sandage, Chicago, Ill., University of Chicago Press, 1974.
438. Schiff L. I., Motion of a gyroscope according to Einstein's theory of gravitation, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **46**, 871 (1960).
439. Schild R., Oke J. B., Energy distributions and K-corrections for the total light from giant elliptical galaxies, *Astrophys. J.*, **169**, 209 (1971).
440. Schlesinger F., Line of sight constants for the principal stars, *Astrophys. J.*, **10**, 1 (1899).
441. Schmidt M., A model of the distribution of mass in the galactic system, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **13**, 15 (1956).
442. Schmidt M., Spiral structure in the inner parts of the galactic system derived from the hydrogen emission at 21 cm wavelength, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **13**, 247 (1957).
443. Schmidt M., The rate of star formation, II. The rate of formation of stars of different mass, *Astrophys. J.*, **137**, 758 (1963).
444. Schmidt M., Rotation parameters and distribution of mass in the Galaxy, Galactic structure, Stars and stellar systems V, eds. A. Blaauw, M. Schmidt, Chicago, Ill., Univ. of Chicago Press, 1965.
445. Schmidt M., Lifetimes of extragalactic radio sources, *Astrophys. J.*, **146**, 7 (1966).
446. Schmidt M., Space distribution and luminosity functions of quasi-stellar radio sources, *Astrophys. J.*, **151**, 393 (1968).
447. Schmidt M., Space distributions and luminosity functions of quasi-stellar objects, Nuclei of galaxies, ed. D. J. K. O'Connell, Amsterdam, Holland, North Holland, 1971.
448. Schönberg M., Chandrasekhar S., On the evolution of main-sequence stars, *Astrophys. J.*, **96**, 161 (1942).
449. Schott G. A., Electromagnetic radiation, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1912.
450. Schramm D. N., Nucleo-cosmochronology, Presented at Cosmochem. Symp., Cambridge, Mass., 1972.
451. Schramm N., Wasserburg G. L., Nucleochronologies and the mean age of the elements, *Astrophys. J.*, **162**, 57 (1970).
452. Schwartz D. A., The isotopy of the diffuse cosmic X-rays determined by OSO III, *Astrophys. J.*, **162**, 439 (1970).
453. Schwarzschild K., Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie, *Sitz. Acad. Wiss.*, **1**, 189 (1916).
454. Schwarzschild M., Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies, *Astron. J.*, **59**, 273 (1954).
455. Schwarzschild M., Stellar evolution in globular clusters, *Quart. J. R. Astron. Soc.*, **11**, 12 (1970).

456. *Scott E. L.*, The brightest galaxy in a cluster as a distance indicator, *Astron. J.*, **62**, 248 (1957).
457. *Sears R. L.*, Helium content and neutrino fluxes in solar models, *Astrophys. J.*, **140**, 477 (1964).
458. *Secchi P. A.*, Spettri prismatici delle stelle fisse, *Memoira Roma*, 1868, Firenze, 1869.
459. *Seeger P. A.*, *Fowler W. A.*, *Clayton D. D.*, Nucleosynthesis of heavy elements by neutron capture, *Astrophys. J. Suppl. No. 97*, **11**, 121 (1965).
460. *Seeger P. A.*, *Schramm D. N.*, r-process production ratios of chronologic importance, *Astrophys. J.*, **160**, L 157 (1970).
461. *Seielstad G. A.*, *Sramek R. A.*, *Weiler K. W.*, Measurement of the deflection of 9.602 GHz radiation from 3C 279 in the solar gravitational field, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 1373 (1970).
462. *Shakeshaft J. R.*, *Ryle M.*, *Baldwin J. E.*, *Elsmore B.*, *Thompson J. H.*, A survey of radio sources between declinations -38° and $+83^{\circ}$, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **67**, 106 (1955).
463. *Shane W. W.*, *Bieger-Smith G. P.*, The galactic rotation curve derived from observations of neutral hydrogen, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **18**, 263 (1966).
464. *Shapiro I. I.*, Fourth test of general relativity, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 789 (1964).
465. *Shapiro I. I.*, Spin and orbital motions of the planets, Radar astronomy, eds. *J. V. Evans*, *T. Hagfors*, New York, McGraw-Hall, 1968.
466. *Shapiro I. I.*, *Smith W. B.*, *Ash M. E.*, *Herrick S.*, General relativity and the orbit of Icarus, *Astron. J.*, **76**, 588 (1971).
467. *Shapiro I. I.*, *Ash M. E.*, *Ingalls R. P.*, *Smith W. B.*, *Campbell D. B.*, *Dyce R. B.*, *Jurgens R. F.*, *Pettengill G. H.*, Forth test of general relativity, New radar result, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1132 (1971).
468. *Shapiro I. I.*, *Smith W. B.*, *Ash M. E.*, *Herrick S.*, General relativity and the orbit of Icarus, *Astron. J.*, **76**, 589 (1971).
469. *Shapiro I. I.*, *Smith W. B.*, *Ash M. E.*, *Ingalls R. P.*, *Pettengill G. H.*, Gravitational constant, Experimental bound on its time variation, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 27 (1971).
470. *Shapiro I. I.*, *Pettengill G. H.*, *Ash M. E.*, *Ingalls R. P.*, *Campbell D. B.*, *Dyce R. B.*, Mercury's perihelion advance, Determination by radar, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 1594 (1972).
471. *Shapiro S. L.*, The density of matter in the form of galaxies, *Astron. J.*, **76**, 291 (1971).
472. *Shapley H.*, On the determination of the distances of globular clusters, *Astrophys. J.*, **48**, 89 (1918).
473. *Shapley H.*, On the existence of external galaxies, *P. A. S. P.*, **31**, 261 (1919).
474. *Shapley H.*, Luminosity distribution and average density in twenty five groups of galaxies, *Proc. Nat. Acad. Sci. (Wash.)*, **19**, 591 (1933).
475. *Shapley H.*, Stellar clusters, *Handbuch der Astrophysik VII*, **534**, Berlin, Springer 1933.
476. *Shapley H.*, *Ames A.*, A survey of the external galaxies brighter than the thirteenth magnitude, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, **88**, No. 2 (1932).
477. *Shapley H.*, *Sawyer H. B.*, A classification of globular clusters, *Harv. Bull.*, No 849 (1927).
478. *Shapley H.*, *Sayer A. R.*, The angular diameters of globular clusters, *Harv. Obs. Rpt. No. 116* (1935).
479. *Shectman S. A.*, Clusters of galaxies and the cosmic light, *Astrophys. J.*, **179**, 681 (1973).
480. *Шкловский И. С.*, Физические условия в газовой оболочке 3C 273, *Астрон. ж.*, **41**, 804 (1964).

