

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

---

Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков

# ФИЗИКА

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА  
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
АСТРОФИЗИКА

*Допущено Научно-методическим советом по физике  
Министерства образования и науки Российской Федерации  
в качестве учебника для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по техническим направлениям подготовки  
и специальностям*

Издательство  
Томского политехнического университета  
2009

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.38я73

Т98

**Тюрин Ю.И.**

Т98

Физика: Ядерная физика. Физика элементарных частиц. Астрофизика: учебник / Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. – 252 с.

ISBN 978-5-98298-647-7

Учебник, классический по построению и содержанию, представляет курс лекций по физике, направленный на выработку у студентов практических навыков использования фундаментальных физических закономерностей для решения профессиональных задач. Основное внимание уделено квантово-механическому описанию свойств ядер, современным представлениям физики элементарных частиц и космологии. Достаточно подробно рассмотрены прикладные вопросы ядерной физики и современные методы физических исследований.

Разработан в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Технологии водородной энергетики, энергосбережение и возобновляемые источники энергии» и предназначен для преподавателей, студентов, бакалавров и магистров технических университетов.

**УДК 539.1(075.8)**

**ББК 22.38я73**

*Рецензенты*

Доктор физико-математических наук, профессор  
зав. кафедрой общей и экспериментальной физики ТГУ

*В.П. Демкин*

Доктор физико-математических наук, профессор  
зав. кафедрой прикладной и теоретической физики НГТУ

*В.Г. Дубровский*

Доктор технических наук, профессор

*В.Л. Чахлов*

ISBN 978-5-98298-647-7 © Томский политехнический университет, 2009  
© Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю., 2009  
© Оформление. Издательство Томского политехнического университета, 2009

# 1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

## 1.1. Введение

Ядерная физика представляет собой важную и быстро развивающуюся область современной физики. Поскольку в настоящее время полное понимание природы ядерных сил еще не достигнуто, то невозможно изложить теорию ядра, как это делается, скажем, для случая атома водорода. Теория ядра сходна с квантовой механикой атома, за исключением того, что она не использует закон Кулона: теория предсказывает для связанных состояний дискретные уровни энергии, но не в состоянии точно вычислить их положение. Она предсказывает туннельный эффект для заряженных частиц, проходящих через узкие потенциальные барьеры, но не может ничего точно сказать о форме этих барьеров. Тем не менее, квантовая механика, которая дает объяснение качественной природы явлений, в сочетании с экспериментальными сведениями, служащими для количественного описания, обеспечивает «рабочий» уровень понимания ядерной физики.

Атомное ядро состоит из протонов и нейтронов, связанных ядерными силами (сильным взаимодействием). Нейтроны и протоны имеют почти одну и ту же массу и весьма сходные свойства. Их обычно называют нуклонами. Суммарное число протонов и нейтронов – массовое число, обозначается символом  $A$ . Число нейтронов  $N$  равно  $A - Z$ , где  $Z$  – атомный номер или число протонов в ядре (число электронов в оболочке атома). Величина  $A$  данного атомного ядра очень близка к атомной массе самого атома.

Символическая запись ядра  ${}^A_Z X$ , где  $X$  – химический элемент. Для обозначения конкретного ядра используется символ атома с указанием сверху массового числа. Например,  ${}^{14}\text{C}$  – это изотоп углерода, ядро которого состоит из 6 протонов и 8 нейтронов. Атомная масса ядра  ${}^{12}\text{C}$  выбрана в точности равной 12. Шкала атомных масс (атомная единица массы <sup>\*)</sup>) основана на массе изотопа углерода  ${}^{12}\text{C}$ .

---

<sup>\*)</sup> Атомная единица массы (а.е.м.) – единица массы, равная 1/12 массы изотопа углерода  ${}^{12}\text{C}$ ; применяется в атомной и ядерной физике для выражения масс элементарных частиц, атомов, молекул.  $1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  (на 1984 г.). Энергетический эквивалент  $1 \text{ а.е.м.} = 931,50 \text{ МэВ}$ .

Ядра, имеющие одинаковое число протонов, но различные числа нейтронов, называются изотопами. Например, ядра изотопов водорода – протон  ${}^1_1H$ , дейтрон  ${}^2_1H$  (или  ${}^2_1D$ ) и тритон  ${}^3_1H$  (или  ${}^3_1T$ ). У легких и средних ядер число протонов и нейтронов примерно одинаково.

## 1.2. Рассеяние микрочастиц при их столкновениях

Если в физике атомов, молекул и образованных из них макроскопических систем основными методами исследований являются спектроскопические (изучают квантовые переходы между уровнями энергии, взаимодействия атомов и молекул, а также макроскопические характеристики объектов – температуру, плотность, скорость макроскопического движения и т. д.), то в ядерной физике и физике элементарных частиц основной метод – рассеяние микрочастиц при их столкновениях. Для этого используются или естественные источники высокоэнергетических микрочастиц (радиоактивные вещества, космические частицы), или строятся специальные ускорители частиц.

Рассеяние микрочастиц – процесс столкновения частиц, в результате которого либо меняются их импульсы (упругое рассеяние), либо наряду с изменением импульсов меняется также внутреннее состояние частиц или образуются другие частицы (неупругие процессы). Одна из основных количественных характеристик рассеяния – эффективное сечение – величина, пропорциональная вероятности процесса.

Рассмотрим рассеяние одной заряженной частицы в поле другой. Траектория частицы, проходящей через силовое поле (с центром  $O$ , см. рис. 1.1,  $a$ ), искривляется – происходит рассеяние. Угол  $\theta$  между начальным ( $\mathbf{p}_{\text{нач}}$ ) и конечным ( $\mathbf{p}_{\text{кон}}$ ) импульсами рассеиваемой частицы называется углом рассеяния. Угол рассеяния зависит от характера взаимодействия между частицами и прицельного параметра  $b$  – расстояния наибольшего возможного сближения частицы с силовым центром. Обычно на исследуемое вещество направляют пучок частиц, например  $\alpha$ -частиц (рис. 1.1,  $a$ ). Число частиц  $dN$ , рассеянных в единицу времени на углы в интервале  $\theta, \theta + d\theta$ , равно числу частиц, проходящих в единицу времени через кольцо площадью  $2\pi b db$ . Если  $N$  – плотность потока падающих частиц ( $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ), то  $dN = 2\pi b db \cdot N$ .

Эффективное сечение – величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определенное конечное состояние. Сечение  $d\sigma$  равно отношению числа  $dN$  таких переходов в единицу времени к плотности  $N$  потока рассеиваемых частиц:

$$d\sigma = dN/N = 2\pi b db.$$

Сечение имеет размерность площади. Полное сечение рассеяния получается путем интегрирования по всем прицельным параметрам. Если  $a$  – минимальный прицельный параметр, при котором частица не рассеивается, то  $\sigma = \pi a^2$ .

Упругое рассеяние частиц характеризуют дифференциальным сечением  $d\sigma/d\Omega$ , равным отношению числа частиц, упруго рассеянных в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц ( $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$  – элемент телесного угла). Дифференциальное сечение обычно измеряется в барнах<sup>\*)</sup> на стерадиан.

Измерение углового распределения рассеянных частиц и сечений процессов позволяет изучать законы взаимодействия частиц, исследовать их структуру и, в частности, определить радиус ядра любого атома.

### 1.3. Опыт Резерфорда

Первое указание на существование атомного ядра связано с открытием в 1898 г. А. Беккерелем радиоактивности. Это произошло задолго до того, как Резерфорд экспериментально доказал его существование. Оказалось, что некоторые минералы естественного происхождения самопроизвольно испускают излучение неизвестной природы. Явление самопроизвольного распада атомных ядер стало называться радиоактивностью.

По прошествии нескольких лет было показано, что неизвестное излучение состоит из частиц трех различных видов, сильно отличающихся друг от друга:

- 1) нейтрально заряженных частиц – фотонов;
- 2) отрицательно заряженных частиц – электронов;
- 3) положительно заряженных частиц<sup>\*\*)</sup>.

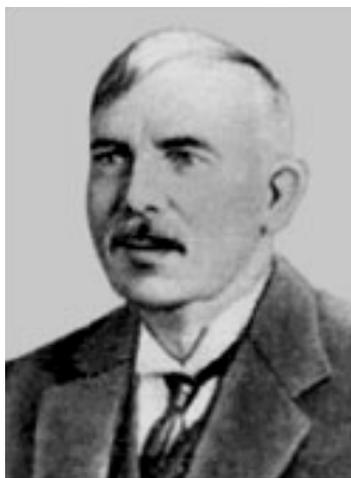
Вначале считалось, что обнаруженные излучения испускаются атомом, и лишь впоследствии стало ясно, что их источником является атомное ядро. Изучая треки образующихся при радиоактивном распаде положительно заряженных частиц в электрическом поле, Э. Резерфорд показал, что это частицы с массой атома гелия и зарядом  $+2e$  –  $\alpha$ -частицы. В 1919 г. Ф. Астон построил первый масс-спектрограф, с помощью которого были получены точные значения масс атомных ядер.

Одна из первых моделей атома была предложена в 1904 г. Дж. Томсоном, согласно которой атом представлял нейтральную систе-

<sup>\*)</sup> Барн (англ. *barn*) – внесистемная единица площади, применяемая для выражения эффективного сечения ядерных процессов;  $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

<sup>\*\*)</sup> Спонтанное деление ядер с одновременным испусканием нейтронов было открыто только в 1940 г. (К.А. Петржак, Г.Н. Флёрв).

му, состоящую из заряженного шара с зарядом  $+Ze$ , внутри которого в определенных равновесных положениях находятся  $Z$  отрицательно заряженных электронов (однородная модель). Размер атома  $\sim 10^{-10}$  м = 1 Å.



Эрнест Резерфорд

Однако опыт решил этот вопрос в пользу предложенной Э. Резерфордом ядерной (планетарной) модели атома. Первые прямые экспериментальные исследования строения атома были выполнены им в 1911 г. совместно с сотрудниками Х. Гейгером и Э. Марсденом.

Схема опыта Э. Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц приведена на рис. 1.1б. Источник  $\alpha$ -частиц с энергией  $10^6 \dots 10^7$  эВ помещался в свинцовый контейнер, имеющий диафрагму. На пути пучка  $\alpha$ -частиц устанавливалась мишень, представляющая собой тонкую металлическую фольгу. Чтобы исключить рассеяние  $\alpha$ -частицы за счет двукратных столкновений, толщина мишени не превышала 10 мкм. Рассеянные  $\alpha$ -частицы попадали на экран, покрытый сульфидом цинка. Попадание каждой  $\alpha$ -частицы на экран вызывало вспышку, обусловленную флуоресценцией сульфида цинка (ZnS). Вспышки регистрировались визуально с помощью микроскопа, устанавливаемого под различными углами  $\theta$  к направлению пучка. С помощью такой установки можно было наблюдать  $\alpha$ -частицы, рассеянные под углами до  $150^\circ$ .

Если бы строение атомов соответствовало однородной модели Дж. Томсона, то они отклоняли бы  $\alpha$ -частицы на очень малые углы ( $\theta < 1^\circ$ ), поскольку даже почти лобовое столкновение с отдельным протоном не вызвало бы заметного отклонения  $\alpha$ -частицы.

Если бы строение атомов соответствовало однородной модели Дж. Томсона, то они отклоняли бы  $\alpha$ -частицы на очень малые углы ( $\theta < 1^\circ$ ), поскольку даже почти лобовое столкновение с отдельным протоном не вызвало бы заметного отклонения  $\alpha$ -частицы.

Рис. 1.1а. Рассеяние  $\alpha$ -частицы в кулоновском поле ядра золота:  
 $b$  – прицельный параметр;  
 $r_{\min}$  – расстояние наибольшего сближения  $\alpha$ -частицы с ядром;  
 $\theta$  – угол рассеяния  $\alpha$ -частицы;  
 $\mathbf{p}_{\text{нач}}$  и  $\mathbf{p}_{\text{кон}}$  – начальный и конечный импульс  $\alpha$ -частицы. В нижней части рисунка показаны траектории для трех значений ( $b_1, b_2$ , и  $b_3$ ) прицельного параметра

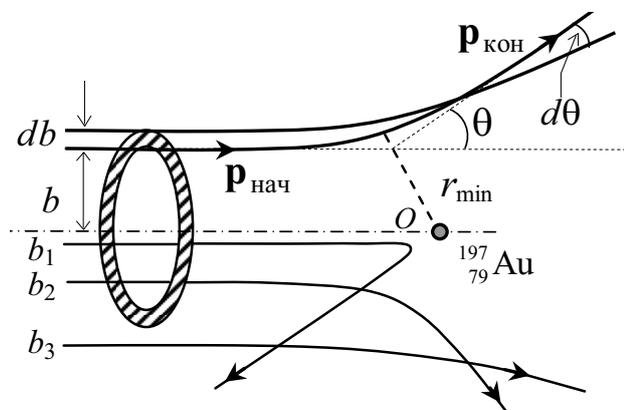
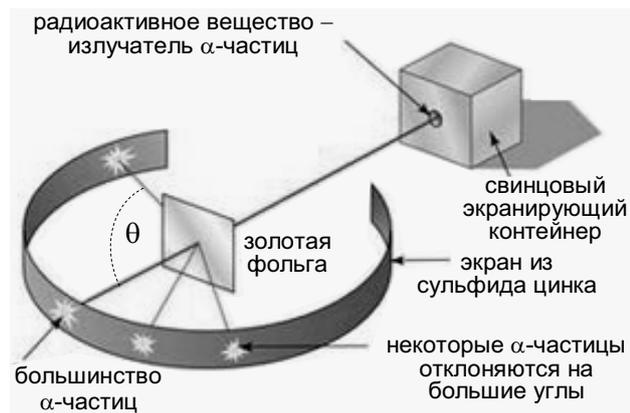


Рис. 1.16. Геометрия опыта Э. Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц при прохождении через тонкую золотую фольгу,  $\theta$  – угол рассеяния



В опытах Резерфорда заметное число  $\alpha$ -частиц (примерно одна частица из 20 000) отклонялось на угол  $90^\circ$  после прохождения сквозь слой золотой фольги толщиной  $\sim 1$  мкм. Отклонения  $\alpha$ -частиц на большие углы возможны, только если весь положительный заряд и практически вся масса атома сосредоточены в ядре с размерами  $< 10^{-13}$  м. Когда  $\alpha$ -частица приближается к ядру, то она отклоняется вследствие электростатического отталкивания, обусловленного всеми протонами ядра. Эта сила отталкивания гораздо больше, чем в случае одного протона. Кроме того, ядро гораздо тяжелее  $\alpha$ -частицы и после соударения практически остается на месте.

Эксперименты послужили основанием для планетарной модели атома Резерфорда. В этой модели атом состоит из положительно заряженного ядра с радиусом меньше  $10^{-14}$  м и расположенных вокруг него отрицательно заряженных электронов. Размер атома определяется размерами его электронной оболочки и составляет  $\sim 10^{-10}$  м, что в десятки тысяч раз превышает размер атомного ядра. Так как атом нейтрален, то число вращающихся электронов должно быть равно числу протонов в ядре. Несмотря на то, что атомное ядро занимает лишь небольшую часть объема атома, в нем сосредоточено 99,98 % его массы. Большая часть атома представляет свободное пространство. Упаковка образующих атом частиц не является плотной.

Для интерпретации полученных результатов и оценки размеров ядра Резерфордом была получена формула, описывающая процесс упругого рассеяния при следующих предположениях:

- 1) ядро и  $\alpha$ -частица точечные ( $R_{\text{ядра}} = 0, R_{\alpha} = 0$ );
- 2) масса покоящегося ядра  $m_{\text{ядра}}$  много больше массы налетающей  $\alpha$ -частицы  $m_{\alpha}$  ( $m_{\text{ядра}} \gg m_{\alpha}$ );
- 3) механизм реакции – упругое рассеяние на ядре;
- 4) рассеяние  $\alpha$ -частицы на большие углы происходит в результате однократного столкновения;

5) потенциал рассеяния ядра с зарядом  $Ze$  имеет вид  $k_0Ze/r$ , где  $k_0 = 1/(4\pi\epsilon_0)$ ,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

Развитая Резерфордом теория рассеяния  $\alpha$ -частиц ядрами исходит из того, что сила взаимодействия между  $\alpha$ -частицей и ядром есть сила электростатического отталкивания (кулоновская сила) между двумя частицами: одной с зарядом  $+Z_1e$  ( $\alpha$ -частица) и другой с зарядом  $+Z_2e$  (ядро с  $Z_2$ -протонами). Эта сила равна  $k_0Z_1Z_2e^2/r^2$ , где  $r$  – расстояние между обеими частицами.

Налетающая на ядро  $\alpha$ -частица (рис. 1.1а) прошла бы на расстоянии  $b$  от ядра, если бы между частицей и ядром не действовала сила отталкивания. Угол отклонения  $\theta$  зависит от  $b$ . Малому параметру  $b_1$  (почти прямой удар) соответствует большое  $\theta$ ; большому параметру  $b_3$  соответствует малое  $\theta$ . Связь между  $b$  и  $\theta$  можно получить, используя законы классической механики (закон сохранения энергии и момента импульса), в виде соотношения

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{r_{\min}}{2b} = \frac{k_0Z_1Z_2e^2}{2bK},$$

где  $K$  – кинетическая энергия налетающей частицы;  $r_{\min}$  – расстояние наибольшего сближения  $\alpha$ -частицы с положительно заряженным ядром, которое зависит от  $K$ .