481. *Silk J.*, Cosmic black-body radiation and galaxy formation, *Astrophys. J.*, **151**, 459 (1968).
482. *Simon M., Drake F. D.*, An evolutionary sequence for strong radio sources, *Nature*, **215**, 1457 (1967).
483. *de Sitter W.*, On Einsteins theory of gravitation, and its astronomical consequences II, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **77**, 155, 481 (1916).
484. *de Sitter W.*, On the relativity of inertia, Remarks concerning Einstein's latest hypothesis, *Proc. Akad. Wetensch. Amst.*, **19**, 1217 (1917).
485. *de Sitter W.*, On Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences III, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **78**, 3 (1917).
486. *de Sitter W.*, On Einstein's term in the motion of the lunar perigee and node, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **81**, 102 (1920).
487. *Slipher V. M.*, The detection of nebular rotation, *Lowell Obs. Bull.*, **2**, No. 62 (1914).
488. *Slipher V. M.*, Nebulae, *Proc. Amer. Phil. Soc.*, **56**, 403 (1917).
489. *Slipher V. M.*, Analysis of radial velocities of globular clusters and non-galactic nebulae, *Astrophys. J.*, **61**, 353 (1925).
490. *Smart W. M., Green H. E.*, The solar motion and galactic rotation from radial velocities, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **96**, 471 (1936).
491. *Smith S.*, The mass of the Virgo cluster, *Astrophys. J.*, **83**, 23 (1936).
492. Smithsonian astrophysical observatory star catalogue, Washington, Smithsonian Institute, 1966.
493. *Solheim J. E.*, Relativistic world models and redshift — magnitude observations, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **133**, 321 (1966).
494. *Spitzer L.*, Dynamical evolution of dense spherical star systems, *Nuclei of galaxies*, ed. D. K. O'Connell, Amsterdam, Holland, North Holland, 1971.
495. *Spitzer L., Härm R.*, Evaporation of stars from isolated clusters, *Astrophys. J.*, **127**, 544 (1958).
496. *Sramek R. A.*, A measurement of the gravitational deflection of microwave radiation near the Sun, 1970 October, *Astrophys. J.*, **167**, L 55 (1971).
497. *St. John C. E.*, Evidence for gravitational displacement of lines in the solar spectrum predicted by Einstein's theory, *Astrophys. J.*, **67**, 195 (1928).
498. *Stebbins J.*, Absorption and space reddening in the galaxy as shown by the colors of globular clusters, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **19**, 222 (1933).
499. *Stebbins J., Whitford A. E.*, Six-color photometry of stars, I. The law of space reddening from the colors of O and B stars, *Astrophys. J.*, **98**, 20 (1943).
500. *Stebbins J., Whitford A. E.*, Six-color photometry of stars, VI. The colors of extragalactic nebulae, *Astrophys. J.*, **108**, 413 (1948).
501. *Stecher T. P.*, Interstellar extinction in the ultraviolet II, *Astrophys. J. Lett.*, **157**, L 125 (1969).
502. *Stefan A. J.*, Beziehung zwischen Wärmestrahlung und Temperatur, *Wien, Ber.*, — **79**, 397 (1879).
503. *Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B.*, Small-scale fluctuations of relic radiation, *Astrophys. Space Sci.*, **7**, 3 (1970).
504. *Szekeres G.*, On the singularities of a Riemannian manifold, *Pub. Math. Debrecen*, **7**, 285 (1960).
505. *Tammann G. A.*, Remarks on the radial velocities of galaxies in the Virgo cluster, *Astron. Astrophys.*, **21**, 355 (1972).
506. *Taylor R. J.*, Stellar evolution, *Rept. Prog. Phys.*, **31**, 167 (1968).
507. *Temple G.*, New systems of normal coordinates for relativistic optics, *Proc. Roy. Soc. London*, **A168**, 122 (1938).
508. *Ter Haar D., Cameron A. G. W.*, Historical review of theories of the origin of the solar system, *Origin of the solar system*, eds. R. Jastrow, A. G. W. Cameron, New York, Academic Press, 1963.
509. *Thekaekara M. P., Drummond A. J.*, Standard values for the solar constant and its spectral components, *Nature-Phys. Sci.*, **229**, 6 (1971),

510. *Thorne K. S., Will C. M.*, Theoretical frameworks for testing relativistic gravity, I. Foundations, *Astrophys. J.*, **163**, 595 (1971).
511. *Titius J. D.*, In contemplation de la nature, C. Bonnett, Amsterdam, Marc-Michel, 1764.
512. *Titius J. D.*, Betrachtung über die Natur, vom Herrn Karl Bonnett, Leipzig, Johann-Friedrich Junius, 1766.
513. *Tolman R. C.*, On the estimation of distance in a curved universe with a non-static line element, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **16**, 511 (1930).
514. *Tolman R. C.*, Relativity, thermodynamics, and cosmology, Oxford, Oxford at the Clarendon Press, 1934. (Русский перевод: *Р. Толмен*, Относительность, термодинамика и космология, изд-во «Наука», М., 1974.)
515. *Trimble V., Greenstein J. L.*, The Einstein redshift in white dwarfs III, *Astrophys. J.*, **177**, 441 (1972).
516. *Trumpler R. J.*, Absorption of light in the galactic system, *P. A. S. P.*, **42**, 214 (1930).
517. *de Vaucouleurs G.*, Integrated colors of bright galaxies in the UBV system, *Astrophys. J. Suppl.*, **5**, 233 (1961).
518. *de Vaucouleurs G.*, The case for a hierarchical cosmology, *Science*, **167**, 1203 (1970).
519. *de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A.*, Reference catalogue of bright galaxies, Austin, Texas, Univ. Texas Press, 1964.
520. *Vogt H.*, Die Beziehung zwischen den Massen und den absoluten Leuchtkräften der Sterne, *Astron. Nach.*, **226**, 302 (1926).
521. *Wagoner R. V.*, Physics of massive objects, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, 553 (1969).
522. *Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.*, On the synthesis of elements at very high temperatures, *Astrophys. J.*, **148**, 3 (1967).
523. *Walker A. G.*, Distance in an expanding universe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **94**, 159 (1933).
524. *Walker A. G.*, On Milne's theory of world-structure, *Proc. Lon. Math. Soc.*, **42**, 90 (1936).
525. *Weber J.*, Detection and generation of gravitational waves, *Phys. Rev.*, **117**, 306 (1960).
526. *Weber J.*, Anisotropy and polarization in the gravitational-radiation experiments, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 180 (1970).
527. *Weinberg S.*, Entropy generation and the survival of proto-galaxies in an expanding universe, *Astrophys. J.*, **168**, 175 (1971).
528. *Weinberg S.*, Gravitation and cosmology, Principles and applications of the general theory of relativity, New York, Wiley, 1972. (Русский перевод: *С. Вейнберг*, Гравитация и космология: принципы и приложения общей теории относительности, изд-во «Мир», М., 1975.)
529. *Weizsäcker C. F.*, The evolution of galaxies and stars, *Astrophys. J.*, **114**, 165 (1951).
530. *Wesselink A. J.*, The observation of brightness, colour, and radial velocity of δ Cephei and the pulsation hypothesis, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **10**, 91 (1949).
531. *Westerhout G.*, The distribution of atomic hydrogen in the outer parts of the galactic systems, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **13**, 201 (1957).
532. *Weyl H.*, Zur allgemeinen Relativitätstheorie, *Phys. Z.*, **24**, 230 (1923).
533. *Weyl H.*, Redshift and relativistic cosmology, *Phil. Mag.*, **9**, 936 (1930).
534. *Weymann R.*, The energy spectrum of radiation in the expanding universe, *Astrophys. J.*, **145**, 560 (1966).
535. *Weymann R.*, Possible thermal histories of intergalactic gas, *Astrophys. J.*, **147**, 887 (1967).
536. *Whitford A. E.*, The law of interstellar reddening, *Astron. J.*, **63**, 201 (1958).