Экспериментально нельзя выбрать некоторое определенное значение  $b$  и измерить соответствующее ему  $\theta$ . Если бы это было возможно, то удалось бы непосредственно проверить равенство  $\operatorname{tg}(\theta/2) = r_{\min}/2b$  и правильность представления о ядерном строении атома. Для получения заметного значения  $\theta$  величина  $b$  должна быть очень мала (порядка  $10^{-13}$  м). В качестве иллюстрации ниже приведена таблица, показывающая углы отклонения при различных значениях  $b/r_{\min}$ .

$b/r_{\min}$	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
$\theta$	5,7°	11,4°	28°	53°	90°	127°	152°

Видно, что заметное рассеяние наблюдается, если прицельный параметр  $b < 10r_{\min} \approx 10^{-13}$  м. Получение столь узкого пучка и столь точная фиксация положения атома-мишени невозможны. Однако можно вычислить долю  $\alpha$ -частиц, прицельное расстояние которых заключено между  $b$  и  $b + db$ , и определить отсюда долю частиц с углами отклонения от  $\theta$  до  $\theta + d\theta$ . Это общая ситуация в экспериментальной ядерной

физике: свойства ядра обычно удается «извлечь» из сравнения некоторого углового распределения, наблюдаемого на опыте, с распределением, рассчитанным для какой-либо пробной модели.

**Формула Резерфорда.** Как было показано выше, упругое рассеяние частиц характеризуют дифференциальным сечением  $d\sigma/d\Omega$ , равным отношению числа частиц, упруго рассеянных в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц ( $d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$  – элемент телесного угла). Здесь  $d\sigma = dN/N = 2\pi b db$  – эффективное сечение рассеяния.

Из приведенной выше формулы получаем:

$$b = \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{2K} \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right), \text{ отсюда } db = \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{2K} \left(-\frac{1}{\sin^2(\theta/2)}\right) \frac{d\theta}{2}.$$

Выразим эффективное сечение через угол рассеяния:

$$d\sigma = 2\pi b db = 4\pi \left(\frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K}\right)^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(-\frac{1}{\sin^2(\theta/2)}\right) d\theta.$$

Знак минус указывает на то, что при возрастании прицельного параметра  $b$  величина угла  $\theta$  убывает (см. рис. 1.1а), поэтому в дальнейшем знак минус мы опустим.

С учетом, что  $\sin\theta = 2\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)$ , имеем:

$$d\Omega = 4\pi\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)d\theta.$$

Тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K}\right)^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{1}{\sin^2 \theta/2}\right) \frac{1}{\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)}.$$

После упрощения получим формулу Резерфорда для дифференциального сечения упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Omega} = \left(\frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}.$$

Формула показывает, что произведение

$$\frac{dN}{d\Omega} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = N \left(\frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K}\right)^2$$

должно оставаться постоянным для данного рассеивающего вещества и при заданной плотности потока  $N$ . Это было экспериментально подтверждено в опытах Х. Гейгера и Э. Марсдена.

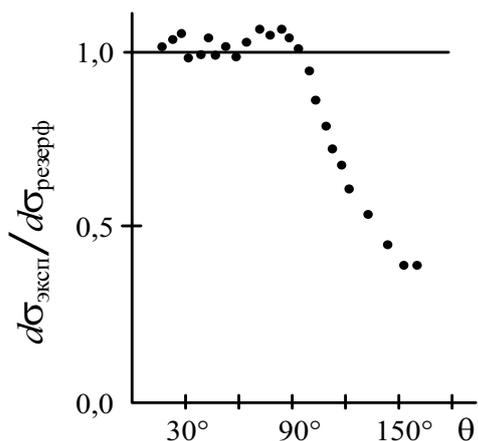


Рис. 1.2. Зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского (резерфордовского) рассеяния от угла  $\theta$  для упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 22 МэВ на ядрах свинца

На рис. 1.2 показана зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского рассеяния от угла рассеяния  $\theta$  для упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией  $K = 22$  МэВ на ядрах свинца. Углы менялись в широких пределах от  $15^\circ$  до  $150^\circ$ . Небольшой разброс при  $\theta < 90^\circ$  объясняется экспериментальными трудностями при создании моноэнергетических пучков  $\alpha$ -частиц и постоянной плотности  $N$ . Формула Резерфорда применима в случае, если расстояние наибольшего сближения между налетающей частицей и рассеивающим ядром заметно превышает радиус ядра и если можно пренебречь экранировкой ядра электронами. Отклонение экспериментального сечения при углах  $\theta > 90^\circ$  от формулы Резерфорда означает, что прицельный параметр  $b$  сравним с размерами ядра. В этом случае ядро и налетающую частицу уже нельзя рассматривать как точечные заряды и, кроме того, в действие вступают силы, отличные от кулоновских, – ядерные силы.

Для оценки  $r_{\min}$  рассмотрим центральный удар  $\alpha$ -частицы ( $Z_1 = 2$ ) с кинетической энергией  $K = 22$  МэВ  $= 3,52 \cdot 10^{-12}$  Дж о ядро свинца ( $Z_2 = 82$ ). Из закона сохранения энергии следует, что

$$r_{\min} = \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{K} = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 2 \cdot 82 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{3,52 \cdot 10^{-12}} \approx 11 \cdot 10^{-15} \text{ м} = 11 \text{ фм}.$$

Таким образом, размер ядра свинца меньше этой величины. Уточнить размеры атомных ядер удалось, увеличивая энергию  $\alpha$ -частиц, что позволило уменьшить величину расстояния наибольшего сближения  $\alpha$ -частицы с ядром. Оказалось, что радиуса ядра свинца  $R_{\text{Pb}} \approx 7 \cdot 10^{-15} \text{ м} = 7 \text{ Фм}$ .<sup>\*)</sup>

<sup>\*)</sup> В ядерной физике и физике элементарных частиц часто встречается единица длины  $10^{-15}$  м. Она имеет специальное название – Ферми. 1 Ферми = 1 Фм =  $10^{-15}$  м. 1 Фм = 1 фм (фемтометр).

## 1.4. Размеры ядер

Наиболее прямым методом измерения размеров ядер и распределения в них массы является метод, аналогичный оптическому. При этом используются длины волн, значительно меньшие размеров ядра. Этот метод называется дифракционным рассеянием. В качестве коротковолнового излучения можно применять пучки протонов или нейтронов высоких энергий. С помощью дифракционного рассеяния и других методов установлено, что у всех ядер, исключая самые легкие, средний радиус дается выражением

$$R \approx (1,2 \cdot 10^{-15}) \cdot A^{1/3} \text{ м,}$$

где  $A$  – число нуклонов в ядре.

Дифракционное рассеяние позволяет получить сведения о размерах и распределении материи внутри ядра.

Остроумный метод определения радиуса ядра  $R$  использует для этой цели  $\mu$ -мезоатомы – атомы, в которых некоторое квантовое состояние в поле ядра занимает отрицательный мю-мезон (или мюон). Мюон имеет заряд  $-e$ , массу  $m_\mu = 207m_e$  и подобно электрону очень слабо взаимодействует с ядрами. Характерные размеры  $\mu$ -мезоатома

$$r_\mu = 4\pi\epsilon_0\hbar^2 / (m_\mu e^2 Z) \approx 2,6 \cdot 10^{-13} / Z, \text{ м.}$$

Это примерно в 200 раз меньше размеров обычных атомов водорода, а при  $Z \geq 50$  радиусы  $r_\mu$  становятся даже меньше размеров ядра. В результате влияние конечных ядерных размеров на энергетические уровни в  $\mu$ -мезоатомах оказывается существенно сильнее, чем в обычных атомах. Изучение характеристических рентгеновских спектров мезоатомов дает для радиуса ядра соотношение  $R = 1,2 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$  м.

Все методы определения радиуса ядер дают приблизительно одинаковое значение для размеров ядер, но значения  $R(A)$ , полученные различными методами, отличаются друг от друга больше, чем это допускают вероятные ошибки экспериментов. Подобных расхождений следует ожидать, поскольку само определение радиуса ядра в каждом типе эксперимента различно. Так, например, для  $\alpha$ -распада радиус ядра – это то значение  $R$ , которому соответствует максимум потенциальной энергии. С другой стороны, для рассеяния нейтронов радиус – это то значение  $R$ , которое делает  $\pi R^2$  равным эффективному сечению рассеяния, что не вполне одно и то же, так как ядро не является однородным твердым шаром с резкой границей. Тем не менее, близкое согласие между результатами различных методов подтверждает полезность понятия радиуса ядра.

Найдем концентрацию числа нуклонов в ядре и массовую плотность ядерного вещества. В ядре объемом  $(4/3)\pi R^3$  число нуклонов в единице объема

$$n = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi [1,2 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}]^3} = \frac{1}{(4/3)\pi (1,2 \cdot 10^{-15})^3} \text{ м}^{-3},$$

т. е. число нуклонов в единице объема одинаково для всех атомов, исключая самые легкие. Умножая это значение на массу  $m_p$  протона, получаем массовую плотность ядерного вещества

$$\rho = n m_p = \frac{m_p}{(4/3)\pi (1,2 \cdot 10^{-15})^3} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27}}{7,24 \cdot 10^{-45}} = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3.$$

Один кубический сантиметр ядерного вещества имеет массу 230 млн т. Заметим, что плотность ядерного вещества не зависит от размеров ядра, поскольку объем ядра пропорционален массовому числу  $A$ .

### 1.5. Рассеяние электронов высоких энергий

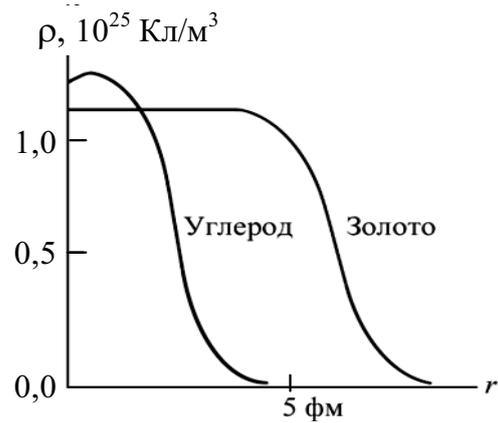
Для детального исследования внутренней структуры ядер используют электроны с энергией  $> 100$  МэВ.

По современным представлениям электрон считается бесструктурным (точечным) объектом с радиусом  $R_e < 10^{-3}$  Фм. Взаимодействие электрона с ядром описывается квантовой электродинамикой. Для того чтобы исследовать электромагнитную структуру ядра, необходимо, чтобы длина волны электрона была меньше размеров ядра.

Сила, действующая на электрон при его прохождении через ядро, определяется зарядом ядра. По рассеянию электронов на ядре можно изучить распределение электрического заряда или распределение протонов внутри ядра. На рис. 1.3 приведены распределения зарядов внутри ядер углерода и золота, измеренные этим методом. Если заряд сконцентрирован в центре ядра, то электроны будут отклоняться на большие углы, чем если бы этот же заряд был равномерно распределен по объему сферического ядра.

В случае заряженной сферической оболочки максимальный угол отклонения соответствует прицельному параметру  $b = R$ , т. е. радиусу сферы. Это происходит из-за того, что поле внутри заряженной оболочки равно нулю. Радиус можно определить, измеряя максимальный угол рассеяния  $\theta_{\text{макс}}$ . Необходима лишь формула, связывающая  $\theta$  с  $b$ . Приведем приближенный вывод этой формулы для малых углов рассеяния.

Рис. 1.3. Распределение плотности заряда в ядрах углерода и золота, полученное посредством изучения рассеяния электронов



Пусть  $\Delta p_y$  – изменение импульса электрона под действием кулоновской силы (рис. 1.4). Согласно ньютоновскому определению силы,

$$\Delta p_y = \int F_y dt = e \int E_y dt = e \int E_y \frac{ds}{v},$$

здесь  $v = \frac{ds}{dt}$  – скорость движения электрона.

Для малых углов отклонения  $ds \approx dx$ , поэтому

$$\Delta p_y \approx \frac{e}{v} \int E_y dx = \frac{e}{2\pi v b} \int E_y 2\pi b dx.$$

Величина  $2\pi b dx$  равна площади цилиндрического пояса  $dS$ . Изменение импульса равно:

$$\Delta p_y \approx \frac{e}{2\pi b v} \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}.$$

Интеграл берется по поверхности цилиндра радиусом  $b$ , на оси которого находится ядро. Для вычисления интеграла воспользуемся теоремой Гаусса, согласно которой  $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi k_0 Q_{\text{внутри}}$ . Поскольку полный заряд внутри цилиндра равен  $Ze$ , имеем:

$$\Delta p_y \approx \frac{e}{2\pi b v} 4\pi k_0 Ze = \frac{2k_0 Ze^2}{bv}.$$

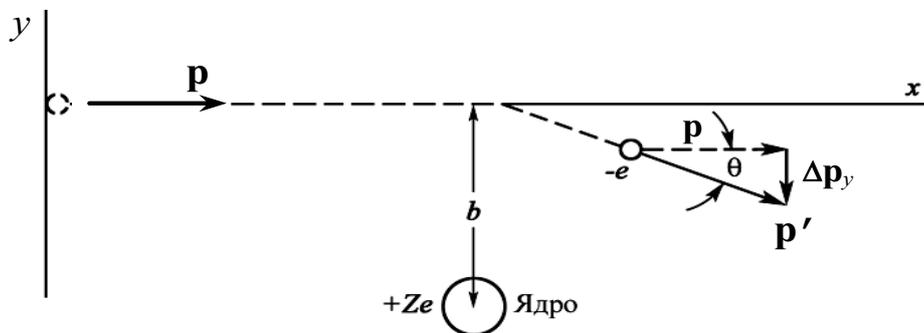


Рис. 1.4. Рассеяние электрона с импульсом  $p$  и прицельным параметром  $b$  на атомном ядре с зарядом  $+Ze$

Из рис. 1.4 следует, что  $\Delta p_y = p \operatorname{tg} \theta$ . Подставляя это соотношение в выражение для  $\Delta p_y$ , находим:

$$p \operatorname{tg} \theta \approx \frac{2k_0 Z e^2}{bv}, \text{ откуда } b \approx \frac{k_0 Z e^2}{pv \operatorname{tg} \theta/2}.$$

Можно показать, что это выражение справедливо для всех значений  $\theta$ .

Если бы заряд ядра был распределен по поверхности сферы радиусом  $R$ , то радиус ядра можно было бы вычислить, положив  $\theta = \theta_{\max}$ <sup>\*)</sup>. Поскольку для небольших углов  $\operatorname{tg} \theta/2 \approx \operatorname{tg}(\theta/2)$  (рис. 1.4), имеем:

$$R = \frac{k_0 Z e^2}{pv \operatorname{tg}(\theta_{\max}/2)}.$$

В случае равномерно заряженного шара электроны, проникшие внутрь ядра, будут испытывать действие силы, создаваемой внутренним зарядом, и будут отклоняться на угол, несколько превышающий  $\theta_{\max}$ . Поэтому угол  $\theta_{\max}$  следует рассматривать как размытый предел. Однако если измерить форму и размеры этого «размытия», то путем расчетов удастся установить распределение заряда внутри ядра. Такие расчеты можно выполнить в случае рассеяния электронов на ядрах и протонах. Результаты экспериментов не обнаруживают у протона заряженной сердцевины.

Рассмотрим электрон с энергией 10 ГэВ, «нацеленный» на край ядра свинца ( $R \approx 7$  Фм). Определим классический угол рассеяния электрона  $\theta$ . Из формулы для  $b$  найдем  $\operatorname{tg}(\theta/2)$  и вместо  $v$  подставим скорость света  $c$ ; тогда

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = \frac{k_0 Z e^2}{pcb}.$$

Поскольку энергия  $pc$  равна 10 ГэВ =  $1,6 \cdot 10^{-9}$  Дж, а  $b = 7 \cdot 10^{-15}$  м, получаем:

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 82 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{1,6 \cdot 10^{-9} \cdot 7 \cdot 10^{-15}} = 1,18 \cdot 10^{-2}, \quad \theta = 1,35^\circ.$$

Из этого примера видно, что если у ядра свинца весь заряд был бы распределен по его поверхности, то, согласно классической физике, электроны с энергией 10 ГэВ не могли бы рассеиваться на углы больше чем  $\theta_{\max} = 1,35^\circ$ .

---

\*) Учет волновой природы электрона показывает, что небольшое рассеяние происходит и на углы, превышающие  $\theta_{\max}$ .

Рассмотрим случай, когда водородная мишень бомбардируется электронным пучком с энергией  $pc = 1 \text{ ГэВ} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$ . Радиус протона  $R = 1 \text{ Фм}$ . Найдем соответствующий угол рассеяния для этих значений.

Используя формулу  $\text{tg}(\theta/2) = k_0 Z e^2 / (pc b)$  и значения  $Z = 1$  и  $R = b = 1 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ , имеем:

$$\text{tg}(\theta/2) = \frac{k_0 e^2}{pc R} = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 1 \cdot 10^{-15}} = 1,44 \cdot 10^{-3},$$

откуда  $\theta = 0,17^\circ$ .

Из этого примера следует, что если при рассеянии электронов с энергией 1 ГэВ на протонах в угловом распределении обнаруживается спад при углах, превышающих  $0,17^\circ$ , то радиус протона должен быть равен приблизительно 1 Фм. Такие эксперименты проводились в 60-е гг. XX в. и показали, что среднеквадратичный радиус распределения заряда в протоне составляет 0,8 Фм.

Пусть треть заряда протона сконцентрирована в его сердцевине радиусом  $R_c \approx 0,1 \text{ Фм}$ . Оценим соответствующий угол  $\theta_{\text{max}}$  в случае электронов с энергией  $pc = 1 \text{ ГэВ}$ . В формуле для  $\text{tg}(\theta/2)$  заряд частицы-мишени нужно заменить на  $e/3$ . Полагая, что в этой формуле  $b = 10^{-16} \text{ м}$ , находим:

$$\text{tg}(\theta_{\text{max}}/2) = \frac{k_0 e^2}{3 pc R_c} = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 1 \cdot 10^{-16}} = 4,8 \cdot 10^{-3}, \quad \theta_{\text{max}} = 0,55^\circ.$$

Это значение примерно в 3 раза превосходит значение, полученное для случая целочисленного заряда. Последний пример демонстрирует, что если бы у протона была заряженная сердцевина, то рассеяние происходило бы на большие углы, чем это наблюдается на опыте.

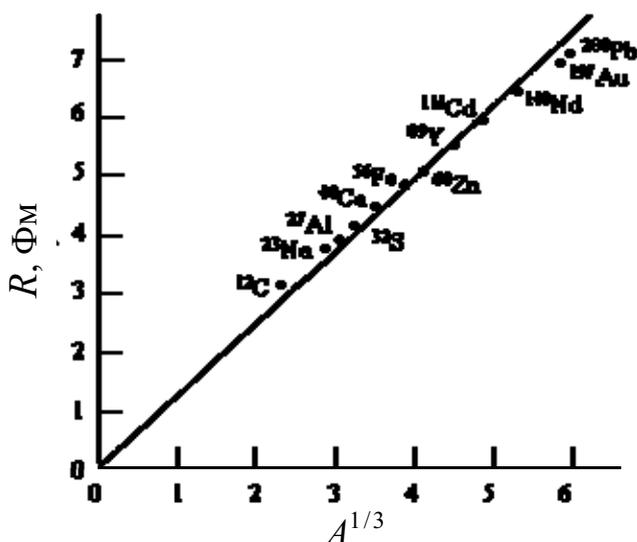


Рис. 1.5. Радиусы ядер, полученные в экспериментах по рассеянию электронов

Величина радиуса ядра определяется числом нуклонов в ядре,  $R = 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ Фм}$  (рис. 1.5).

## 1.6. Состав атомного ядра

Измерения масс  $M$  атомов с помощью масс-спектрографа Ф. Астона показали, что массы всех исследованных атомов с точностью  $\sim 10\%$  пропорциональны массе протона,  $M \approx Am_p$ , где  $A$  принимает только целочисленные значения. Это послужило основанием для создания протон-электронной модели атомного ядра. Предполагалось, что атомное ядро состоит из  $A$  протонов и  $(A - Z)$  электронов. Модель объясняла обнаруженную Астоном пропорциональность массы атомного ядра числу  $A$  и величине заряда атомного ядра. По мере накопления экспериментальных данных по массам атомных ядер, магнитным моментам и спинам атомных ядер протон-электронная модель ядра начала сталкиваться с трудностями в их объяснении. Тем не менее, протон-электронная модель ядра продержалась вплоть до 1932 г.

В 1930–1932 гг., продолжая начатые Резерфордом эксперименты по облучению тонких фольг из бериллия  $\alpha$ -частицами, В. Боте и Г. Беккер обнаружили сильно проникающее излучение, состоящее из нейтральных частиц. Не подтвердилась гипотеза о том, что это фотоны высоких энергий. В 1932 г. английский физик Д. Чедвик показал, что это ранее неизвестная нейтральная частица с массой, приблизительно равной массе протона. Обнаруженная частица была названа нейтроном. Сразу после открытия нейтрона Д. Иваненко и В. Гейзенберг независимо выдвинули гипотезу, что атомное ядро состоит из нейтронов и протонов. Эта модель выдержала испытания временем и, как показывают экспериментальные наблюдения, в обычных условиях отклонения от протонно-нейтронной модели, связанные с внутренней структурой нуклонов, невелики. Протоны и нейтроны в атомном ядре связаны особыми силами, для которых характерна большая величина и малый радиус действия  $\sim 10^{-15}$  м. Ядерные силы существенно превосходят силы электростатического кулоновского отталкивания протонов и обуславливают большую плотность вещества ядра  $\sim 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>. Этот новый тип взаимодействия, связывающий нейтроны и протоны, назвали ядерным или сильным взаимодействием. Эти два названия долгое время считали синонимами. Сегодня мы знаем: сильное взаимодействие связывает кварки внутри нуклона, а ядерное взаимодействие, связывающее нейтроны и протоны, является следствием сильного взаимодействия. Ядерное взаимодействие меняет свойства нуклонов. Так, например, свободный нейтрон, являясь нестабильной частицей, внутри ядра может стать стабильным (табл. 1.1). По отношению к сильному взаимодействию протон и нейтрон имеют одинаковые свойства. Это привело к открытию новой симметрии – изотопической инвариантности силь-

ных взаимодействий. Была введена новая квантовая характеристика – изоспин (изотопический спин). Протон и нейтрон образуют изотопический дублет ( $T = 1/2$ ) и могут рассматриваться как два квантовых состояния одной частицы – нуклона с разными проекциями изоспина  $p \equiv |T = 1/2, T_z = + 1/2\rangle, n \equiv |T = 1/2, T_z = -1/2\rangle$ .

Таблица 1.1

Характеристики протона, нейтрона, электрона			
Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса, МэВ	938,28	939,57	0,511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда)	+ 1	0	-1
Четность	+ 1	+ 1	+ 1
Внутренний момент количества движения (в единицах $\hbar$ )	1/2	1/2	1/2
Магнитный момент:			
в единицах ядерного магнетона	+ 2,79	-1,91	
в единицах магнетона Бора			1,001
Время жизни	$> 10^{25}$ лет	887 + 2 с	$> 4,3 \cdot 10^{23}$ лет
Тип распада	-	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	-
Статистика	Ферми–Дирака		

С помощью изотопической инвариантности сильных взаимодействий в дальнейшем удалось предсказать массы и электрические заряды некоторых новых элементарных частиц. Протоны и нейтроны образуют атомные ядра всех химических элементов. Число  $Z$  протонов в ядре определяет атомный номер элемента и, следовательно, его место в периодической системе элементов Менделеева.

На рис. 1.6 показана  $N$ – $Z$ -диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра. Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа – ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Протоноизбыточные ядра являются радиоактивными и превращаются в стабильные в основном в результате  $\beta^+$ -распадов; протон, входящий в состав ядра, при этом превращается в нейтрон. Нейтроноизбыточные ядра также являются радиоактивными и превращаются в стабильные в результате  $\beta^-$ -распадов, с превращением нейтрона ядра в протон.

Самыми тяжелыми стабильными изотопами являются изотопы свинца ( $Z = 82$ ) и висмута ( $Z = 83$ ). Тяжелые ядра, наряду с процессами  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -распада, подвержены также  $\alpha$ -распаду и спонтанному делению,

которые становятся их основными каналами распада. Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер.

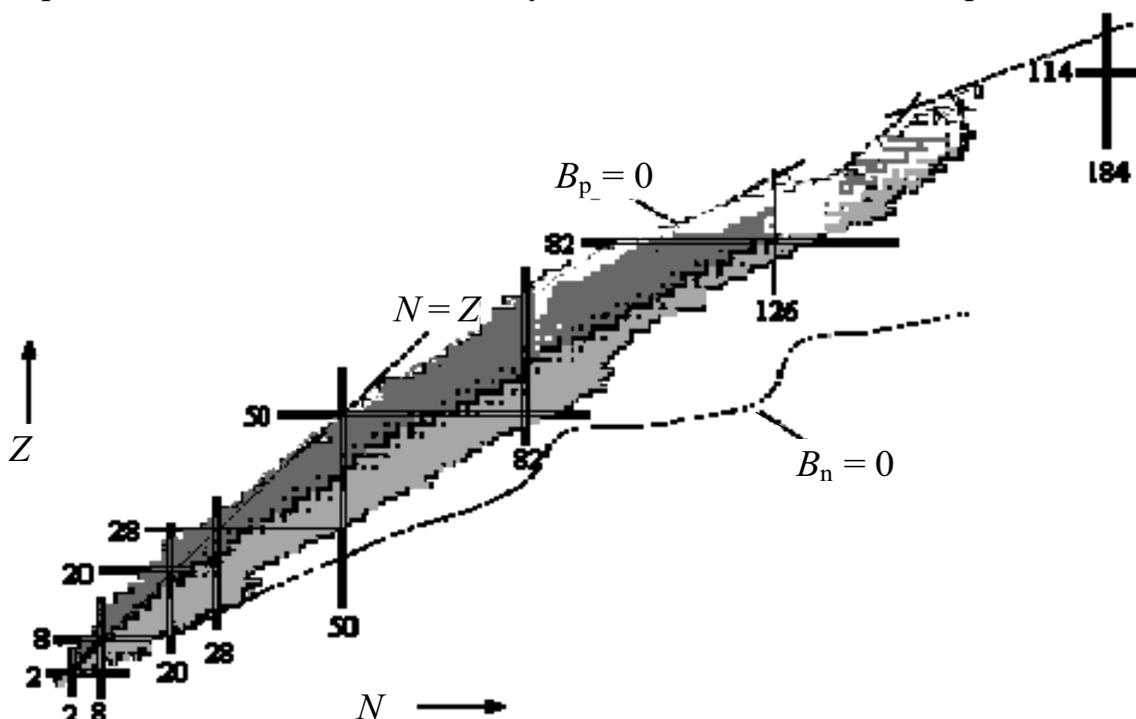


Рис. 1.6. N-Z-диаграмма атомных ядер

Линия  $B_p = 0$  ( $B_p$  – энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева (*proton drip-line*). Линия  $B_n = 0$  ( $B_n$  – энергия отделения нейтрона) – справа (*neutron drip-line*). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ( $\sim 10^{-23}$  с) с испусканием одного или двух нуклонов.

На современном этапе развития физики природа ядерных сил еще далеко не ясна. Установлены следующие факты:

- 1) ядерные силы являются короткодействующими, быстро спадают до нуля на расстояниях, превышающих примерно  $10^{-15}$  м;
- 2) ядерное взаимодействие между двумя нейтронами примерно такое же, как и взаимодействие между нейтроном и протоном или между двумя протонами; конечно, в случае двух протонов, кроме ядерных сил притяжения, действует еще электростатическая сила отталкивания;
- 3) ядерные силы обнаруживают насыщение; это означает, что каждый нуклон взаимодействует лишь с соседними нуклонами, в противоположность электростатическому взаимодействию, при котором заряженная частица одновременно взаимодействует со всеми другими заряженными частицами.

Этими тремя утверждениями и исчерпываются элементарные сведения о ядерных силах. Мы не можем написать выражение для зависимости ядерных сил от расстояния. Такая зависимость пока не установлена, и установление ее пока маловероятно ввиду свойства «насыщения» ядерных сил. Нам придется продолжить изучение ядер без дополнительных сведений о ядерных силах. К счастью, можно измерить энергию связи ядра и исследовать ядерные реакции, оперируя понятием энергии, а не самой силой взаимодействия между частицами. Понятие энергии связи ядра весьма полезно и важно точно так же, как и в теории строения атома.

### 1.7. Сечение поглощения нейтронов

Площадь и радиус атомного ядра можно определить по рассеянию нейтронов высоких энергий на пластинке, содержащей исследуемые атомы (рис. 1.7). Пока нейтрон не сталкивается с ядром, он движется через пластинку по прямой. Число нейтронов, выбывающих из пучка, пропорционально площади ядра. Если длина волны нейтрона много меньше размеров ядра, то эффективная площадь поперечного сечения ядра  $\sigma = \pi R^2$ , где  $R$  – радиус ядра.

Вероятность потери нейтрона равна отношению полной площади, занятой ядрами, к общей площади пластинки:

$$\text{Вероятность} = \frac{N_a \sigma}{S},$$

где  $N_a$  – полное число атомов в пластинке;  $\sigma$  – эффективная площадь каждого атомного ядра;  $S$  – площадь пластинки.

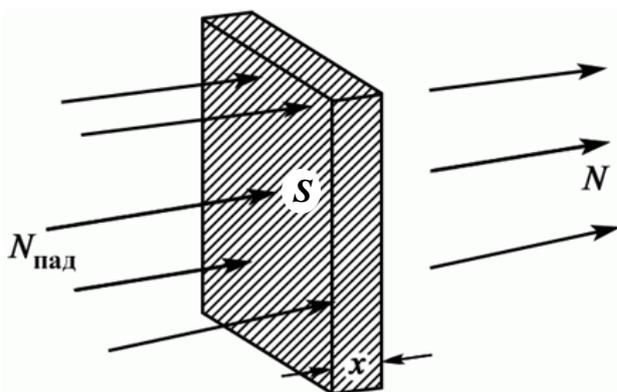


Рис. 1.7. Пучок нейтронов, падающих на пластинку площадью  $S$

Пусть  $n = N_a/Sx$  – число атомов в единице объема, где  $x$  – толщина пластинки. Выделим в пластинке тонкий слой  $dx$ . Тогда для слоя толщиной  $dx$  вероятность потери нейтрона равна  $n\sigma dx$ . Если  $N$  – число

нейтронов падающих на слой  $dx$ , то уменьшение их на  $dN$  равно числу  $N$  частиц в пучке, умноженному на вероятность их рассеяния  $n\sigma dx$ :

$$dN = -Nn\sigma dx,$$

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma dx.$$

Интегрируя, находим:

$$\int_{N_{\text{пад}}}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_0^x dx,$$

откуда

$$\ln \frac{N}{N_{\text{пад}}} = -n\sigma x,$$

где  $N_{\text{пад}}$  – число падающих нейтронов ( $N = N_{\text{пад}}$  при  $x = 0$ ). Таким образом, сечение записывается в виде

$$\sigma = \frac{1}{nx} \cdot \ln \frac{N_{\text{пад}}}{N}.$$

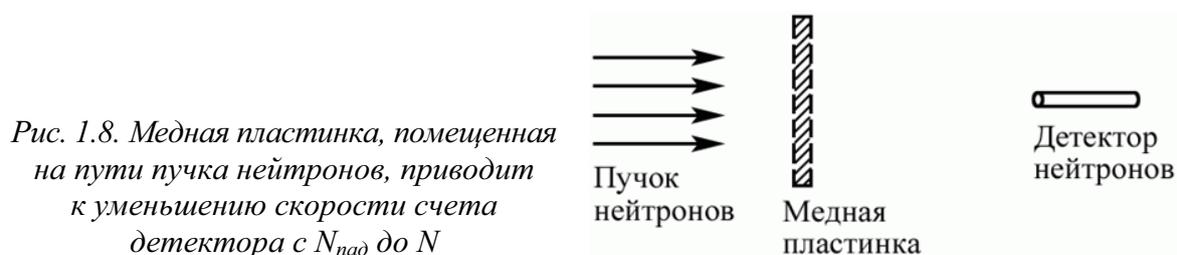


Рис. 1.8. Медная пластинка, помещенная на пути пучка нейтронов, приводит к уменьшению скорости счета детектора с  $N_{\text{пад}}$  до  $N$

Предположим, что на рис. 1.8 нейтронный детектор регистрирует  $N_{\text{пад}} = 10^4$  нейтронов в минуту. При наличии медной пластинки толщиной  $x = 2$  см скорость счета снижается до  $N = 8950$  отсчетов в минуту. Найдем нейтронное сечение меди и соответствующий радиус.

Число ядер в единице объема

$$n = \rho N_A / \mu,$$

где  $\rho = 9 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> – плотность меди;  $N_A = 6 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> – число Авогадро;  $\mu = 63,5 \cdot 10^{-3}$  кг/моль – молярная масса меди. Тогда нейтронное сечение меди

$$\sigma = \frac{\mu}{\rho N_A x} \cdot \ln \frac{N_{\text{пад}}}{N}.$$

$$\sigma = \frac{63,5 \cdot 10^{-3}}{9 \cdot 10^3 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 2 \cdot 10^{-2}} \cdot \ln \frac{10000}{8950} = 0,65 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 = 0,65 \text{ барн}.$$

Записывая  $\sigma = \pi R^2$ , найдем радиус ядра меди:

$$\pi R^2 = 0,65 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2, R = 4,55 \cdot 10^{-15} \text{ м} = 4,55 \text{ Фм},$$

что очень близко к значению, рассчитанному по формуле

$$R = 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ Фм} \approx 1,2 \cdot 63^{1/3} = 4,8 \text{ Фм}.$$

## 1.8. Фундаментальные силы, действующие между двумя нуклонами

Цель физики состоит в объяснении физических явлений на основе небольшого числа простых фундаментальных законов. Материальные тела построены из электронов и ядер, и мы старались изучать основные типы взаимодействий между электронами, ядрами и фотонами. Этот подход позволяет достигнуть значительных успехов. Он обеспечивает исчерпывающее (хотя и с использованием сложных вычислений) объяснение строения вещества и соответствующих взаимодействий. Современная квантовая электродинамика в области атомной физики дает результаты с точностью, значительно превышающей ту, которую может обеспечить эксперимент. До сих пор не удавалось установить расхождение теории с экспериментом, несмотря на то, что погрешность некоторых экспериментальных результатов не превышала одной десятиллионной ( $10^{-7}$ ).