537. *Whitford A. E.*, Absolute energy curves and K-corrections for giant elliptical galaxies, *Astrophys. J.*, **169**, 215 (1971).
538. *Whitrow G. J., Morduch G. E.*, Relativistic theories of gravitation, *Vistas in astronomy*, vol. 6, ed. A. Beer, New York, Pergamon Press, 1965.
539. *Whittaker E. T.*, On the definition of distance in curved space, and the displacement of the spectral lines of distant sources, *Proc. Roy. Soc. London*, **A133**, 93 (1931).
540. *Wilkinson D. T., Partridge R. B.*, Large-scale density inhomogeneities in the universe, *Nature*, **215**, 719 (1967).
541. *Wilson R. E.*, General catalogue of stellar radial velocities, *Carnegie Inst. Wash.*, **601** (1953).
542. *Witteborn F. C., Fairbank W. M.*, Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1049 (1967).
543. *Woolard E. W.*, A redevelopment of the theory of nutation, *Astron. J.*, **58**, 1 (1953).
544. *Woolard E. W., Clemence G. M.*, Spherical astronomy, New York, Academic Press, 1966.
545. *Wright M. C. H.*, On the interpretation of observations of neutral hydrogen in external galaxies, *Astrophys. J.*, **166**, 455 (1971).
546. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, Релятивистская астрофизика, изд-во «Наука», М., 1967; Теория тяготения и эволюция звезд, изд-во «Наука», М., 1971.
547. *Zwicky F.*, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, *Helv. Phys. Acta*, **6**, 110 (1933).
548. *Zwicky F.*, Morphological astronomy, Berlin — Göttingen — Heidelberg, Springer 1957.
549. *Zwicky F.*, Multiple galaxies *Handbuch der Physik*, vol. LIII, Astrophysics IV, Stellar systems, ed. S. Flugge, Göttingen — Heidelberg, Springer, 1959, p. 373.
550. *Zwicky F., Herzog E., Wild P.*, Catalogue of galaxies and clusters of galaxies, Pasadena, Calif., California Institute of Technology, 1961.
551. *Zwicky F., Humason M. L.*, Spectra and other characteristics of interconnected galaxies and galaxies in groups and clusters III, *Astrophys. J.*, **139**, 269 (1964).

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адамс (Adams) 98
 Альвен (Alfvén) 175, 304
 Альфер (Alpher) 137
 Амбарцумян 280
 Арнетт (Arnett) 88, 99, 124, 126, 127, 140, 141
 Арнольд (Arnould) 65
 Астон (Aston) 227
- Бааде (Baade) 173, 175, 260, 261, 262, 319, 327
 Баколл (Bahcall) 65, 66, 82, 83, 84, 89, 90, 100, 102, 103, 105, 110
 Баум (Baum) 319, 321
 Беккерель (Becquerel) 52
 Бербидж Дж. (Burbidge J.) 106, 107, 121, 124, 132, 139, 175
 Бербидж М. (Burbidge M.) 106, 107, 121, 124, 132, 139, 175
 Бессель (Bessel) 247
 Бете (Bethe) 110, 137
 Бодански (Bodansky) 122, 123, 130
 Боде (Beaudet) 87, 96, 98
 Боденхаймер (Bodenheimer) 133
 Бойер (Boyer) 329
 Бок (Bok) 243
 Брагинский 264
 Брайлей (Bradley) 217, 218
 Брандт (Brandt) 273
 Браун Дж. (Brown J.) 152, 153, 154
 Браун (Brown E.) 226
 Брейсуэлл (Bracewell) 339
 Брейт (Breit) 64
 Брилюэн (Brillouin) 64
 Брюн (Bruenn) 87
- Вагонер (Wagoner) 80, 132, 139, 140
 Вебер (Weber) 336
 Вейль (Weyl) 313, 317
 Вейман (Weymann) 133
 Вейцеккер (Weizsäcker) 12, 110, 347
 Вентцель (Wentzel) 64, 172
 Весселинк (Wesselink) 262
 Виллард (Villard) 8
 Вокулер (Vaucouleurs) 281, 304
- Вольф (Wolf) 69, 84, 89, 90
 Ву (Woo) 98
 Вулард (Woolard) 217, 219
 Вусли (Woosley) 125, 126, 140
- Галлей (Halley) 252, 301
 Гамов (Gamow) 53, 57, 85, 137, 338, 339, 340, 347
 Ган (Gunn) 174
 Гандельман 91
 Гаусс (Gauss) 269
 Гейзенберг (Heisenberg) 8
 Гелл-Манн (Gell-Mann) 74
 Гендерсон (Henderson) 247
 Генри (Henry) 181, 184
 Герцшпрунг (Hertzsprung) 261, 270, 298
 Гершель (Herschel) 250, 251
 Гильберт (Gilbert) 80, 122
 Гиппарх (Hipparhus) 217, 245
 Говард (Howard) 126
 Голд (Gold) 174
 Голдрайх (Goldreich) 174
 Гольдшмидт (Goldschmidt) 106
 Грин (Green) 13
 Гринштейн (Greenstein) 133
 Гюрней (Gurney) 53, 57
- Джиаconi (Giacconi) 187, 339
 Джинс (Jeans) 261, 344, 345
 Джонс (Jones) 226
 Джонсон (Johnson) 286
 Джулиан (Julian) 174
 Дикке (Dicke) 264, 338
 Дирак (Dirac) 312
 Доплер (Doppler) 251
 Дункан (Duncan) 261
 Дэвис (Davis) 104
- Ерл (Earl) 169
- Занди (Zaidi) 98
 Зельдович 69, 345
 Зюс (Suess) 106, 107

- Ибен (Iben) 104
- Камерон (Cameron) 69, 70, 79, 80, 84, 85, 86, 107, 119, 122, 126, 247
 Кануто (Canuto) 89, 95, 98
 Каптейн (Kapteyn) 253
 Кардашёв 242
 Каула (Caula) 212
 Келлман (Kellman) 293, 299
 Кеплер (Kepler) 245, 265
 Кинан (Keenan) 293, 299
 Клейн (Klein) 304
 Клейтон (Clayton) 122, 123, 126, 130
 Клеменс (Clemence) 219
 Клиффорд (Clifford) 122, 130
 Колан (Caughlan) 111
 Колгейт (Colgate) 140, 180
 Кондон (Condon) 53, 57
 Конклин (Conklin) 339
 Крамерс (Kramers) 64
 Крафт (Kraft) 262
 Кристенсен (Christensen) 75
 Кротов (Krotov) 264
- Лаан, ван дер (Laan, van der) 242
 Ландау 327
 Ландстрит (Landstreet) 94
 Ланцош (Lanczos) 317
 Лаплас (Laplace) 210
 Ледерер (Lederer) 52
 Лежандр (Legendre) 210
 Леметр (Lemaître) 315, 316, 328, 345
 Ливитт (Leavitt) 261
 Лин (Lin) 153
 Лингенфелтер (Lingenfelter) 160
 Линдبلاد (Lindblad) 254, 256
 Линдквист (Lindquist) 329
 Лифшиц 345, 347
- Майкельсон (Michelson) 270, 271
 Матинян 98
 Мёссбауэр (Mössbauer) 311
 Мили (Miley) 321
 Милн (Milne) 315, 317
 Мишо (Michaud) 65, 123
 Морган (Morgan) 286, 299
 Мэйолл (Mayall) 318, 319
- Нарликар (Narlikar) 309
 Ньер (Nier) 227
 Ньюкомб (Newcomb) 224
 Ньютон (Newton) 210, 245, 264, 344
- Ольберс (Olbers) 301
 Оорт (Oort) 254, 284
 Острайкер (Ostriker) 174
- Панов 264
 Паркер (Parker) 110
 Партридж (Partridge) 303, 339
 Паули (Pauli) 71, 76
 Паунд (Pound) 311
 Пачини (Pacini) 173
 Пачиньски (Paczynski) 87
 Пейдж (Page) 273
 Пензиас (Penzias) 338
 Петерсон (Peterson) 79
 Петросян (Petrosian) 96, 98
 Пиблс (Peebles) 303
 Пиз (Pease) 271
 Пикеринг (Pickering) 252
 Пинаев 87, 88, 91, 94
 Пич (Peach) 319
 Планк (Planck) 289
 Погсон (Pogson) 285
 Понтекорво 91
- Райл (Ryle) 303
 Рамати (Ramaty) 160
 Ребка (Rebka) 311
 Резерфорд Э. (Rutherford E.) 8, 52, 227
 Резерфорд Л. (Rutherford L.) 293
 Рентген (Röntgen) 8
 Рассел (Russell) 261, 298
 Ривс (Reeves) 81, 110
 Ритус (Ritus) 96
 Ричардсон (Richardson) 133
 Робертсон (Robertson) 313, 314
 Розенберг (Rosenberg) 98, 99
 Ролл (Roll) 264
 Рудерман (Ruderman) 93, 98
- Саха (Saha) 298
 Секки (Secchi) 293
 Силк (Silk) 165
 Сильвестро (Silvestro) 87
 Сирс (Sears) 133
 Ситтер, де (Sitter, de) 316
 Слайфер (Slipher) 243, 254
 Смит (Smith) 279
 Содди (Soddy) 52
 Солпитер (Salpeter) 69, 70, 87, 96, 98, 110, 300
 Спитцер (Spitzer) 241
 Стеббинс (Stebbins) 318
 Стеблер (Stabler) 96

- Струве (Struve) 247
 Стюарт (Stewart) 81
 Сэндейдж (Sandage) 243, 263, 314, 318, 319
 Сюняев 345
- Такакура (Takakura) 154
 Тейлер (Tayler) 122, 130, 340
 Толман (Tolman) 317
 Томсон (Thomson) 8
 Торн (Thorne) 309
 Труран (Truran) 119, 122, 123, 125, 126, 127, 140
- Уайт (White) 140, 180
 Уилкинсон (Wilkinson) 339
 Уилл (Will) 309
 Уилсон (Wilson) 338
 Уитфорд (Whitford) 318
 Ульрих (Ulrih) 105
 Уокер (Walker) 313
- Фассио-Кануто (Fassio-Canuto) 89, 95
 Фаулер (Fowler) 65, 66, 83, 91, 105, 106, 107, 110, 111, 121, 122, 123, 124, 130, 132, 139, 140, 142, 175, 325
 Фейнман (Feynman) 74
 Ферми (Fermi) 74, 162, 171
 Феста (Festa) 93
 Филд (Field) 184
 Финци (Finzi) 84, 90
 Фраучи (Frautschi) 102, 103
 Фреберг (Fröberg) 64
 Фридман 313, 315
- Хаар, тер (Haar, ter) 247
 Хаббл (Hubble) 243, 261, 263, 283, 284, 318, 319, 321
 Хаггинс (Huggins) 243
 Хадсон (Hudson) 153
 Халл (Hull) 64
 Хансен (Hansen) 80, 83, 88, 100, 102, 103, 125
 Хейфорд (Hayford) 210
- Херм (Härm) 124
 Ходж (Hodge) 279
 Хойл (Hoyle) 78, 79, 83, 91, 106, 107, 120, 121, 124, 130, 132, 139, 140, 142, 175, 231, 309, 314, 324, 325, 340
 Хокинг (Hawking) 332
 Холмберг (Holmberg) 284, 287
 Хорн, ван (Horn, van) 69, 70
 Хьюмасын (Humason) 243, 318, 319
- Цвигки (Zwicky) 173, 175, 279, 280, 304, 327
 Цилюсани 98
 Цурута (Tsuruta) 84, 85, 86, 122
- Чандрасекар (Chandrasekhar) 327
 Чедвик (Chadwick) 8
 Чю (Chiu) 95, 96
 Чу (Chou) 89, 95, 98
 Чюдери (Chiuderi) 98
- Шапиро (Shapiro) 311
 Шарлье (Charlier) 304
 Шварцшильд (Schwarzschild) 124, 231, 280
 Шезо, де (Cheseaus, de) 301
 Шёнберг (Schönberg) 85
 Шепли (Shapley) 254, 261, 304, 321
 Шмидт (Schmidt) 242, 258, 301, 302, 304
 Шойер (Scheuer) 344
 Шрамм (Schramm) 119
- Эддингтон (Eddington) 270, 316, 329
 Эйбелл (Abell) 304
 Эймс (Ames) 321
 Эйнштейн (Einstein) 8, 304, 315, 316
 Этвеш (Eötvös) 264
- Юкава (Yukawa) 71
 Юри (Urey) 106, 107

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрация 218
Азимут 215, 221
Аккреция 189, 190, 191
Аннигиляция 95—96, 146
Алекс 250, 253
 α -захват 112
 α -распад 52
— энергия 52, 53
- Белые карлики 84, 311
Биркгофа теорема 331
Бозе — Эйнштейна статистика 120
Болометрическая поправка 290
Брейта — Вигнера формула 58, 62
 β -распад 71, 74, 76—82, 85, 119
— позитронный 76, 122
— электронный 76, 122
— ядерный 77
- Взаимности соотношение 55, 66
Взрывное горение 124—126, 140, 141, 180
Вигнера — Зейца сфера 67
Вириала теорема 231, 241, 279
Вогта — Рессела теорема 229
Водород 272, 341
Возраст Вселенной 312
— — фридмановский 243, 245
— — хаббловский 243
— галактик 242
— — эллиптических 242
— Галактики 228
— звезд 228—231
— Земли 227
— квазаров 242
— метеоритов 228
— радиосточников 242
— скоплений 231
— — рассеянных 229, 241
— — шаровых 231, 241
— Солнечной системы 228
— Солнца 230
Волн плотности теория 257, 258
Волновая функция 74
Восходящий узел 267
- Время атомное 226
— всемирное 225, 226
— гидродинамическое 124
— звездное 225
— солнечное 225
— эфемеридное 224, 226
Вселенная евклидова 245, 303, 322, 323
— замкнутая 245, 284, 337
— изотропная и однородная 139, 313, 317, 321
— осциллирующая 245, 315
— открытая 245, 315
— расширяющаяся 138, 245, 315, 321
Высота 215, 221
- Галактика 183, 228, 254, 256, 278, 284, 340
Галактики 283, 284, 287, 341
— неправильные 278
— подсчеты 321
— спиральные 256, 278, 285
— эллиптические 242, 263, 278, 283, 285
Гамильтониан 74, 75
Гамова — Теллера переход 77
Гамовский пик 60, 63
— энергия 57
Гелиевая вспышка 124
Гелий 340, 341
— обилие 341
Геодезическая линия 307, 313
Геод 210
Геометризованные единицы 330
Герцшпрунга — Рессела диаграмма 107, 228, 229, 231, 299
Гидростатического равновесия уравнение 230
Главная последовательность 229, 231, 300
Горение водорода 107, 110, 111, 231
— гелия 107, 111
— кислорода 107, 113, 124
— кремния 107, 116, 118
— углерода 107, 113, 124