С другой стороны, квантовая электродинамика не может объяснить структуры атомных ядер, которые состоят из протонов и нейтронов. Чтобы объяснить сильную связь протонов внутри ядра, требуется ввести фундаментальные силы нового типа. Для преодоления электростатического отталкивания протонов эти силы должны быть больше электростатических. Они называются ядерными силами (или сильным взаимодействием). Как видно из рис. 1.9, глубина потенциальной ямы, соответствующей ядерным силам, на порядок больше потенциальной энергии электростатического отталкивания двух протонов.

Если не учитывать слабое электростатическое отталкивание, то сильное взаимодействие протона с протоном, протона с нейтроном и нейтрона с нейтроном будет в любом из этих случаев одним и тем же. Это взаимодействие называется нуклон-нуклонным.

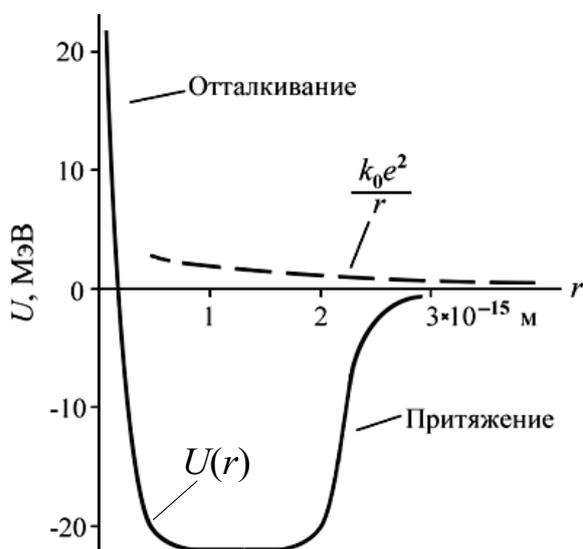


Рис. 1.9. Диаграмма потенциальной энергии  $U(r)$  фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия

Потенциальная энергия взаимодействия двух нуклонов приблизительно описывается кривой, приведенной на рис. 1.9, хотя детальный вид этого взаимодействия пока неизвестен. На этом же рисунке для сравнения приведена потенциальная энергия электростатического взаимодействия двух протонов, равная  $k_0e^2/r$  (штриховая линия). Особенностью ядерных сил является то, что потенциальная кривая на рис. 1.9 для этих сил справедлива, если спины нуклонов параллельны; если же спины антипараллельны, то ядерные силы оказываются примерно вдвое слабее. Глубину потенциальной ямы на рис. 1.9 можно определить из величины энергии связи дейтрона (ядро тяжелого изотопа водорода). Более детальные сведения о форме потенциала дают опыты по рассеянию протонов и нейтронов на протонах.

В атомной физике единственным атомом, легко поддающимся анализу, был атом с одним протоном и одним электроном, т. е. атом водорода. Аналогичная ситуация имеет место и в ядерной физике: простейшее ядро, поддающееся анализу, представляет собой дейтрон.

Дейтрон – связанное состояние протона и нейтрона, ядро одного из изотопов водорода – дейтерия. Обозначается  ${}^2\text{H}$  или  $\text{D}$ . Является простейшей и наиболее хорошо изученной составной системой сильно-взаимодействующих частиц. Основные характеристики дейтрона: масса  $m_{\text{D}} = 3,3435 \cdot 10^{-27}$  кг; спин  $L_{\text{яд}} = 1$ ; изотопический спин  $T = 0$ ; энергия связи  $E = 2,24579$  МэВ; среднеквадратичный радиус (определяемый из упругого рассеяния электронов при небольших передачах импульса)  $r_{\text{D}} = 1,963 \cdot 10^{-15}$  м.

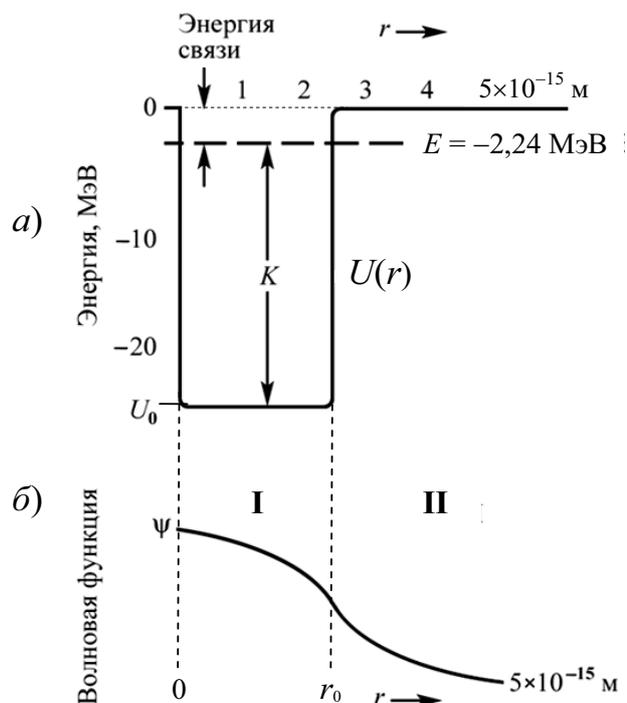


Рис. 1.10. Приближенное изображение потенциальной ямы, отвечающей взаимодействию нейтрона с протоном (а); низшая волновая функция, соответствующая энергетическому уровню  $E = -2,24$  МэВ (б)

Как и в случае атома водорода, энергия связи которого равна 13,6 эВ, эту величину для дейтрона можно было бы рассчитать, исходя из известного закона действия сил между двумя частицами. Найдем волновую функцию низшего порядка, соответствующую кривой потенциальной энергии на рис. 1.9. В первом приближении эту потенциальную энергию можно представить в виде «прямоугольной ямы» радиусом  $r_0 = 2,3 \cdot 10^{-15}$  м и глубиной  $U_0$ . Такая яма изображена на рис. 1.10, а. Энергия  $E$ , отвечающая стоячей волне низшего порядка, приведенной рис. 1.10, б, показана на рис. 1.10, а штриховой линией.

Зная величину  $|E|$  (измеренное значение энергии связи) и радиус действия ядерных сил  $r_0$ , можно получить сведения о глубине потенциальной ямы  $U_0$ , характеризующей величину ядерных сил. Выполним расчет в рамках модели «прямоугольной потенциальной ямы».

Как и в случае атома водорода, воспользуемся трехмерным стационарным уравнением Шредингера. Для волновой функции низшего порядка, которая не зависит от  $\theta$  и  $\varphi$ , трехмерное уравнение Шредингера записывается в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\psi}{dr} \right) = -\frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\psi,$$

где  $r$  – относительное смещение, т. е. расстояние между протоном и нейтроном;  $\mu$  – приведенная масса двух частиц. Массы протона и нейтрона почти одинаковы, обозначим эти массы  $M$ , тогда  $\mu = M/2$ . Определим функцию  $u(r) = r\psi(r)$ :

$$\frac{d\psi}{dr} = \frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2}.$$

Произведя замену, уравнение Шредингера можно записать в более простом виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r \frac{du}{dr} - u \right) = -\frac{M}{\hbar^2} [E - U(r)] \frac{u}{r};$$

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [E - U(r)] u = 0.$$

Решение стационарного уравнения Шредингера для частицы в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины было нами подробно рассмотрено ранее (Квантовая механика, пп. 3.6, 3.7).

Введем обозначения

$$k_1^2 = \frac{M}{\hbar^2} (E - U_0) = \frac{M}{\hbar^2} (|U_0| - |E|), \quad k_2^2 = \frac{M}{\hbar^2} |E|$$

для области I и II (рис. 1.10). Как следует,  $k_1^2$  и  $k_2^2$  – величины положительные ( $|U_0| > |E|$ ) и уравнение Шредингера примет для каждой области более простой вид.

В области I решением уравнения

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + k_1^2 u_1 = 0$$

является синусоидальная волна

$$u_1(r) = A \sin k_1 r + B \cos k_1 r .$$

Таким образом,

$$\psi_1 = A \frac{\sin k_1 r}{r} + B \frac{\cos k_1 r}{r} , \text{ где } k_1 \equiv \sqrt{\frac{M}{\hbar^2} (E - U_0)} .$$

Поскольку при  $r = 0$  функция  $\psi$  не может быть бесконечной, мы имеем  $B = 0$  и

$$u_1 = A \sin k_1 r .$$

В области II уравнение Шредингера принимает вид

$$\frac{d^2 u_{II}}{dr^2} - k_2^2 u_{II} = 0 .$$

Решение этого уравнения записывается в виде

$$u_{II} = B e^{-k_2 r} , \text{ где } k_2 \equiv \sqrt{\frac{M}{\hbar^2} |E|} .$$

Решение для собственных значений  $E$  мы получаем путем сшива- ния волновых функций  $u_1$  и  $u_{II}$ , а также их производных на границе между областями I и II. Таким образом, имеем:

$$\text{ctg}(k_1 r_0) = -k_2 / k_1$$

или

$$\text{tg } x = -x / (k_2 r_0) , \text{ где } x \equiv k_1 r_0 .$$

Подставляя численные значения  $r_0 = 2,3 \cdot 10^{-15}$  м и  $|E| = 2,24$  МэВ =  $= 3,6 \cdot 10^{-13}$  Дж, получаем:

$$k_2 r_0 = \frac{r_0}{\hbar} \sqrt{M |E|} = 0,53 ,$$

так что

$$\text{tg } x = -x / 0,53 .$$

Это уравнение можно решить методом последовательных прибли- жений или графически, построив на одном графике функции  $\text{tg } x$  и  $-x / 0,53$  и найдя точки, в которых значения этих функций совпадают. Оказывается, что  $x = 1,85$ . Поскольку

$$x = k_1 r_0 = 1,85 ,$$

получаем:

$$k_1 = \frac{1,85}{2,3 \cdot 10^{-15} \text{ м}} = 8,04 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-1} .$$

Получим выражение для расчета глубины потенциальной ямы  $|U_0|$ , характеризующей величину ядерных сил, из условия  $k_1^2 = \frac{M}{\hbar^2} (|U_0| - |E|)$ .

Тогда 
$$|U_0| = \frac{\hbar^2 k_1^2}{M} + |E|;$$

$$|U_0| = \frac{(1,05 \cdot 10^{-34})^2 \cdot (8,04)^2 \cdot 10^{28}}{1,67 \cdot 10^{-27}} + 3,6 \cdot 10^{-13} = 46,3 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 28,9 \text{ МэВ}.$$

В соответствии с измеренным на опыте значением энергии связи дейтрона глубина потенциальной ямы, характеризующей взаимодействие нейтрона с протоном, должна иметь величину около 29 МэВ.

В рассмотренной выше модели дейтрона плотность вероятности максимальна при  $r = 0$ . Найдем, как уменьшится плотность вероятности (или плотность массы) при  $r = r_0$ .

В области I решение уравнения Шредингера имеет вид

$$\psi_I = A \frac{\sin k_1 r}{r} = k_1 A \frac{\sin k_1 r}{k_1 r}$$

и

$$\frac{\psi(r_0)}{\psi(0)} = \frac{k_1 A \sin(k_1 r_0) / (k_1 r_0)}{k_1 A} = \frac{\sin k_1 r_0}{k_1 r_0}.$$

Воспользовавшись формулой  $x \equiv k_1 r_0$ , получим:

$$\frac{\psi(r_0)}{\psi(0)} = \frac{\sin x}{x} = \frac{\sin 1,85}{1,85} = 0,52 \quad \text{или} \quad \frac{|\psi(r_0)|^2}{|\psi(0)|^2} = 0,27.$$

В случае дейтрона примерно четверть функции распределения вероятностей находится за пределами радиуса действия ядерных сил.

Предположим, что ядерные силы таковы, что они едва-едва обеспечивают связь протона и нейтрона в дейтроне, т. е. энергия связи  $|E|$  близка к нулю. Найдем глубину потенциальной ямы в этом случае.

При  $E \rightarrow 0$  величина  $k_2$  в формуле обращается в нуль. Тогда

$$\text{ctg}(k_1 r_0) = -k_2 / k_1 = 0.$$

В этом случае  $k_1 r_0 = \pi/2$ , или  $k_1 = \pi / (2r_0)$ , и мы имеем

$$\frac{M}{\hbar^2} (|U_0| - |E|) = \left( \frac{\pi}{2r_0} \right)^2,$$

откуда

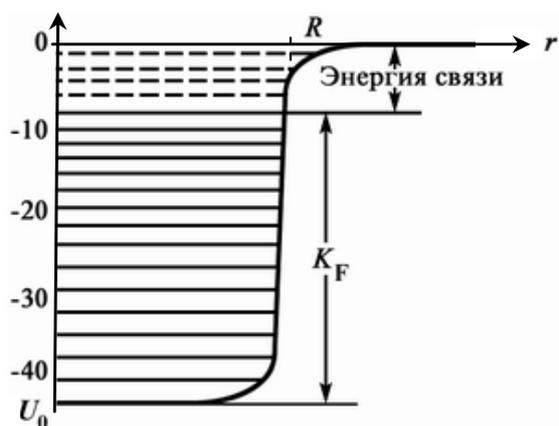
$$|U_0| = \frac{1}{M} \left( \frac{\pi \hbar}{2r_0} \right)^2 = 3,08 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 19,25 \text{ МэВ}.$$

## 1.9. Строение тяжелых ядер

Большую плотность нуклонов в тяжелых ядрах можно объяснить следующим образом. Пусть первоначально имеется множество свободных нуклонов, и расстояние между соседними нуклонами равно  $s$ . Будем сближать частицы, т. е. уменьшать  $s$ . При  $s$  меньше  $2,5 \cdot 10^{-15}$  м нуклоны испытывают сильное притяжение своих соседей, и энергия связи соответственно возрастет. При еще более плотном сгущении свободных фермионов их средняя кинетическая энергия, вследствие принципа Паули, также должна возрасти, поскольку протоны и нейтроны – это частицы со спином  $\hbar/2$ . Влияние этого принципа проявляется в снижении энергии связи по мере уменьшения расстояния между нуклонами. Но силы нуклон-нуклонного притяжения оказываются как раз настолько большими, насколько это необходимо, чтобы обеспечить существование такого значения  $s$ , при котором энергия связи достигает максимума (если бы нуклон-нуклонные силы оказались на 30 % слабее, то преобладающим оказалось бы влияние принципа Паули и ядер вообще не существовало бы). Значение  $s$ , при котором энергия связи максимальна, и определяет размеры ядер. Из эксперимента найдено:  $s(\uparrow\uparrow) \approx 1,9 \cdot 10^{-15}$  м = 1,9 Фм.

Рассмотрим теперь отдельный нейтрон внутри тяжелого ядра. На нейтрон действует сила притяжения, усредненная по всем остальным нуклонам внутри ядра, аналогично потенциалу свободного электрона внутри металла. На рис. 1.11 показан усредненный потенциал, в котором находится рассматриваемый нами нейтрон.