- Горизонт 214, 331
 — событий 332
 Гравитационные волны 333—336
 — — детектирование 335
 — — мощность излучения 334
 γ -излучение 168, 181, 187
 — Солнца 150
- Двойные системы 189, 190, 251, 269,
 270, 334
Де Бройля приведенная длина волны
 58
 Дефект массы 11
Джинса критическая масса 344, 346
 Долгота астрономическая 215
 — галактическая 216, 222
 — геодезическая 225
- Железный пик 118, 122
- Замедления параметр 314, 317
 Запрета фактор 79
 Затменные переменные 271
 Звездная величина 285
 — — абсолютная 286, 293
 — — болометрическая 293, 317
 Зенит 214
- Избыток массы 11
Израэля теорема 332
 Имплозия 142, 175
 Интервал собственного времени 308
- Картера* теорема 332
 Квазары 188, 287, 316, 321, 325
Кельвина — *Гельмгольца* время 231
Кеплера 2-й закон 265
 — 3-й закон 245, 251, 267, 269
 Кинематическое расстояние 256
 Класс светимости 298
Клейна — *Нишини* формула 147
Клеро теорема 212
 Коллапс 139, 180, 327, 328, 344
Колмогорова спектр вихрей 347
 Комптоновское рассеяние 147, 148,
 166, 167, 168, 184, 185, 186
 — обратное 147, 164, 185, 189
 Конвективного переноса уравнение
 230
 Косинусов формула 220
- Космические лучи 71, 134, 135, 136,
 169—175, 181
 Космологическая постоянная 314, 315,
 316, 318
 Красное смещение 252, 317, 328, 340,
 344
 — — галактик 317
 — — гравитационное 310, 311
 Кривая вращения Галактики 256, 257,
 258, 273
 Кривизна пространства-времени 304,
 307, 315, 316
Кристоффеля символы 306
 Критическая плотность 243, 284, 315,
 337
Кронекера символ 55
 Кулоновский барьер 64
 — — проницаемость 64, 66
 К-поправка 318
- Лапласа* уравнение 210
 Лучевая скорость 251, 252, 253, 254,
 258—260
 Лучистого переноса уравнение 230
- Магеллановы Облака 184, 261
 Магические числа 12
Максвелла весовая функция 56
 Масса галактик 272—280
 — гравитационная 264, 311
 — звезд 269—270
 — инертная 264, 311
 — Солнца 269
 — спутников планет 268
 Масса — светимость зависимость 270,
 284
 Массы уравнение 229
 Масштабный фактор 314, 338, 339
 Матричный элемент ядерный 77
 Межгалактический газ 181, 183, 184,
 341, 344
 Межзвездное поглощение 290, 318
 Меридиан 214
 Метрика *Керра* 329, 331, 332, 333
 — *Крускала* 329
 — *Минковского* 307
 — *Рейснера* — *Нордстрема* 332
 — *Робертсона* — *Уокера* 313, 324
 — *Шварцшильда* 308, 328, 329, 331,
 332
 Микроволновое излучение 150
 Мировая линия 304, 307
 Множественность рождения 147
 Модель горячей Вселенной 338
 — *Бранса* — *Дикке* 312
 — *де Ситтера* 316

- Модель *Леметра* 315, 316, 339
 — *Леметра* — *Эддингтона* 314
 — *Милна* 315
 — осциллирующей Вселенной 315
 — стационарной Вселенной 314, 316, 318, 320, 322
 — *Фридмана* 314
 — *Эйнштейна* 315, 345
 — *Эйнштейна* — *де Ситтера* 315, 320, 345
 Модуль расстояния 286, 318
M-элементы 132, 134
 μ -мезон 73, 146—147
- Надир** 214
 Население I 230, 260
 Население II 138, 230, 260, 261
 Нейтринная излучательная способность 93
 — непрозрачность 100—103
 — светимость 85, 88, 89, 90, 91, 94, 95, 97, 98, 99
 Нейтринные пары 85, 91, 92, 93, 99
 Нейтрино мюонное 73, 89
 — плазменное 98
 — солнечное 92, 103—105
 — — детектирование 104
 — фотокулоновское 98
 — фотон-фотонное 98
 — электронное 73, 76
 Нейтронная звезда 88, 90, 173, 174, 175, 189, 191, 327, 334
 Нуклеосинтез 119, 131, 132, 137, 139, 228, 340
 — космологический 138
 Нутация 217
- Ольберса парадокс** 301, 303, 304
Оорга постоянные 255
 Оптическая толща 342, 344
 Отбора правило 77
- Параллакс вековой** 251
 — годичный 247
 — динамический 251
 — Луны 245
 — Солнца 245
 — статистический 254, 261
 — тригонометрический 254
 Парсек 247
 Парциальная ширина 58, 64
Паули принцип исключения 78
Пенроуза теорема 332
- Переменные звезды 260, 261
 — — затменные 271
 — — типа RR Лирь 260
 — — — W Девы 261
 Период полураспада 53
 — — нейтрона 75
 Период — светимость зависимость 261, 262
 Пикноядерные реакции 69—71
 Плазменная частота 97
 Плазменно-нейтринный процесс 97
 Плазмоны 97, 98
 Плотность вещества во Вселенной 284, 336. *См. также* Критическая плотность
 Позитронный захват 88, 119
Пойнтинга — *Робертсона* эффект 269
 Показатель преломления 220
 — цвета 286
 полюс мира 214
 Прессессия 217, 226, 311
 Протон-протонная цепочка 92, 103, 105, 110
 Прямое восхождение 215, 222, 225
 Пульсары 174, 175, 188
 Пяти элементов формулы 221
p-процесс 107, 139, 140
 μ -мезон 71, 73, 146—147
- Радиационный захват** 66
 Радиогалактики 185, 188, 321, 325
 Радиоисточники космические 241—242
 — — подсчеты 322, 324
 Раднусы звезд 271
 Распространенность химических элементов 125, 131, 132—134, 139, 340
 Расстояние кинематическое 256, 258
 — космологическое 264
 — паралактическое 264
 — фотометрическое 263, 264, 317
Рейнольдса число 347
 Реликтовое излучение 336, 338. *См. также* фоновое излучение
 Рентгеновские источники дискретные 181, 186, 187, 188
 — — переменные 189
 Рентгеновское излучение 168, 181, 184
 — — Солнца 150
 Рефракция 220
Римана тензор кривизны 306, 335
Риччи тензор 307
 Роша полость 189
r-процесс 107, 119, 128, 129, 139, 140, 228