Рис. 1.11. Усредненная потенциальная энергия ядра, которую «ощущает» нейтрон в ядре радиусом  $R$ . Занятые уровни указаны сплошными линиями, а свободные, или возбужденные, уровни – штриховыми линиями. Показана также энергия связи нейтрона (энергия, необходимая для удаления нейтрона)



При этом глубина ямы, соответствующей средним и тяжелым ядрам, составляет около 42 МэВ. Добавление большего количества нуклонов не приводит к увеличению результирующей силы, действующей на данный нуклон, поскольку, как отмечалось выше, он притягивается лишь ближайшими соседями. В действительности в эту потенциальную

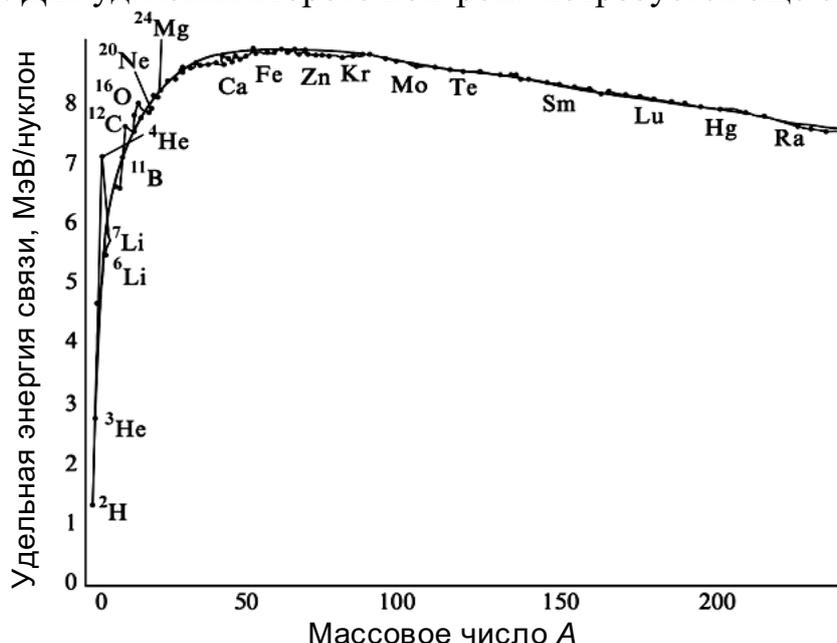
яму «набито» около  $A/2$  нейтронов. Вследствие принципа Паули они занимают различные состояния или энергетические уровни, вплоть до уровня Ферми. Величину уровня Ферми можно записать в виде

$$K_F = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} n \right)^{2/3},$$

где  $n$  – число нейтронов в единице объема, что составляет примерно половину плотности ядерных частиц, которая достигает  $7 \cdot 10^{43} \text{ м}^{-3}$ . Таким образом,

$$K_F = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34})^2}{8 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}} \left( \frac{3}{\pi} \cdot 7 \cdot 10^{43} \right)^{2/3} = 5,4 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 33,8 \text{ МэВ}.$$

Наиболее высокий занятый нейтронами уровень расположен приблизительно на 34 МэВ выше дна потенциальной ямы или примерно на 8 МэВ ниже нулевой энергии. Для того чтобы удалить отдельный нейтрон из типичного ядра, потребуется, по меньшей мере, 8 МэВ энергии. Глубина ямы и величина уровня Ферми у оставшегося ядра останутся прежними. Для удаления второго нейтрона потребуется еще 8 МэВ.



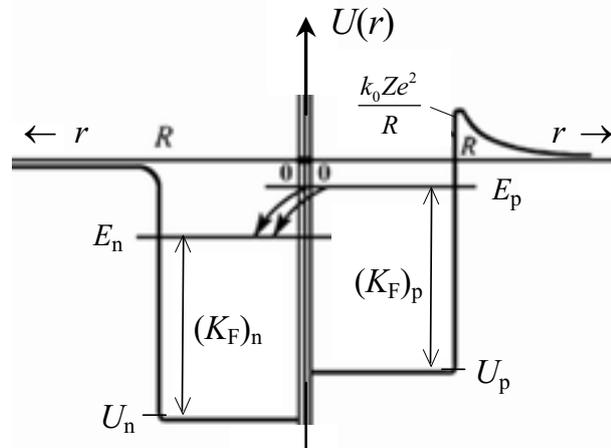
*Рис. 1.12. Экспериментальная зависимость удельной энергии связи (энергии связи, приходящейся на один нуклон) от массового числа  $A$ . На графике не показаны многие ядра, особенно для больших значений  $A$ . Отметим сравнительно высокие значения удельной энергии связи для четно-четных ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  и т. д. (особенно для магического ядра  ${}^4\text{He}$  по сравнению с его соседями). Сплошная линия – расчет по формуле Вайцзеккера без учета в ней последнего члена*

Можно сказать, что в средних ядрах энергия связи, приходящаяся на один нуклон, или удельная энергия связи, составляет 8 МэВ/нуклон. Глубина потенциальной ямы более легких ядер не будет оставаться постоянной, поскольку среднее число ближайших соседей уменьшается, и удельная энергия связи оказывается меньше 8 МэВ/нуклон. В случае более тяжелых ядер существенным оказывается дополнительный вклад в полную энергию ядра, обусловленный электростатической потенциальной энергией, которая пропорциональна  $Z^2/R$ , где  $R$  – радиус ядра. Поэтому у этих ядер удельная энергия связи также должна быть меньше 8 МэВ/нуклон.

На рис. 1.12 приведены экспериментальные данные, подтверждающие эти предсказания. Наше обсуждение касалось только нейтронов; на протоны в ядре действуют такие же ядерные силы, соответствующие потенциальной яме глубиной  $U_0 = 42$  МэВ. Однако в случае протонов дно ямы поднимается на несколько МэВ благодаря электростатической потенциальной энергии, которая пропорциональна  $k_0Ze^2/R$ .

Предположим, что ядро радиусом  $R$  первоначально содержало одинаковое число нейтронов и протонов. В этом случае диаграммы потенциальной энергии для протонов и нейтронов имели бы вид, показанный на рис. 1.13, и наиболее высокая энергия протона оказалась бы на несколько МэВ выше максимальной энергии нейтрона.

Рис. 1.13. Диаграммы потенциальной энергии нейтронов и протонов в ядре радиусом  $R$ . Если число протонов и нейтронов в ядре одинаково, их энергии Ферми примерно равны,  $(K_F)_n = (K_F)_p$ . Тогда протоны с наиболее высокой, чем у нейтронов, энергией ( $E_p > E_n$ ) будут превращаться в нейтроны с испусканием пар позитрон–антинейтрино



Энергия Ферми для фермионов равна:

$$K_F = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} n \right)^{2/3},$$

где  $n$  – концентрация частиц. Следовательно, если число протонов и нейтронов в ядре одинаково и  $M_p \approx M_n$ , то  $(K_F)_p \approx (K_F)_n$ .

Так как в случае протонов, благодаря электростатической потенциальной энергии, дно ямы поднимается на несколько МэВ, то наибольшая энергия протона  $E_p = (K_F)_p + U_p$  в ядре будет больше, чем

у нейтрона, т. е.  $E_p > E_n$ . Здесь учтено, что  $U_p < 0$  и  $U_n < 0$ , рис. 1.13. Поэтому протоны с наиболее высокой энергией будут превращаться в нейтроны с испусканием пар позитрон–антинейтрино. Этот процесс ( $p \rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}_e$ ) будет продолжаться до тех пор, пока энергии нуклонов в ядре не выровняются, т. е.  $E_n = E_p$ .

В п. 1.13 мы увидим, что если бы так оно и было, протон превратился бы в нейтрон с испусканием позитрона и антинейтрино. Рассматриваемая модель потенциальной ямы предсказывает, что в тяжелых ядрах должно быть в конечном счете больше нейтронов, чем протонов. Например, ядро  $^{238}\text{U}$  содержит 146 нейтронов и 92 протона.

Найдем, каким, согласно модели потенциальной ямы, должно быть число протонов  $Z$  в ядре с массовым числом  $A = 51$ .

В случае нейтронов (рис. 1.13) глубина потенциальной ямы  $U_n = -42$  МэВ, а в случае протонов  $-U_p = U_n + k_0(Z-1)e^2/R$ . Предположим, что энергия нейтрона, находящегося на наиболее высоком уровне, равна  $E_n$ , а соответствующая энергия протона равна  $E_p$ . Тогда для равновесного состояния

$$E_n = E_p,$$

или

$$U_n + (K_F)_n = U_n + \frac{k_0(Z-1)e^2}{R} + (K_F)_p.$$

Учитывая, что

$$(K_F)_n = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} n_n \right)^{2/3} = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} \frac{(A-Z)}{(4/3)\pi R^3} \right)^{2/3},$$

$$(K_F)_p = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} n_p \right)^{2/3} = \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} \frac{Z}{(4/3)\pi R^3} \right)^{2/3},$$

где  $n_n$  и  $n_p$  – концентрация нейтронов и протонов в ядре, получим:

$$U_n + \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} \frac{(A-Z)}{(4/3)\pi R^3} \right)^{2/3} = U_n + k_0 \frac{e^2(Z-1)}{R} + \frac{h^2}{8M} \left( \frac{3}{\pi} \frac{Z}{(4/3)\pi R^3} \right)^{2/3}.$$

Используя значение  $R = 4,45 \cdot 10^{-15}$  м, вычисленное по формуле  $R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) \cdot A^{1/3}$ , уравнение в числах относительно  $Z$  (все величины в МэВ) можно написать в виде

$$-42 + 3,87(51 - Z)^{2/3} = -42 + 0,324(Z - 1) + 3,87Z^{2/3}$$

или

$$f(Z) = 0,324(Z - 1) - 3,87[(51 - Z)^{2/3} - Z^{2/3}] = 0.$$

Решение этого уравнения можно легко найти, построив график функции  $f(Z)$ . Получим  $Z = 21,7$ . Это значение почти совпадает с тем,

которое имеет элемент ванадий с  $A = 51$  и  $Z = 23$ . Существует также радиоактивный изотоп титана с  $A = 51$  и  $Z = 22$ .

Таким образом, даже упрощенная модель ядра в виде прямоугольной ямы достаточно надежно предсказывает отношение числа протонов в ядре к числу нейтронов, а также значения энергии связи. Удастся предсказать и другие результаты, например значения энергий возбужденных состояний (на рис. 1.11 они показаны штриховыми линиями). Расстояние между энергетическими уровнями можно вычислить, если взять логарифм от обеих частей равенства энергий Ферми и результат затем продифференцировать:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n}.$$

Если к ядру, содержащему 20 нейтронов, добавить еще один нейтрон, то мы получим  $\Delta n/n = 0,05$  и  $\Delta E/E \approx 0,033$ ; отсюда  $E \approx 0,033 \cdot 34 \text{ МэВ} = 1,1 \text{ МэВ}$ . Это типичное расстояние между низшими энергетическими уровнями в легких и средних ядрах. С увеличением числа нейтронов отношение  $\Delta n/n$  уменьшается и, следовательно, в тяжелых ядрах расстояние между уровнями оказывается меньше.

### 1.10. Капельная и оболочечная модели ядра

Атомное ядро представляет собою квантовую систему многих тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Теоретическое описание свойств такой системы (спектров энергетических уровней, распадов, ядерных реакций и квантовых переходов) является трудной задачей. Число нуклонов  $A$  в ядре не столь велико, чтобы можно было без оговорок использовать методы статистической механики, успешно применяемой в физике конденсированных сред (жидкости, твёрдые тела). В то же время точное решение в квантовой механике возможно лишь для задачи двух тел (дейтрон).

Понимание структуры ядра основано на использовании различных ядерных моделей (капельная, оболочечная, сверхтекучая, кластерная, статистическая и др.), каждая из которых имеет целью описание определенной совокупности ядерных свойств и характеристик. Некоторые модели, на первый взгляд, являются взаимоисключающими. Поэтому важными являются микроскопические подходы в теории ядра, позволяющие установить пределы применимости различных моделей, степень их совместимости друг с другом, а также оценить или вычислить, исходя из первых принципов, значения параметров, которые использу-

ются в моделях как феноменологические и извлекаются из данных эксперимента. Рассмотрим некоторые модели ядра.

### 1.10.1. Капельная модель ядра

Первой моделью ядра была капельная модель, развитая в работах Н. Бора, Дж. Уиллера и Я. Френкеля. В этой модели атомное ядро рассматривается как сферическая капля заряженной жидкости. Основанием для такой аналогии послужило то, что плотность ядерного вещества у всех ядер вблизи линии стабильности приблизительно одинакова, что говорит о его несжимаемости. Кроме того, с жидкостью ядерное вещество сближает и свойство насыщения ядерных сил (энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу).

В рамках капельной модели удалось объяснить многие свойства атомного ядра и получить полуэмпирическую формулу для энергии связи атомных ядер (формула Вайцзеккера), которая позволила понять некоторые закономерности в  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах, делении ядер и грубо оценивать массы и энергии связи новых ядер:

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \frac{a_5}{A^{3/4}},$$

где  $a_1 = 15,75$  МэВ;  $a_2 = 17,8$  МэВ;  $a_3 = 0,71$  МэВ;  $a_4 = 23,7$  МэВ;  $a_5 = 34$  МэВ;  $\delta = +1, 0, -1$  соответственно для чётно-чётных, чётно-нечётных и нечётно-нечётных ядер. Формула Вайцзеккера очень хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями масс ядер при  $A > 15$ , как это видно из рис. 1.12.

Попытаемся привлечь экспериментальные данные и квантовомеханические соображения для того, чтобы понять природу различных факторов, определяющих энергию связи, и их зависимости от  $Z$  и  $A$ . Проанализируем формулу Вайцзеккера, каждый член которой будет представлять вклад одного из факторов; однако точно рассчитать коэффициенты при этих членах мы не можем вследствие недостаточно хорошего знания закона ядерных сил. Эти коэффициенты находятся эмпирически, путем подгонки указанной формулы под наблюдаемые на опыте значения  $E_{\text{св}}$  (рис. 1.12). Однако полученная полуэмпирическая массовая формула имеет очень важное значение для изучения вопроса об устойчивости ядер изотопов с  $A > 15$ . Мы проследим ее получение шаг за шагом.

1. Каждый из нуклонов в ядре занимает примерно одинаковый объем. Это, как мы уже знаем, следует из того, что радиус  $R$  ядра пропорционален  $A^{1/3}$  (см. рис. 1.5), следовательно объем ядра  $(4/3)\pi R^3$  пропорционален числу  $A$  нуклонов в ядре. Каждый из нуклонов сильно

взаимодействует со своими ближайшими соседями, но это взаимодействие притяжения быстро насыщается вследствие короткодействующего характера ядерных сил. Иными словами, каждый новый нуклон в ядре устанавливает связи со своими ближайшими соседями, так что удельная энергия связи в расчете на один нуклон остается примерно неизменной. (Это отличается от случая чисто кулоновского отталкивания, когда один протон взаимодействует сразу со всеми протонами ядра.) Таким образом, первый член в формуле для  $E_{\text{св}}$ , связанный с объемной энергией, является самым важным и просто пропорционален  $A$ ; сравнение с экспериментальными значениями масс ядер дает для него значение, приблизительно равное  $15,75A$  МэВ.

2. Очевидно, что нуклон, находящийся у поверхности ядра, подобно молекуле на поверхности жидкости, не может полностью насытить свои связи. Число таких нуклонов пропорционально площади поверхности ядра  $4\pi R^2$ , которая, в свою очередь, пропорциональна  $A^{2/3}$ . В результате в формуле для  $E_{\text{св}}$  появляется отрицательный член, связанный с поверхностной энергией и пропорциональный  $A^{2/3}$ ; знак его обусловлен тем, что первым членом учтены уже все возможные связи, и поэтому «недостающие» связи мы должны из него вычесть. Этот член по величине не намного меньше первого. Поскольку геометрическое тело с наименьшим отношением поверхности к объему есть сфера, ядра должны иметь приблизительно сферическую форму. Сравнение с экспериментом дает для «поверхностного» члена значение  $-17,8A^{2/3}$  МэВ.

3. Добавленный в ядро новый протон испытывает как притяжение, обусловленное ядерными силами, так и отталкивание, вызванное кулоновским взаимодействием с другими протонами. Это отталкивание сильно снижает прочность связи в тяжелых ядрах. Соответствующий член в энергии связи можно рассчитать, используя законы электростатики и полагая, что положительный заряд распределен сферически симметрично в ядре радиуса  $R \sim A^{1/3}$ . Соответствующий отрицательный член электростатического отталкивания (понижающий энергию связи) равен  $-0,71Z^2A^{-1/3}$  МэВ.

4. Легкие ядра, подобные  ${}^{16}_8\text{O}$ , в которых кулоновское отталкивание несущественно, особенно устойчивы и имеют максимальную энергию связи при  $N = Z$  (см. рис. 1.6). Поэтому можно предположить, что в выражении для энергии связи должен присутствовать член, содержащий четную степень  $N - Z$ , и притом отрицательный, поскольку добавление в ядро «лишнего» нейтрона или протона по сравнению с  $N = Z$  будет уменьшать устойчивость и, значит, энергию связи ядра. Уровни энергии

нуклона вблизи самого высокого занятого уровня в грубом приближении показаны на рис. 1.11. В этом приближении все протонные и нейтронные уровни в ядре отстоят друг от друга на одну и ту же энергию  $\Delta$ . Положив массовое число ядра  $A$  неизменным, «уберем» протон и добавим нейтрон на вышележащий свободный уровень, тогда  $N - Z$  станет равным 2 и энергия ядра возрастет (а  $E_{\text{св}}$  уменьшится) на величину  $\Delta$ . Та же операция перегруппировки с двумя нуклонами ( $N - Z = 4$ ) приведет к уменьшению энергии на  $4\Delta$ . В общем случае подобный процесс перегруппировки  $(N - Z)/2$  нуклонов уменьшает энергию связи на  $\Delta(N - Z)^2/4$ . Разумеется, такая аргументация слишком слаба для построения полной теории этого члена асимметрии, но она показывает важное его свойство – квадратичную зависимость от  $(N - Z)$ . Из сравнения с экспериментальными данными находим:

$$23,7(N - Z)^2/A = 23,7(A - 2Z)^2/A \text{ МэВ.}$$

5. Принцип Паули, введенный для электронов, в равной мере справедлив для нейтронов и протонов в ядре. Так, например, два нейтрона не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии, но нейтрон может занять любое вакантное нейтронное состояние, независимо от того, в каких квантовых состояниях находятся протоны. Поэтому два протона (и два нейтрона), подобно электронам в атоме, занимают каждое квантовое состояние в ядре попарно, различаясь в нем лишь направлениями спина ( $1/2$  и  $-1/2$ ). В результате, когда ядро содержит четное число протонов или нейтронов (или и тех, и других), получается выигрыш в энергии (т. е. бóльшее значение  $E_{\text{св}}$ ). Заполнение уровней энергии в ядре начинается с самого низкого уровня и идет до тех пор, пока четное число нуклонов не заполнит все следующие подряд уровни, мы получим более низкое значение энергии ядра (а значит, более высокое значение энергии связи ядра), когда и  $N$ , и  $Z$  – четные числа. Допустим, например, что наиболее высокое занятое протонное состояние располагается над наивысшим занятым нейтронным состоянием. Если и  $N$ , и  $Z$  нечетны, то удаление одного протона из ядра и введение в него одного нейтрона даст выигрыш в энергии (увеличит  $E_{\text{св}}$ ), величина  $A$  при этом не изменится, но зато и  $N$ , и  $Z$  станут четными. К такому же выигрышу в энергии приведет удаление из ядра нейтрона и добавление в него протона в случае, когда самое высокое занятое протонное состояние находится ниже такого же нейтронного. Энергия связи ядра возрастает при заполнении ядерных уровней таким путем, что протонные и нейтронные

уровни либо полностью заняты (каждый – двумя частицами), либо совершенно пусты.

Такая заселенность уровней требует четного числа каждого рода нуклонов в ядре. Благодаря подобному эффекту спаривания<sup>\*)</sup> величина  $E_{св}$  при одном и том же четном  $A$  выше, когда четны  $N$  и  $Z$ , нежели когда они нечетны. В случае, когда  $A$  нечетно, одно из  $N$  или  $Z$  должно быть нечетным и эффект спаривания пропадает. Соответствующий этому эффекту член в  $E_{св}$ , таким образом, равен нулю для нечетных значений  $A$ ; эксперимент показывает, что для четных  $A$  он равен  $\pm 34A^{-3/4}$  МэВ, где верхний знак отвечает четным  $N$  и  $Z$ , а нижний – нечетным. Следовательно, последний член вводится лишь для четных  $A$ . Суммируя все эти вклады в  $E_{св}$ , получим формулу Вайцеккера.

Будучи приближённым соотношением, формула Вайцеккера, тем не менее, сыграла большую роль в развитии ядерной физики (например, в теории деления ядер). Она дала, в частности, возможность предсказать делимость нечётных изотопов U и Pu под действием медленных нейтронов и тем самым указать верное направление поиска ядерного топлива для ядерной энергетики.

### 1.10.2. Оболочечная модель ядра

Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (энергий связи, спинов, магнитных моментов, четности, особенностей  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада, размещений ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Эту периодичность (рис. 1.14) капельная модель описать была не способна. Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атомов и определяется магическими числами нейтронов и протонов:

n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

Магические числа нейтронов и протонов по аналогии с атомами соответствуют полностью заполненным оболочкам. Различие в магических числах – 126 (для нейтронов) и 114 (для протонов) – обусловлено кулоновским взаимодействием.

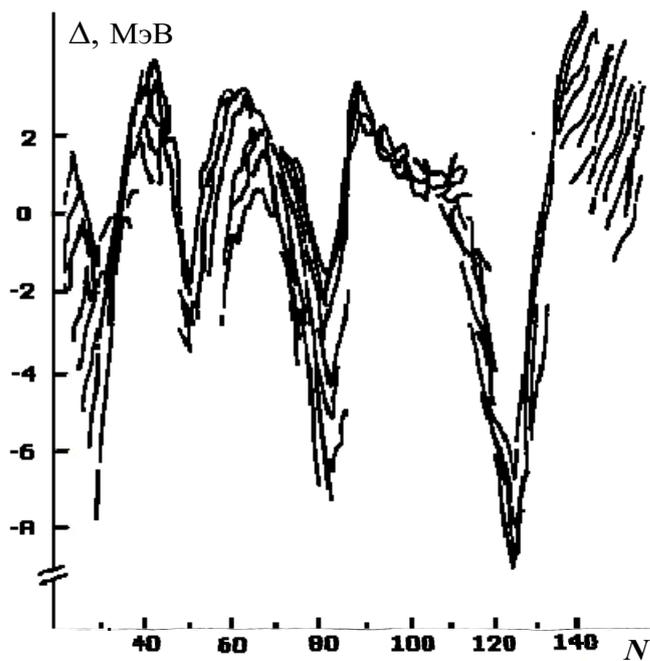
Впервые на особую устойчивость ядер с магическим числом нейтронов или протонов обратили внимание Бартлет (1932 г.) и Эльзассер (1933 г.). Эльзассер попытался понять стабильность магических ядер,

<sup>\*)</sup> Этот эффект усиливается еще наличием обменной энергии. Поскольку ядерные силы являются силами притяжения, то энергия понижается, когда два протона (или два нейтрона) занимают одинаковое квантовое состояние.

предполагая, что нуклоны, подобно электронам в атоме, движутся независимо друг от друга в одночастичной потенциальной яме. Его предположение казалось совершенно невероятным, поскольку в ядре, в отличие от атома, нет выделенного силового центра, а короткодействующий характер ядерных сил, казалось бы, исключал введение результирующего среднего потенциала. С течением времени накапливались все новые и новые экспериментальные доказательства существования оболочечной структуры ядер. Однако все предлагаемые варианты потенциальной ямы не давали правильных значений магических чисел.

В 1949 г. М. Геппарт-Майер и Дж. Йенсен сделали решающий шаг в становлении оболочечной модели. Они поняли, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при  $N, Z = 50, 82$  и  $N = 126$ , необходимо учесть спин-орбитальное взаимодействие: взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Они указали на важность учета принципа Паули при рассмотрении движения нуклона в ядре: принцип Паули препятствует потере энергии нуклоном при столкновении, так как все нижележащие одночастичные состояния заняты, поэтому средняя длина свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов.

В модели оболочек предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме. Каждому энергетическому уровню нейтрона на рис. 1.11 соответствует стоячая волна, или орбиталь, с определенной энергией и моментом импульса.



*Рис. 1.14. Разность энергий между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вайцеккера для ядер с различным числом  $N$  нейтронов*

Это относится к занятым уровням и к уровням с более высокой энергией, т. е. к возбужденным состояниям. Нуклонные орбитали «стабильны» и имеют определенную энергию только в том случае, если средний свободный пробег нуклона в ядерном веществе значительно превысит размеры ядра. Благодаря принципу Паули средний свободный пробег действительно оказывается значительно больше  $10^{-15}$  м. Если нет свободного состояния, в которое мог бы перейти рассеянный нуклон, то столкновений в обычном смысле не может происходить: состояние с подходящим импульсом, в которое ему надлежит перейти, уже занято.

На рис. 1.15 приведены результаты расчета энергетических уровней с соответствующими моментами импульса, которые отвечают допустимым стоячим волнам в потенциальной яме, показанной на рис. 1.11. Энергии уровней вычислены с учетом того факта, что действующая на нуклон сила оказывается больше, если спин и орбитальный момент импульса направлены в одну сторону. Сумма спина и орбитального момента импульса представляет собой полный момент  $j$ . Ядро, у которого заполнена оболочка с  $n = 5$ ,  $l = 4$  и  $j = 9/2$ , содержит 50 нейтронов (либо 50 протонов).

Кроме того, как видно из рис. 1.15, эта оболочка и следующая оболочка с более высокой энергией разделены большим энергетическим промежутком. Следует ожидать, что ядра с 50 нейтронами ( $A - Z = 50$ ) или 50 протонами ( $Z = 50$ ) окажутся сильно связанными и особенно стабильными. Рис. 1.16 иллюстрирует это обстоятельство: для того чтобы перевести ядро, содержащее 50 нейтронов, в ближайшее возбужденное состояние, необходима энергия свыше 2 МэВ, тогда как соседним ядрам для этого нужна гораздо меньшая энергия. Еще один пример более сильной связи ядер с магическим числом 50 заключается в том, что у олова ( $Z = 50$ ) имеется 10 стабильных изотопов, больше чем у любого другого элемента. Поэтому ядра с 50 нейтронами или 50 протонами значительно более широко распространены в природе, чем ядра с 51 нейтроном или протоном.

Приведенные на рис. 1.16 экспериментальные результаты согласуются с теоретическими расчетами, согласно которым ядра с числами нейтронов (или протонов) 2, 8, 20, 28, 50, 82 или 126 связаны более прочно. Эти числа называются магическими и аналогичны числам, соответствующим заполненным оболочкам в атомной физике, со значениями 2, 10, 18, 36, 54 и 86.

	$n$	$l$	$j$	Число нуклонов	Полное число
				в оболочке	нуклонов
—	4	0	1/2	2	
—	5	2	3/2	4	
—	6	4	7/2	8	
—	5	2	5/2	6	
—	7	6	11/2	12	
—	6	4	9/2	10	
—	5	3	5/2	6	126 ←
—	4	1	1/2	2	120
—	7	6	13/2	14	118
—	4	1	3/2	4	104
—	5	3	7/2	8	100
—	6	5	9/2	10	92
—	3	0	1/2	2	82 ←
—	6	5	11/2	12	80
—	4	2	3/2	4	68
—	4	2	5/2	6	64
—	5	4	7/2	8	58
—	5	4	9/2	10	50 ←
—	3	1	1/2	2	40
—	3	1	3/2	4	38
—	4	3	5/2	6	34
—	4	3	7/2	8	28 ←
—	2	0	1/2	2	20 ←
—	3	2	3/2	4	18
—	3	2	5/2	6	14
—	2	1	1/2	2	8 ←
—	2	1	3/2	4	6
—	1	0	1/2	2	2 ←

Энергетические уровни

Рис. 1.15. Относительное расстояние между энергетическими уровнями ядер с учетом спин-орбитального взаимодействия (сила больше, если спин и орбитальный момент параллельны). Как и у атома водорода, каждый энергетический уровень (показан слева черточкой), или «оболочка», распадается на подоболочки, соответствующие различным квантовым числам  $m_l$ . В правой колонке приведено полное число нуклонов, необходимое для заполнения этих подоболочек. Магические числа отмечены стрелками

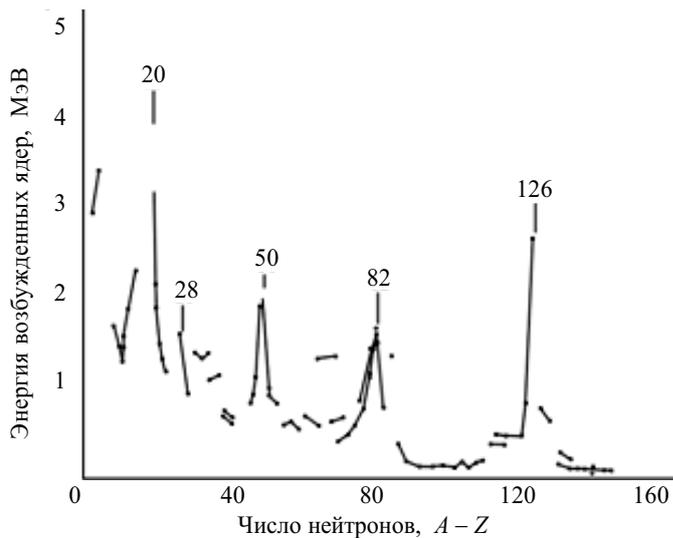


Рис. 1.16. Экспериментальные значения энергий возбуждения для ядер с четным числом протонов и нейтронов. Линии соединяют ядра с одинаковым числом протонов

### 1.11. Пионы – кванты ядерного поля

Наличие в атомном ядре нейтронов и протонов поставило перед физиками проблему изучения природы ядерных взаимодействий, связывающих эти частицы в ядре. Японский физик Хидэки Юкава (*H. Yukawa*) выдвинул гипотезу, согласно которой взаимодействие между нуклонами возникает благодаря тому, что они обмениваются промежуточной (виртуальной) частицей (квантом ядерного поля) с ненулевой массой покоя. Эти частицы определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем  $U_{\text{эм}}(r) = g_{\text{эм}}e^2/r$ , которое возникает как следствие обмена фотонами (рис. 1.17, а).

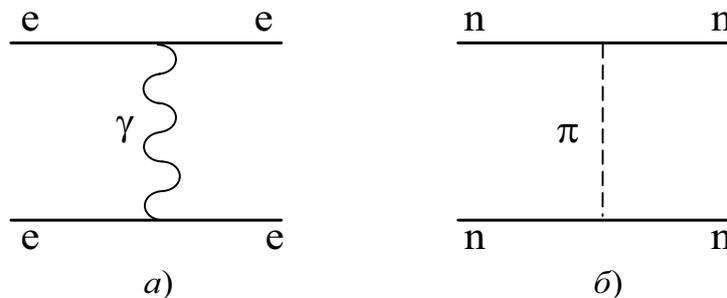


Рис. 1.17. Электромагнитное взаимодействие между заряженными частицами в результате обмена фотонами (а) и ядерное взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами (частицами) массы  $m$  (б)

Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами (частицами) массы  $m$  (рис. 1.17, б), приводит к появлению потенциала

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r},$$

где  $g_y$  – константа взаимодействия частиц с полем квантов, переносящих ядерное взаимодействие.

Потенциал такого вида введен в 1935 г. Х. Юкавой, предположившим, что короткодействующий характер ядерных сил обусловлен обменом между нуклонами гипотетической частицей массой 200–300 электронных масс. Радиус действия потенциала Юкавы  $r_0$  определяется массой  $m$  промежуточной частицы.

Принимая во внимание известные факты, что ядерные силы – короткодействующие и имеют характерный радиус действия  $\approx 1$  Фм, Юкава оценил массу квантов ядерного поля  $\sim 200$  МэВ. Предсказанная им частица должна была занимать по массе промежуточное значение между электроном и протоном и была названа мезоном от греческого слова *mesos* – средний. После предсказания свойств мезона начались энергичные поиски этой частицы. И уже через два года в 1937 г. в космических лучах с помощью камеры Вильсона была обнаружена частица с массой покоя, равной примерно 200 массам покоя электрона. Вначале считалось, что это и есть предсказанный Юкавой мезон. Однако более детальное исследование свойств этой частицы показало, что обнаруженные в космических лучах мезоны взаимодействуют с нейтронами и протонами недостаточно сильно, как это должно было быть для переносчиков ядерного взаимодействия. Они не захватывались атомными ядрами, а распадались с испусканием электронов. Эта частица получила название  $\mu$ -мезон (или мюон). В 1947 г. также в космических лучах была обнаружена еще одна частица, которая сильно взаимодействовала с протонами и нейтронами и была той самой частицей, которую предсказал Юкава. Ее назвали  $\pi$ -мезоном или пионом. Существует три разновидности  $\pi$ -мезонов: отрицательно заряженный  $\pi^-$ -мезон с массой  $\sim 140$  МэВ, его положительно заряженная античастица  $\pi^+$ -мезон и нейтральный  $\pi^0$ -мезон с массой  $\sim 135$  МэВ. Они одинаковым образом ведут себя относительно сильных взаимодействий. Поэтому так же, как протон и нейтрон объединяются в изотопический дублет, пионы объединяются в изотопический триплет.

Пионы, нейтроны и протоны принадлежат к одному классу частиц, называемых адронами. Их отличительная черта – участие в сильных ядерных взаимодействиях.

Электромагнитное взаимодействие (рис. 1.17, *a*) осуществляется обменом заряженных частиц виртуальными фотонами  $\gamma$  с энергией  $h\nu$ . Соотношение неопределенности  $\Delta E \Delta t \approx h$  позволяет оценить время  $\Delta t = h/(h\nu)$ , за которое виртуальный фотон может передать взаимодействие на расстояние  $r_\gamma = c\Delta t = hc/(h\nu) = c/\nu$ . Энергия фотона, не имеющего массы покоя,

может быть и сколь угодно малой и сколь угодно большой ( $0 < v < \infty$ ), поэтому радиус электромагнитного взаимодействия не ограничен.

Покажем, как из предположения о ненулевой массе покоя обменной частицы следует вывод о конечном радиусе действия ядерных сил (рис. 1.17, б). Если протон испускает виртуальный  $\pi^0$ -мезон ( $p \rightarrow p + \pi^0$ ) с массой покоя  $m_\pi$ , то закон сохранения энергии на первый взгляд нарушается. Однако если этот пион будет поглощен спустя короткий промежуток времени  $\Delta t$ , так что вся цепочка событий будет иметь вид  $p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p$ , то энергию системы можно установить лишь с неопределенностью  $\Delta E \approx h/\Delta t$ .

Таким образом, испускание и обратное поглощение частицы с массой покоя  $m_\pi c^2 = \Delta E$  не нарушит закона сохранения энергии, если весь процесс испускания и поглощения частицы (тем же или другим нуклоном) произойдет за время

$$\Delta t \approx h/(m_\pi c^2).$$

Предположим, что пион движется со скоростью  $v$ , примерно втрое меньшей скорости света  $c$ . Используя значение массы покоя пиона  $m_\pi = 273m_e$ , мы находим предельное расстояние, на которое пион может удалиться от нуклона, или, иными словами, радиус взаимодействия нуклонов<sup>\*)</sup>:

$$r_0 = \frac{c}{3} \cdot \Delta t = \frac{h}{3 \cdot 273 m_e c} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 273 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

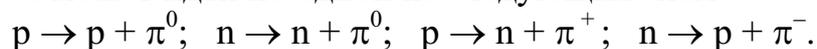
Таким образом, мы грубо оценили, что если происхождение ядерных сил обязано процессу испускания и поглощения пионов, то радиус действия этих сил не должен превышать  $3 \cdot 10^{-15}$  м.