- Саха* уравнение 123
 Сверхмассивные объекты 325
 Сверхновые 84, 90, 111, 119, 139—
 140, 173, 175, 180—181, 228, 327
 — остатки 173, 174, 187
 Сверхскопления 304
 Светимость 262, 284, 286, 288, 289,
 290, 325
 — рентгеновская 188, 190
 Сечение взаимодействия заряженных
 частиц 57
 — захвата нейтрона 56
 — комптоновского рассеяния 147
 — реакции 54
 — — обратной 55
 — эффективное 56
 Сильное взаимодействие 71
 Синусов формула 220
 Синхротронное излучение 149, 165,
 173, 185, 242
 — — нейтринное 91, 94—95
 Система координат галактическая 215
 — — горизонтальная 215
 — — экваториальная 215
 — — эклиптическая 215
 Скалывания реакции 132, 134—136
 Скалярно-тензорная теория 308—309
 Склонение 215, 221
 Скопления галактик 189, 263, 279,
 283, 304, 321
 — звездные рассеянные 229, 260
 — — шаровые 229, 231, 260
 Скорость звука 346
 — реакции 58, 63
 — β -распада 78, 79, 80, 81
 Слабое взаимодействие 71, 74
 Смещение перигелия 309, 310
 Собственное движение 252, 255, 264
 Совершенный космологический прин-
 цип 316
 Солнечная постоянная 290
 Спектр позитронов 82
 Спектральная классификация 293
 Спектрально-двойные 252, 270
 Спектральный индекс 172, 175, 242,
 323
 Спиновый множитель 58, 63
 Статистический вес 55, 80
Стефана — *Больцмана* формула 262
s-процесс 107, 119, 128

Тициуса — *Бодэ* закон 247
Томаса — *Ферми* энергия связи 8
 Тормозное излучение 149, 183, 189,
 342
 — — нейтринное 91—94

 Точка весеннего равноденствия 214,
 217, 225
 Трек эволюционный 107, 231, 299
 Тройной α -процесс 111

 Угlistые хондриты 107
 Ударная волна 119, 173, 180
 Упаковочный множитель 12
 Урка-процесс 85—87
 — модифицированный 89, 90

 Фазового объема функция 82—83
Ферми механизм ускорения 171
 — переход 77
 — функция 78, 83
 — энергия 83, 122
Ферми — *Дирака* статистика 120
 — функция распределения 68
 Фигура Земли 209
 Фоновое излучение 165, 168, 184, 338.
См. также Реликтовое излучение
 Фотобета-распад 80
 Фотонейтринный процесс 96—97
 Фоторасщепление 66, 116, 118, 122
 Фотоэффект 166, 167
 Функция светимости 300, 302
 — — нулевого возраста 300

Хаббла постоянная 243, 314
Хейфорда эллипсоид 210

 Цефеиды 260, 261, 262
C-поля теория 309
 CN-цикл 111
 CNO-цикл 92, 104, 105, 111, 112, 140
 — двойной 111

Чандрасекара критическая масса 141
 — предел 327
 Часовой угол 215, 222
 Черная дыра 189, 327, 329, 331, 332

Шварцшильда метрика 308, 328, 329,
 331, 332
 — плотность 281, 283
 — радиус 280, 308, 328
 Широта астрономическая 213, 215
 — галактическая 215, 222
Шредингера уравнение 54, 64

- Эддингтона* предел 191
Эйлера уравнение 305
Эйнштейна уравнения поля 306, 307
Экватор небесный 214
— галактический 214, 224
Эклиптика 214, 217
Экранирование электронное сильное
67—69, 70
— — слабое 67—69
— параметр 149
Электрон-позитронные пары 80, 81,
87, 95, 142, 168
Электронный захват 82—84, 85, 87,
122
Элемент длины 305, 308, 313, 316
Элементы орбиты 267
- Энергии-натяжений тензор 305
Энергия связи 11, 326, 327, 331
— — *Томаса — Ферми* 8
— — ядерная 13
Энерговыведение 12
Энтропия 325, 327
Эргосфера 331, 332
- Юлианские сутки 224
- Ядерная статистическая сумма 56, 65,
66
— функция распределения 79
Яркость 289

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 4. Ядерная астрофизика и частицы высоких энергий	7
4.1. Первые фундаментальные частицы, символы и определения	8
4.1.1. Электрон, протон, нейтрон, их античастицы и фотон	8
4.1.2. Символы, наименования и единицы	8
4.1.3. Энергия связи, дефект массы, избыток массы, масса атома, концентрация по массе, упаковочный множитель, энерговыделение, магические числа и массовые формулы	11
4.1.4. Альфа-распад и другие естественные ядерные реакции	52
4.2. Скорости термоядерных реакций	54
4.2.1. Определение сечений и теорема взаимности	54
4.2.2. Нерезонансное сечение захвата нейтрона	56
4.2.3. Нерезонансное сечение взаимодействия заряженных частиц	57
4.2.4. Резонансные сечения для нейтронов и заряженных частиц; формула Брейта — Вигнера	58
4.2.5. Скорость реакции, среднее время жизни и генерация энергии	58
4.2.6. Скорости нерезонансных реакций	59
4.2.7. Скорости резонансных реакций	61
4.2.8. Скорости обратных реакций и фоторасщепление	66
4.2.9. Слабое и сильное электронное экранирование	67
4.2.10. Пикноядерные реакции	69
4.3. Процессы слабого взаимодействия	71
4.3.1. Электронные нейтрино, мюонные нейтрино, мюоны, пионы и теория слабого взаимодействия	71
Бета-распад и электронное нейтрино. Распад мюона и мюонное нейтрино. Сечение взаимодействия нейтрино. Константа универсального фермиевского взаимодействия. Матричный элемент слабого взаимодействия. Золотое правило теории возмущений, зависящих от времени. Взаимодействие нейтрино с электронами и нуклонами. Ток слабого взаимодействия Фейнмана — Гелл-Манна. Константы векторного и аксиального взаимодействий. Векторное взаимодействие и бета-распад. Аксиальное взаимодействие и период полураспада нейтрона. Гамильтонианы ток-токового взаимодействия.	
4.3.2. Бета-распад	76
Соотношения масс при бета-распаде. Ядерные матричные элементы для фермиевского и гамов-теллеровского бета-переходов. Вероятность бета-распадного перехода и период полураспада. Функция Ферми и значения f . Запрет из-за принципа исключения для бета-распада в звездах. Бета-распад из возбужденных тепловым образом ядерных состояний — фото-бета-распад. Виртуальный бета-распад. Бета-распад, индуцированный позитронным захватом.	
4.3.3. Электронный захват	82
Соотношения масс при электронном захвате. Электронный захват из непрерывного спектра. Функции фазового объема для вырожденного и невырожденного газов в звездах. Энергия Ферми для релятивистского и нерелятивистского газов.	
4.3.4. Урка-процессы	85
Генерация энергии нейтрино для электронного захвата и бета-распада в вырожденном газе. Урка-слои и конвективные зоны. Позитронный захват и урка-процесс. Скорости захвата и нейтринная светимость для электронного захвата протонами и позитронного захвата нейтронами. Плотность нейтронов, протонов и электронов в нейтронной звезде при	

нулевой температуре. Нейтринная урка-светимость в присутствии сильного магнитного поля. Модифицированный урка-процесс. Нейтринная светимость для модифицированного урка-процесса и пионных реакций. Фотонная светимость и нейтринное охлаждение нейтронной звезды.