Этот результат хорошо согласуется с радиусом ядерных сил, полученным из экспериментов по рассеянию нуклонов на нуклонах. Следовательно, процесс испускания и поглощения частиц с массой пиона приводит к конечному радиусу взаимодействия, причем его величина характерна для наблюдаемого радиуса действия ядерных сил.

Объяснение природы ядерных сил с помощью представления об обмене пионами согласуется также с наблюдаемым фактом зарядовой независимости ядерных сил. Когда мы рассматривали первый член в формуле Вайцеккера для энергии связи, обусловленный ядерными силами, мы игнорировали различие между протонами и нейтронами (см. п. 1.10). Согласие этой формулы с опытом свидетельствует об одинаковости ядерных сил, действующих между двумя протонами, или

<sup>\*)</sup> Если предположить, что пион движется быстрее, то нам придется, помимо его энергии покоя  $m_\pi c^2$ , учесть в  $\Delta E$  также его значительную кинетическую энергию. Если же считать, что пион движется медленнее, то мы получим меньший радиус действия ядерных сил.

двумя нейтронами или же между протоном и нейтроном. Этот вывод подтверждается и экспериментами по рассеянию протонов на протонах и протонов на нейтронах. Пионная гипотеза объясняет этот факт отсутствием фундаментального различия между этими двумя типами нуклонов. Каждый из нуклонов непрерывно испускает и поглощает пионы. Этот процесс может идти по одной из следующих схем:



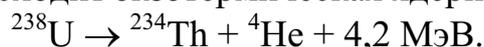
Все эти схемы описывают, в сущности, один и тот же процесс. Пионы образуют как бы облако вокруг каждого нуклона. Таким образом, в пионной теории ядерных сил не проводится различия между  $n$ - $n$ -,  $p$ - $p$ - и  $p$ - $n$ -взаимодействиями.

Еще один успех пионной теории ядерных сил связан с объяснением явления насыщения ядерных сил. Это следует из того факта, что в ядерном взаимодействии могут участвовать лишь наиболее близкие друг к другу нуклоны. Добавление к паре нуклонов третьего нуклона не влияет на обменное пионное взаимодействие в паре.

Таким образом, мы видим, что основные свойства ядерных сил удается объяснить их вероятной связью с нуклон-пионным взаимодействием. Разумеется, приведенное здесь изложение не может претендовать на то, чтобы называться теорией. Например, не рассмотрен вопрос о природе короткодействующего отталкивания нуклонов в ядре, да и сами мезоны, по современным представлениям, являются сложными системами. Но именно из такого рода соображений исходят сложные математические теории ядерных сил, которые оказались довольно эффективными при количественном рассмотрении проблемы связи дейтрона (ядерной задачи двух тел) и даже тяжелых ядер.

### 1.12. Альфа-распад

Исторически сложилось, что ядро  ${}^4\text{He}$  называют альфа-частицей ( $\alpha$ -частицей). Многие тяжелые ядра с  $Z > 82$  ( $Z = 82$  имеет свинец) испытывают радиоактивный распад с испусканием альфа-частицы, в которой удельная энергия связи оказывается больше, чем в тяжелых ядрах, и альфа-распад энергетически вполне возможен. Например, образец урана  ${}^{238}\text{U}$  испускает альфа-частицы с периодом полураспада  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Самопроизвольно происходит экзотермическая ядерная реакция:



Простейшая модель  $\alpha$ -распада была предложена в 1928 г. Г. Гамовым и независимо от него Г. Герни и Э. Кондоном. В этой модели предполагалось, что  $\alpha$ -частица постоянно существует в ядре в потенциальной яме глубиной  $U_0$ .

Экспериментальный факт, установленный наблюдениями над излучателями  $\alpha$ -частиц, заключается в существовании связи между кинетической энергией  $K_\alpha$   $\alpha$ -частицы и периодом полураспада  $T$  различных изотопов. Соотношение между этими величинами представлено на рис. 1.18. Такая зависимость возможна, если предположить существование в ядре  $\alpha$ -частицы.

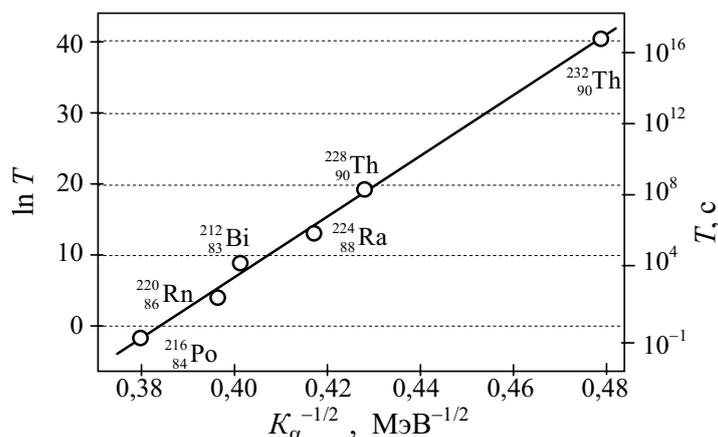


Рис. 1.18. Зависимость натурального логарифма периода полураспада  $T$  (в секундах) от кинетической энергии  $K_\alpha$  испускаемых  $\alpha$ -частиц для ряда радиоактивных ядер

На этом графике натуральный логарифм периода полураспада изображен в функции  $K_\alpha^{-1/2}$  для шести различных  $\alpha$ -излучателей. Очевидно, что

$$\ln T = \frac{A}{\sqrt{K_\alpha}} - B,$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные. Область значений  $T$ , представленных на графике, простирается более чем на 18 порядков, от 0,16 с до  $1,4 \cdot 10^{10}$  лет.

На рис. 1.19, а представлена кривая потенциальной энергии  $\alpha$ -частицы вблизи тяжелого ядра. При ее построении были приняты во внимание два обстоятельства: 1) на больших расстояниях  $r$  ядро отталкивает  $\alpha$ -частицу по обычному закону Кулона. Заряд  $\alpha$ -частицы равен  $+2e$ , а заряд ядра после испускания  $\alpha$ -частицы составляет  $+Ze$ ; 2) на малых расстояниях ( $r < R$ ) преобладают ядерные силы притяжения. Эти силы весьма велики, но имеют короткодействующий характер. Они создают потенциальную яму притяжения глубиной  $U_0$ .

Рассмотрим качественно задачу  $\alpha$ -распада так, как если бы в ядре существовала  $\alpha$ -частица, колеблющаяся внутри потенциальной ямы в состоянии с энергией  $E_\alpha$ . Тот факт, что  $\alpha$ -частица (ядро гелия) имеет большую энергию связи (см. рис. 1.12), подтверждает допустимость такого приближения и делает более вероятным испускание  $\alpha$ -частицы (а не комбинации, например, из одного протона и одного нейтрона). Мы

предположим, что все испущенные  $\alpha$ -частицы имели одинаковую энергию  $E_\alpha$  в пределах потенциальной ямы в ядре.

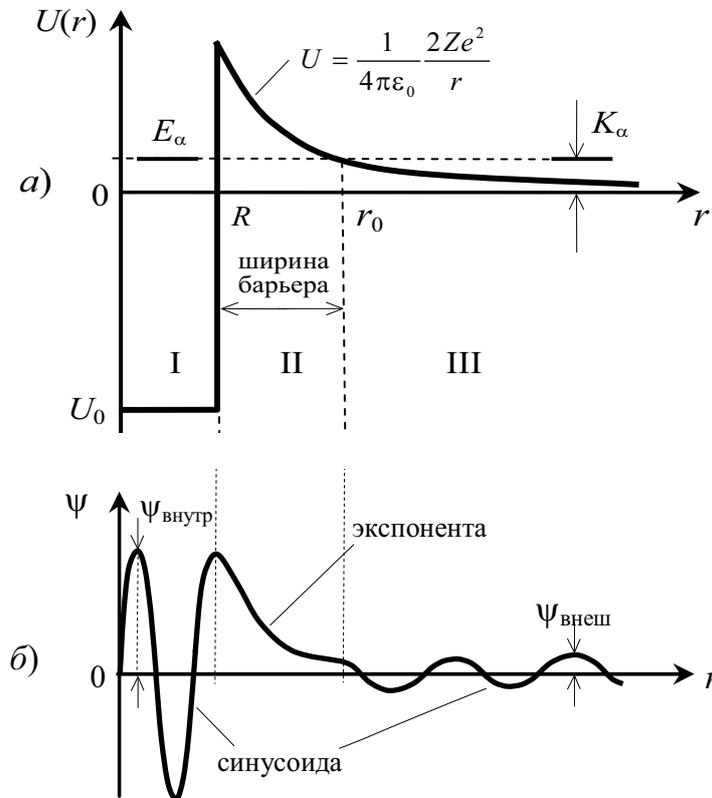


Рис. 1.19. Потенциальная энергия взаимодействия  $\alpha$ -частицы и остаточного тяжелого ядра с зарядом  $Ze$  (а). Это ядро радиоактивно и испускает  $\alpha$ -частицы, так как  $E_\alpha$  – уровень энергии  $\alpha$ -частицы до её испускания – лежит выше прямой  $U = 0$ ;  $K_\alpha$  – кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы после её испускания,  $K_\alpha \approx E_\alpha \ll |U_0|$ ; б – волновая функция  $\alpha$ -частицы

Если энергия  $E_\alpha$  положительна (рис. 1.19, а), но все же меньше, чем  $U(R)$ , то ядро находится в метастабильном состоянии. Для удаления  $\alpha$ -частицы из ядра не требуется затраты энергии, но ее испусканию мешает наличие потенциального барьера. Тот факт, что  $\alpha$ -частица с энергией 4...8 МэВ рассеивается ядром так, как если бы между ними действовали только кулоновские силы отталкивания, говорит о том, что высота барьера  $U(R)$  на рис. 1.19, а значительно превышает кинетическую энергию  $\alpha$ -частицы. В этом случае  $\alpha$ -частица не может преодолеть барьер, но она может просочиться сквозь него.

Так как  $\alpha$ -частица с энергией в несколько миллионов электрон-вольт проходит через ядро за время порядка  $10^{-21}$  с, то вероятность просачивания должна быть очень мала. При каждом подходе  $\alpha$ -частицы к барьеру эта вероятность остается неизменной. Поэтому скорость

испускания не зависит от «возраста» ядра, и это позволяет объяснить закон радиоактивного распада.

Следовательно, вероятность  $\alpha$ -распада в основном определяется вероятностью прохождения  $\alpha$ -частиц через кулоновский потенциальный барьер. Прозрачность  $D = I_{\text{прош}}/I_{\text{пад}}$  такого барьера равна:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_0} \sqrt{2m[U(r) - E_\alpha]} dr\right),$$

где  $m$  – масса  $\alpha$ -частицы;  $U(r) = 2Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r)$  – потенциальная энергия  $\alpha$ -частицы вблизи нового ядра с зарядом  $Z$ ;  $E_\alpha$  – энергия  $\alpha$ -частицы в ядре,  $D_0 \approx 1$ , а интегрирование проводится по классически недоступной области II от  $R$  до  $r_0$ , рис. 1.19, а.

Вероятность туннельного эффекта является весьма чувствительной функцией энергии  $E_\alpha$ . Большие значения  $E_\alpha$  (рис. 1.20, а) означают, что разность  $U - E_\alpha$  и ширина барьера малы.

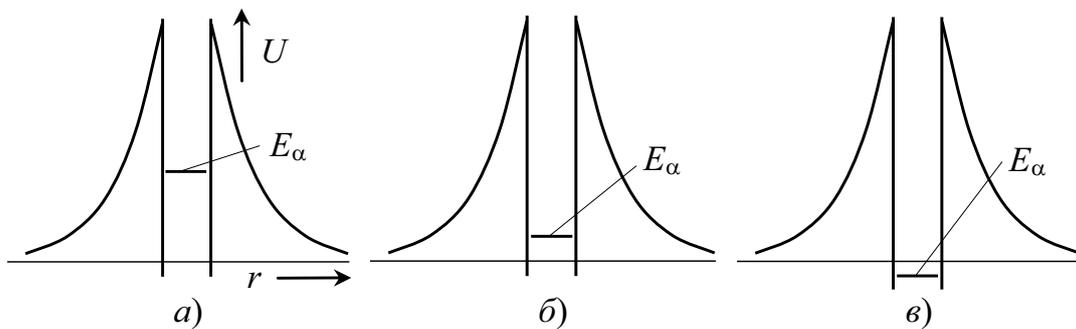


Рис. 1.20. Три ядра, каждое с  $Z \approx 90$ , с тремя различными уровнями энергии  $\alpha$ -частицы: а) ядро имеет очень короткий период полураспада; б) ядро имеет очень большой период полураспада; в) ядро стабильно

Малым значениям  $E_\alpha$  (рис. 1.20, б), наоборот, соответствуют большие значения ширины и глубины ямы, и такое ядро имеет очень большой период полураспада. Если энергия  $E_\alpha$  отрицательна (потенциальная энергия  $U$  предполагается равной нулю при  $r = \infty$ ), то такое ядро устойчиво по отношению к  $\alpha$ -распаду, так как в этом случае для удаления  $\alpha$ -частицы из ядра ей нужно сообщить энергию извне (рис. 1.20, в). Рассматриваемая здесь задача не столь проста, но все же можно предположить, что вероятность просачивания будет быстро падать с уменьшением  $E_\alpha$ .

Значение  $E_\alpha$  внутри ядра измерить невозможно, однако можно определить кинетическую энергию  $K_\alpha$   $\alpha$ -частицы после ее вылета из ядра. Эта величина приблизительно равна  $E_\alpha$ . Таким образом, можно ожидать, что периоды полураспада  $T$  радиоактивных ядер очень велики, если кинетическая энергия  $K_\alpha$  испущенной  $\alpha$ -частицы мала, и наоборот (см. рис. 1.18).

Таким образом в рамках этой простейшей модели удалось объяснить сильную зависимость вероятности  $\alpha$ -распада от энергии  $E_\alpha$ .

Полное квантовомеханическое решение этой проблемы также приводит к уравнению

$$\ln T = A/\sqrt{K_\alpha} - B$$

и позволяет, кроме того, определить значения постоянных  $A$  и  $B$ . Согласие между теорией и экспериментом (рис. 1.18) особенно поразительно, если учесть, что периоды полураспада ядер имеют значения в огромном диапазоне от 0,16 секунд до  $1,4 \cdot 10^{10}$  лет.

Рассмотрим более детально механизм  $\alpha$ -распада. Диаграмма потенциальной энергии альфа-частицы и конечного ядра на рис. 1.19, *а* позволяет получить представление о том, почему происходит альфа-распад. Первоначально альфа-частица находится в области I и может быть описана стоячей волной с амплитудой  $\psi_{\text{внутр}}$ . Однако из-за туннельного проникновения сквозь барьер (см. Квантовая физика, п. 3.7.2) в области вдали от ядра имеется небольшой «хвост» волновой функции с амплитудой  $\psi_{\text{внеш}}$  (рис. 1.19, *б*). Вероятность вылета  $\alpha$ -частицы в момент ее соударения с барьером равна:

$$P = \frac{|\psi_{\text{внеш}}|^2}{|\psi_{\text{внутр}}|^2}.$$

Частота попыток проникновения сквозь барьер составляет приблизительно  $v/(2R)$ , где  $v$  – скорость альфа-частицы в области I (рис. 1.19). Вероятность испускания альфа-частицы в единицу времени

$$\frac{dp_r}{dt} \approx \frac{v}{2R} \frac{|\psi_{\text{внеш}}|^2}{|\psi_{\text{внутр}}|^2}.$$

Введем обозначение

$$\tau \equiv \frac{2R}{v} \frac{|\psi_{\text{внутр}}|^2}{|\psi_{\text{внеш}}|^2}.$$

Тогда

$$\frac{dp_r}{dt} = \frac{1}{\tau}.$$

В образце, содержащем  $n$  ядер, число распадов в секунду (т. е. скорость уменьшения  $n$ ) равно:

$$\frac{dn}{dt} = -n \frac{dp_r}{dt} = -\frac{n}{\tau}.$$

Отсюда

$$\frac{dn}{n} = -\frac{1}{\tau} dt$$

или

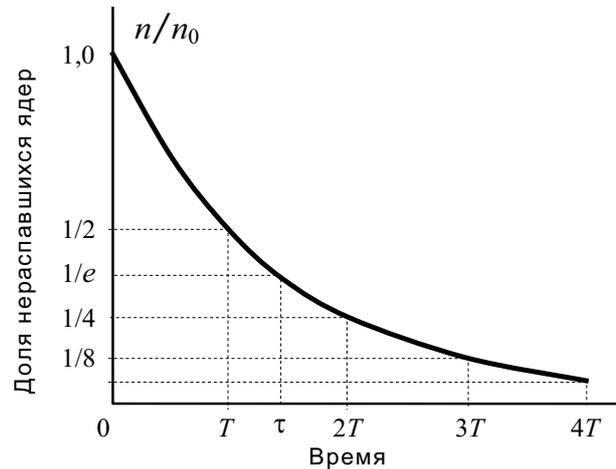
$$n = n_0 \exp(-t/\tau) \text{ или } n = n_0 \exp(-\lambda t),$$

где  $n_0$  – число ядер при  $t = 0$ .