4.3.5. Излучение нейтринных пар	91
4.3.5.1. Нейтринное тормозное и нейтринное синхротронное излучение	91
Нейтринное свободно-свободное излучение в вырожденном и левырожденном газе. Нейтринное свободно-связанное излучение при рекомбинации на K -оболочку. Нейтринное синхротронное излучение.	
4.3.5.2. Нейтринная аннигиляция электрон-позитронных пар	95
4.3.5.3. Фотонейтринный процесс	96
4.3.5.4. Плазменно-нейтринный процесс	97
4.3.5.5. Фотокулоновские и фотон-фотонные нейтрино	98
4.3.5.6. Процессы образования нейтрино мюонами и пионами	99
4.3.6. Нейтринная непрозрачность	100
4.3.7. Солнечные нейтрино	103
4.4. Синтез химических элементов	106
4.4.1. Распространенность химических элементов	106
4.4.2. Процессы синтеза элементов в нормальных звездах — эволюционные стадии генерации энергии и скорости ядерных реакций	107
Горение водорода — протон-протонная цепочка. Горение водорода — двойной CNO-цикл. Горение гелия — тройной альфа-процесс и процессы захвата альфа-частиц. Горение углерода и кислорода. Горение кремния. s -, r - и p -процессы.	
4.4.3. Равновесные процессы	120
4.4.4. Процессы взрывного горения	124
4.4.5. Уравнения для распространенностей нуклидов	126
4.4.6. Образование редких легких элементов — реакции скалывания и космологический нуклеосинтез	131
Реакции скалывания при взаимодействии с протонами на поверхностях звезд и космическими лучами в межзвездной среде. Образование Li^6 , Be^9 , B^{10} и B^{11} в реакциях скалывания. Распространенность легких элементов в звездах и в Солнечной системе. Конвективное выгорание легких элементов. Сечения реакций скалывания, скорости образования и значения Q . Космологический нуклеосинтез D , He^3 , He^4 и Li^7 .	
4.4.7. Быстрые термоядерные реакции при вспышках сверхновых	139
4.5. Частицы высоких энергий	142
4.5.1. Образование частиц высоких энергий	142
4.5.1.1. Образование электрон-позитронных пар гамма-лучами в поле ядра	142
4.5.1.2. Образование электрон-позитронных пар заряженными частицами	143
4.5.1.3. Образование электрон-позитронных пар в столкновениях двух фотонов	144
4.5.1.4. Образование μ -мезонных пар гамма-лучами в поле ядра	144
4.5.1.5. Образование электронов отдачи при столкновениях заряженных частиц	145
4.5.1.6. Образование фотонов при аннигиляции позитронов	145
4.5.1.7. Образование π -мезонов, μ -мезонов, позитронов, электронов, фотонов и нейтрино в ядерных взаимодействиях	146
4.5.1.8. Испускание фотонов высокой энергии за счет обратного комптон-эффекта	147
4.5.1.9. Испускание фотонов высоких энергий при тормозном излучении релятивистских электронов или мюонов	148
4.5.1.10. Испускание фотонов при синхронном излучении релятивистского электрона (магнитотормозное излучение)	149
4.5.1.11. Излучение фотонов в ядерных реакциях	150

4.5.1.12.	Рентгеновское излучение и гамма-излучение Солнца . . .	150
	Тепловое излучение мягких рентгеновских лучей. Жесткие рентгеновские лучи, тепловые электроны и микроволновое излучение. Модели тонкой и толстой мишени. Поток теплового тормозного излучения. Гирочастота и гиросинхротронное излучение. Поток жестких рентгеновских лучей в модели толстой мишени и спектр электронов. Потери энергии в столкновениях ускоренных электронов. Поток жестких рентгеновских лучей в модели тонкой мишени и спектр электронов. Энергии, источники, сечения и половина времени жизни возможных астрофизических источников гамма-лучей. Реакции образования нейтронов и дифференциальный энергетический спектр для образования нейтронов протонами. Реакции образования пионов и дифференциальный энергетический спектр для образования пионов протонами. Ядра, испускающие позитроны, и их образование в протонных столкновениях. Полное число вторичных частиц при ускорении протонов. Полное число вторичных частиц при замедлении протонов. Ожидаемый поток нейтронов от Солнца на поверхности Земли.	
4.5.2.	Механизмы потерь энергии частицами высоких энергий . . .	161
4.5.2.1.	Потери энергии на ионизацию . . .	161
4.5.2.2.	Потеря энергии электронов вследствие тормозного излучения	163
4.5.2.3.	Потери энергии электронов на комптоновское рассеяние — обратный комптон-эффект . . .	164
4.5.2.4.	Потери энергии электронами в синхротронном (магнитотормозном) излучении . . .	165
4.5.2.5.	Потеря энергии фотонами за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар . . .	166
4.5.3.	Происхождение частиц высоких энергий . . .	168
4.5.3.1.	Энергетические спектры электронов, протонов и позитронов в космических лучах . . .	168
4.5.3.2.	Механизмы ускорения частиц высоких энергий . . .	171
	Механизм ускорения Ферми. Пульсары и вращающиеся нейтронные звезды как источники частиц высоких энергий. Ускорение частиц высоких энергий при взрывах сверхновых. Наблюдаемые остатки сверхновых.	
4.5.3.3.	Происхождение фотонов высоких энергий . . .	181
	Дифференциальный энергетический спектр диффузного рентгеновского и гамма фона. Тепловое тормозное излучение горячего межгалактического газа. Обратное комптоновское излучение. Дискретные рентгеновские источники. Переменные рентгеновские источники. Гамма-всплески. Рентгеновское излучение при аккреции в двойных системах.	
	Литература . . .	191
Глава 5.	Астрометрия и космология . . .	209
5.1.	Координаты . . .	209
5.1.1.	Фигура Земли . . .	209
5.1.2.	Координаты на небесной сфере . . .	214
5.1.3.	Прецессия, нутация, абберация и рефракция . . .	217
5.1.4.	Сферическая тригонометрия . . .	220
5.1.5.	Переход от одной системы координат к другой . . .	221
5.2.	Время . . .	224
5.2.1.	Эфемеридное время . . .	224
	Долгота среднего Солнца. Тропический год. Юлианские дни	
5.2.2.	Всемирное время . . .	225
5.2.3.	Звездное время . . .	225
	Продолжительность средних суток. Продолжительность средних солнечных суток	
5.2.4.	Измерение времени — атомное время . . .	226
	Атомное время — атомный переход цезия. Эфемеридное время — всемирное время. Координированное время и исправленное всемирное время	

5.2.5.	Возраст астрономических объектов	227
	Радиоактивный распад и возраст Земли. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела, нуклеосинтез, возраст звезд и Галактики. Возраст и другие параметры шаровых и рассеянных скоплений. Возраст радиосточников	
5.2.6.	Космическая шкала времени	243
	Диаграмма Хаббла и космическая шкала времени. Фридмановский возраст однородной изотропной расширяющейся Вселенной	
5.3.	Расстояния	245
5.3.1.	Расстояния до Луны, Солнца и планет	245
	Параллакс Луны, третий закон Кеплера. Параллакс Солнца и астрономическая единица. Таблица элементов орбит, радиусов, массы, плотности, альbedo и температуры планет. Закон Тициуса — Боде для планетных расстояний	
5.3.2.	Расстояние до ближайших звезд: годичный, вековой и динамический параллаксы; движение Солнца	247
5.3.3.	Расстояния до движущихся скоплений и статистический параллакс	252
	Собственное движение и статистический параллакс. Два звездных потока	
5.3.4.	Вращение Галактики и кинематическое расстояние	254
	Постоянные Орта для дифференциального галактического вращения. Теория волн плотности для спиральных ветвей Галактики. Поправки к лучевым скоростям за движение Солнца и вращение Земли. Лучевая скорость и кинематическое расстояние	
5.3.5.	Расстояние до переменных звезд	260
	Расстояние до звезд RR Лиры и классических цефеид. Зависимость период — светимость. Лучевая скорость и яркость пульсирующей звезды. Абсолютные звездные величины звезд, шаровых скоплений и галактик.	
5.3.6.	Космическая шкала расстояний	263
	Фотометрическое расстояние и космологические модели. Расстояния, определяемые по угловому диаметру, параллаксу и собственному движению. Эффект Скотта.	
5.4.	Масса	264
5.4.1.	Инертная и гравитационная массы	264
5.4.2.	Масса Солнца и спутников планет Солнечной системы	265
	Эллиптические орбиты и законы Кеплера. Гравитационная постоянная и масса Земли. Масса Луны. Обратное значение массы и гауссова постоянная гравитации. Эффект Поинтинга — Робертсона.	
5.4.3.	Масса и плотность звезд	269
	Масса двойных систем. Зависимость масса — светимость для звезд. Температуры, светимости, радиусы, массы и плотности звезд главной последовательности различных спектральных классов	
5.4.4.	Массы и плотности галактик	271
	Масса галактик, определяемая по кривой вращения. Масса и светимость пар галактик. Масса и светимость неправильных, спиральных и эллиптических галактик. Масса галактик в скоплениях галактик, определяемая по теореме вириала	
5.4.5.	Зависимость масса — радиус — плотность	280
	Универсальное соотношение масса — плотность — радиус. Плотность галактик. Функция светимости галактик	
5.4.6.	Плотность вещества во Вселенной	283
	Критическая плотность, необходимая для замкнутости Вселенной. Плотность, обусловленная наблюдаемыми галактиками	
5.5.	Светимость	
5.5.1.	Звездная величина, показатель цвета, плотность потока и блеск	285
	Видимая и абсолютная звездные величины и светимость. Модуль расстояния и годичный параллакс. Красная, визуальная, фотографическая, синяя	

	и ультрафиолетовая полосы пропускания. Система <i>UBV</i> . Показатель цвета. Плотность потока, единицы измерения потока, солнечная единица потока. Светимость и спектральный индекс. Плотность потока, яркость, ширина диаграммы направленности антенны и размер источника. Плотность потока и яркостная температура Солнца на радиочастотах	
5.5.2.	Солнечная постоянная, болометрические поправки, температуры и радиусы звезд	290
5.5.3.	Светимость и спектральный класс звезд	293
	Светимость и абсолютная визуальная звездная величина. Болометрическая поправка. Межзвездное покраснение и поглощение (экстинкция). Болометрическая звездная величина, эффективная температура и радиус. Болометрические поправки, цвет и эффективные температуры звезд различных спектральных классов. Спектральная классификация — системы Дрэпера (HD) и Йеркская (МКК). Последовательности и области на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Функция светимости звезд. Темпы звездообразования	
5.5.4.	Свечение ночного неба	301
	Функция светимости, светимость и пространственная плотность галактик. Средняя яркость ночного неба — парадокс Ольберса. Предельные значения светимости и пространственной плотности радиосточников. Функция светимости, светимость и пространственная плотность радиосточников. Иерархическая космологическая схема Шарлье.	
5.6.	Общая теория относительности и ее наблюдательная проверка	304
5.6.1.	Формулы общей теории относительности	304
	Элемент длины в общей теории относительности. Тензор энергии-импульса идеальной жидкости. Тензор энергии-импульса электромагнитного поля. Сохранение энергии-импульса. Тензор кривизны Римана и символы Кристоффеля. Уравнения поля Эйнштейна. Тензор Риччи и скалярная кривизна пространства-времени. Геодезические и нулевые геодезические линии. Собственное время и расстояние Метрика Минковского.	
5.6.2.	Метрика Шварцшильда и классические тесты общей теории относительности	308
	Метрика Шварцшильда. Радиус Шварцшильда. Постньютоновское приближение. Гравитационное отклонение света. Смещение перигелия планет. Гравитационное красное смещение. Запаздывание радиолокационного сигнала. Прецессия гироскопа.	
5.7.	Космологические модели и их наблюдательная проверка	312
5.7.1.	Однородность и изотропия Вселенной	312
	Постулат Вейля. Модель Фридмана. Метрика Робертсона — Уокера. Постоянная Хаббла H и параметр замедления q . Плотность, давление и пространственная кривизна Вселенной. Модели Эйнштейна — де Ситтера и Милна. Модели Леметра и Леметра — Эддингтона. Модели стационарной Вселенной.	
5.7.2.	Соотношение между красным смещением и видимой звездной величиной	317
	K -поправка. Значения H_0 и q_0 .	
5.7.3.	Соотношение красное смещение — угловой размер	319
5.7.4.	Подсчеты числа оптических галактик и радиосточников	321
5.8.	Сверхмассивные объекты, гравитационный коллапс и черные дыры	325
	Светимость, радиус, температура и плотность сверхмассивных объектов. Энергия связи, период вращения и время жизни сверхмассивных объектов. Чандрасекаровский предел относительно гравитационного коллапса. Критические по отношению к коллапсу масса, радиус и температура. Время жизни относительно гравитационного коллапса. Метрика Крускала. Метрика Керра — Ньюмена в координатах Бойера — Линдквиста. Геометризованные и физические единицы. Статистический предел, горизонт и эргосфера черной дыры. Метрика Керра в координатах Бойера — Линдквиста. Предельные стационарные орбиты в черной дыре Керра. теорема Биркгофа. Метрика Рейснера — Нордстрема и теорема Израэля. Теорема Пенроуза. Теорема Картера. Второй закон термодинамики черных дыр Хокинга. Площадь поверхности горизонта событий черной дыры Керра и Керра — Ньюмена.	

5.9. Гравитационное излучение	333
Поток и светимость гравитационных волн системы с медленными движениями и слабыми гравитационными полями. Светимость в гравитационных волнах системы двойных и нейтронных звезд. Детектор гравитационных волн. Детектирование гравитационных волн Вебером.	
5.10 Реликтовое (фоновое) излучение, синтез гелия межгалактический газ и образование галактик	336
Плотность вещества в галактиках и плотность излучения звезд и реликтового излучения. Плотность, температура и масштабный фактор в модели с преобладанием вещества. Плотность, температура и масштабный фактор в модели с преобладанием излучения. Критическое красное смещение, время и температура разделения излучения и вещества. Образование первичного гелия. Время, красное смещение и температура рекомбинации водорода. Предельные значения плотности нейтрального и молекулярного водорода. Оптическая толща вследствие поглощения и рассеяния в однородной изотропной Вселенной. Дисперсия сигнала в галактике. Масса и длина волны Джинса. Флуктуация плотности в статической и расширяющейся Вселенной. Масса Джинса в модели с преобладанием вещества. Флуктуации температуры в эпоху рекомбинации. Масса Джинса в модели с преобладанием излучения. Критическая масса затухания возмущений плотности. Реликтовая турбулентность.	
Литература	348
Именной указатель	370
Предметный указатель	373

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и др. просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

К. Ленг

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ

(ч. 2)

Редактор М. Рутковская
Художник Е. Якубович
Художественный редактор Л. Безрученков
Технический редактор Н. Толстякова
Корректор В. Киселева

ИБ № 1434

Сдано в набор 13.04.78. Подписано к печати 27.11.78. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Гарнитура латинская. Печать высокая. Объем 12 бум. л. Усл. печ. л. 24. Уч.-изд. л. 26,59. Изд. № 27/9754. Тираж 5400 экз. Зак. № 1152. Цена 2 р. 60 к.

Издательство «Мир»
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29