Мы нашли закон радиоактивного распада. Константа  $\lambda = 1/\tau$ , характеризующая радиоактивный распад, называется постоянной распада, где  $\tau$  – среднее время жизни радиоактивного ядра. Период полураспада – промежуток времени, в течение которого исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается в 2 раза. Следовательно, период полураспада  $T$  определяется как промежуток времени  $t$ , для которого  $n = n_0/2$  (рис. 1.21):

$$\frac{n_0}{2} = n_0 e^{-T/\tau}; \quad 2 = e^{T/\tau}.$$

Рис. 1.21. Кривая радиоактивного распада ядер. Зависимость доли нераспавшихся ядер от времени на протяжении четырех периодов полураспада;  $n_0$  – число ядер в начальный момент времени



Логарифм этого выражения дает

$$\ln 2 = T/\tau, \text{ откуда } T = 0,693\tau.$$

Тогда формулу  $n = n_0 e^{-t/\tau}$  можно записать в виде

$$n = n_0 e^{-0,693t/T} = n_0 (e^{-0,693})^{t/T} = n_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T}.$$

Если в определение  $\tau$  подставить  $\tau = 1,4T$ , получим формулу для периода полураспада:

$$T \approx \frac{1,4R}{v} \frac{|\Psi_{\text{внутр}}|^2}{|\Psi_{\text{внеш}}|^2}.$$

Многочастичная теория  $\alpha$ -распада возникла в начале 50-х гг. Теория опирается на оболочечную модель ядра, обоснованную в рамках теории ферми-жидкости Л.Д. Ландау и А.Б. Мигдалом. Предполагается,

что протон и нейтрон в ядре движутся независимым образом в самосогласованном поле, создаваемом остальными нуклонами. Используя оболочечные волновые функции двух протонов и двух нейтронов, удастся найти вероятность, с которой эти нуклоны окажутся в  $\alpha$ -частичном состоянии. Тогда формулу Гамова для вероятности распада в единицу времени можно обобщить как

$$\frac{dp_r}{dt} = 2\nu W_{if} P.$$

Здесь  $W_{if}$  и есть вероятность формирования  $\alpha$ -частицы из нуклонов родительского ядра  $i$  с образованием конкретного состояния  $f$  дочернего ядра;  $P$  – вероятность туннелирования сквозь барьер;  $2\nu$  – число соударений  $\alpha$ -частицы о внутренний барьер. Расчеты величин  $W_{if}$  продемонстрировали принципиальную необходимость учета сверхтекучих свойств атомных ядер для понимания природы альфа-распада. В 1958 г. Оге Бор высказал гипотезу о существовании сверхтекучих свойств у атомных ядер. Практически за один год эта гипотеза была полностью подтверждена и реализована в создании сверхтекучей модели атомного ядра, в которой принимается, что пары протонов или нейтронов объединяются в куперовские пары со спином, равным нулю (см. Электричество и магнетизм, п. 6.8), а бозе-конденсация этих пар формирует сверхтекучие свойства ядер. Поскольку  $\alpha$ -частица состоит из двух протонов и двух нейтронов с суммарными спинами, равными нулю, то ее внутренняя симметрия совпадает с симметрией куперовских пар протонов и нейтронов в атомных ядрах. Поэтому вероятность формирования  $\alpha$ -частицы  $W_{if}$  максимальна, если она образуется из двух куперовских пар протонов и нейтронов;  $\alpha$ -переходы подобного типа называются облегченными и происходят между основными состояниями четно-четных ядер, где все нуклоны спарены. Для таких переходов в случае тяжелых ядер с  $Z > 82$  величина  $W_{if} = 10^{-2}$ . Если в состав  $\alpha$ -частицы входит только одна куперовская пара (протонная либо нейтронная), то подобные  $\alpha$ -переходы, характерные для нечетных ядер, называются полублегченными и для них  $W_{if} = 5 \cdot 10^{-4}$ . Наконец, если  $\alpha$ -частица формируется из неспаренных протонов и нейтронов, то  $\alpha$ -переход называется необлегченным и для него величина  $W_{if} = 10^{-5}$ .

Рассмотрим образец, содержащий вначале  $n_0$  радиоактивных ядер, и найдем среднее взвешенное время  $t_{cp}$  с весовым множителем  $n$ :

$$t_{cp} = \frac{\int_0^{\infty} t n dt}{\int_0^{\infty} n dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \exp(-t/\tau) dt}{\int_0^{\infty} \exp(-t/\tau) dt} = \frac{[\tau^2 e^{-t/\tau} (-t/\tau - 1)]_0^{\infty}}{[-\tau e^{-t/\tau}]_0^{\infty}} = \tau.$$

Параметр  $\tau$ , определенный как величина, обратная скорости распада отдельного ядра, представляет собой среднее время жизни ядра.

Допустим, что в ядре  $^{238}\text{U}$  альфа-частица сталкивается с потенциальным барьером  $2v = 5 \cdot 10^{20}$  раз в секунду и  $\psi_{\text{внеш}}/\psi_{\text{внутр}} = 10^{-18}$ . Вычислим вероятность распада этого ядра в 1 с и найдем среднее время жизни ядра, приняв величину  $W_{if} = 10^{-2}$ .

Скорость распада равна:

$$\frac{dp_r}{dt} = 2vW_{if} \left( \frac{\psi_{\text{внеш}}}{\psi_{\text{внутр}}} \right)^2 = 5 \cdot 10^{20} \cdot 1 \cdot 10^{-2} (10^{-18})^2 = 5 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}.$$

Среднее время жизни получим из соотношения  $dp_r/dt = 1/\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{dp_r/dt} = \frac{1}{5 \cdot 10^{-18}} = 2 \cdot 10^{17} \text{ с} \approx 6,5 \cdot 10^9 \text{ лет}.$$

Период полураспада  $T = 0,693\tau = 4,5 \cdot 10^9$  лет. Формула

$$T = \frac{1,4R}{v} \frac{|\psi_{\text{внутр}}|^2}{|\psi_{\text{внеш}}|^2}$$

иллюстрирует применение квантовой механики для объяснения радиоактивности. Современная квантовая механика дает исчерпывающее объяснение  $\alpha$ -распада и других видов радиоактивных превращений. Природа вероятности такова, что если в силу редкой случайности данное ядро уцелело на протяжении большого числа периодов полураспада, то эта предыстория ни в коей мере не влияет на вероятность распада в будущем. Это же имеет место и при бросании монеты. Если у вас пять раз подряд выпала решка, вероятность шестой раз выпасть решке по-прежнему остается равной половине. Мы не имеем возможности предсказать, когда произойдет распад данного ядра. Вероятность распада ядер одного сорта всегда одна и та же независимо от их возраста. Например, половина ядер радиоактивного изотопа с периодом полураспада 1 год распадается за первый год, однако то или иное ядро, избежавшее распада в первый год, по-прежнему будет иметь вероятность 1/2 распасться на протяжении второго года. Вероятность распада на третий год снова будет равна 1/2.

Нельзя забывать, что закон радиоактивного распада, как и другие законы статистической физики, строго применим к системам, состоящим из очень большого числа частиц, в данном случае радиоактивных ядер. Рассмотрим следующий пример: из 16 радиоактивных одинаковых ядер за 1 мин испытало радиоактивный распад 8 ядер. Сколько ядер испытают распад за следующую минуту? Кажется бы, что для ответа на этот вопрос можно использовать закон радиоактивного распада, расчет по которому дает ответ 4 ядра. Однако к малому числу ядер неприме-

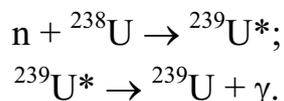
ним закон радиоактивного распада, поэтому предсказать однозначно, сколько ядер распадется за вторую минуту невозможно. Естественно, что вероятность распада 4 ядер максимальна, несколько меньше вероятность распада 3 или 5 ядер, еще меньше для распада 2 или 6 ядер и т. д. Вероятность того, что распадутся все 8 ядер (или ни одного), – минимальная. Поэтому можно лишь утверждать, что число ядер, распавшихся за вторую минуту, будет находиться в интервале от 0 до 8 ядер.

### 1.13. Гамма- и бета-распад

**Гамма-распад.** Изменения состояний атомных ядер, сопровождающиеся испусканием или поглощением  $\gamma$ -квантов, называют  $\gamma$ -переходами. Примерные границы периодов полураспада для  $\gamma$ -переходов от  $10^{-19}$  с до  $10^{10}$  лет. Энергии  $\gamma$ -переходов изменяются от нескольких кэВ до нескольких МэВ.

Возбужденное ядро находится в состоянии с более высокой энергией (на одном из уровней, показанных на рис. 1.11 штриховыми линиями). Оно может самопроизвольно перейти на более низкий энергетический уровень, испустив фотон. Расстояние между энергетическими уровнями ядер 1...2 МэВ. Энергия фотонов, испускаемых ядрами, оказывается в сотни и тысячи раз выше энергии фотонов, испускаемых атомами. Фотоны с высокой энергией, испускаемые ядрами, называются гамма-квантами.

Возбужденные состояния ядер можно получить, используя нейтроны низких энергий. Попадая в образец  $^{238}\text{U}$ , медленный нейтрон, оказавшись в пределах радиуса действия ядерных сил, испытает ядерное притяжение со стороны атомного ядра. Вполне вероятно, что нейтрон будет поглощен ядром. В результате образуется  $^{239}\text{U}^*$  в возбужденном состоянии (обозначено звездочкой). Возбужденное ядро возвращается в основное состояние, испуская один либо последовательно несколько гамма-квантов:



**Бета-распад.** Свойства радиоактивного излучения были изучены вскоре после открытия радиоактивности в 1896 г. Оказалось, что существуют три различных вида излучений: альфа, бета и гамма. После многолетних исследований было установлено, что альфа-излучение состоит из ядер гелия, гамма-излучение – это фотоны с высокой энергией, а бета-излучение состоит из электронов или позитронов. При распаде одни ядра испускали электроны, а другие – позитроны.

Открытие нейтрона, казалось, внесло ясность в строение вещества. Все элементарные частицы, необходимые для построения атома, – протон, нейтрон, электрон – были известны.

Используя принцип неопределенности, покажем, что электрон не может находиться внутри атомного ядра. Неопределенность величины импульса электрона в ядре равна:

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{10^{-15}} = 1,05 \cdot 10^{-19} \frac{\text{Дж}}{\text{м/с}} = 197 \text{ МэВ/с},$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

Полная энергия электрона с таким импульсом равна:

$$E = \sqrt{(m_e c^2)^2 + (cp)^2} = \sqrt{(0,51)^2 + (197)^2} \approx 197 \text{ МэВ},$$

где  $m_e c^2 = 0,51$  МэВ. Чтобы электрон с кинетической энергией 197 МэВ удержать в связанном состоянии, необходимо обеспечить еще бóльшую электростатическую энергию связи. Однако электростатическая энергия связи  $k_0 Z e^2 / R$  для любых ядер меньше, чем 10 МэВ.

Второе соображение связано со спином ядра, который можно определить из опыта. Спин электрона, так же как и спин протона, равен  $1/2$ . Если бы ядро дейтерия  ${}^2_1D$  состояло из двух протонов и одного электрона, то спины всех составляющих его частиц должны были бы складываться (или вычитаться, в зависимости от ориентировки каждой частицы), так что результирующий спин ядра имел бы значения  $+3/2$ ,  $+1/2$ ,  $-1/2$  или  $-3/2$ . Наблюдаемый же спин ядра  ${}^2_1D$  равен 1, что противоречит сделанному предположению о составе ядра. Однако можно предсказать правильное значение спина этого ядра, если предположить, что ядро состоит из одного протона (спин  $1/2$ ) и одного нейтрона (с таким же значением спина). Аналогичное заключение можно сделать и для других ядер.

Казалось бы, аргументом в пользу наличия электронов в ядрах может служить факт испускания некоторыми ядрами электронов высоких энергий ( $\beta$ -частиц); в действительности же этот аргумент говорит об отсутствии электронов в ядрах атомов. В самом деле, если бы в состав ядра входили электроны, то их энергия  $E$  была бы либо меньше нуля (устойчивые ядра, испускание электронов не происходит), либо больше нуля. В последнем случае электрон испускался бы немедленно ( $\beta$ -распад не обладал бы измеримым временем полураспада), так как для него отсутствовал бы потенциальный барьер, подобный показанному на рис. 1.19, *a*. Таким образом, существование долгоживущих  $\beta$ -радиоактивных источников несовместимо с представлением о наличии электронов в ядре.

Если в составе атомного ядра нет электронов, то откуда же берутся электроны, которые наблюдаются при радиоактивном распаде ядер? Ответ на этот вопрос был дан в 1932 г., через год после открытия нейтрона итальянским физиком Энрико Ферми в разработанной им теории  $\beta$ -распада ( $\beta$ -распад в определенном смысле аналогичен испусканию фотонов возбужденными атомами). Ни электронов в ядре, ни фотонов в атоме нет до момента излучения, и фотон, и электрон образуются в процессе распада. Изучение процесса  $\beta$ -распада показало, что испускание электронов вызвано не электромагнитным и не ядерным взаимодействиями, а новым типом взаимодействия, которое было названо слабым.

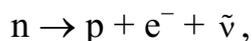
Экспериментальные факты явления  $\beta$ -распада казались несовместимыми с законами сохранения энергии, импульса и момента количества движения. Чтобы «спасти» эти законы, В. Паули в 1930 г. высказал предположение, что в процессе  $\beta$ -распада наряду с электроном, который легко наблюдается, должна рождаться еще одна легкая частица с нулевым зарядом, нулевой массой покоя и спином  $1/2$ , получившая название нейтрино. Поскольку нейтрино испускалось вместе с электроном в процессе  $\beta$ -распада, оно могло уносить недостающую энергию, импульс и момент количества движения. Для того чтобы проверить гипотезу Паули, необходимо было обнаружить нейтрино экспериментально. Однако свойства нейтрино, предсказанные Паули, делали обнаружение его чрезвычайно трудной задачей. Нейтрино должно очень слабо взаимодействовать с веществом и способно пролетать тысячи километров вещества без взаимодействия. Сечение взаимодействия нейтрино с энергией несколько МэВ с атомными ядрами  $\sim 10^{-38} \text{ м}^2$ . С колоссальной проникающей способностью нейтрино связано развитие таких направлений в науке, как нейтринная астрофизика и нейтринная геофизика. Нейтрино несут информацию о процессах в центре Солнца, процессах, происходящих на ранней стадии эволюции Вселенной и конечных этапах эволюции звезд. Экспериментальные попытки непосредственно зарегистрировать нейтрино продолжались почти двадцать лет. Лишь в 1953 г. в результате очень сложного эксперимента Ф. Райнесу и К. Коуэну удалось зарегистрировать антинейтрино. Гипотеза Паули получила блестящее подтверждение.

Нейтрино имеет такой же спин, как и электрон, – это фермион.

Пара электрон–нейтрино рождается благодаря слабым взаимодействиям, подобно тому, как фотон рождается за счет электромагнитных

взаимодействий. До того как происходит бета-распад, внутри ядра нет ни электрона, ни нейтрино.

Простейшим примером бета-распада является превращение свободного нейтрона в протон с периодом полураспада 12 мин:



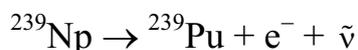
где символ  $\bar{\nu}$  обозначает антинейтрино. (Отличие  $\nu$  от  $\bar{\nu}$  будет рассмотрено в гл. 2). Оказалось, что масса покоя нейтрона больше массы покоя протона на 1,3 МэВ, поэтому полная энергия испускаемой пары электрон–нейтрино составляет 1,3 МэВ: 0,5 МэВ идет на массу покоя электрона и 0,8 МэВ остается на кинетическую энергию, которую делят между собой электрон и нейтрино.

В типичном ядре нейтрон с наивысшей энергией располагается почти на том же энергетическом уровне, что и протон с наивысшей энергией (см. п. 1.9). В таком ядре закон сохранения энергии запрещает нейтронам превращаться в протоны. Если же к ядру добавляется нейтрон, энергетический уровень которого оказывается более чем на 0,5 МэВ выше наиболее высокого энергетического уровня протонов, то становится возможным рождение пары электрон–нейтрино и может произойти бета-распад.

Для примера рассмотрим бомбардировку нейтронами ядер  $^{238}\text{U}$ . В результате поглощения нейтрона образуется  $^{239}\text{U}$ . У этого изотопа урана энергия наивысшего энергетического уровня нейтрона на 1,8 МэВ больше, чем для протона, и пара электрон–нейтрино будет испускаться с кинетической энергией 1,3 МэВ. Наблюдаемый период полураспада составляет 24 мин:



Нептуний также оказывается нестабильным относительно бета-распада:



с периодом полураспада 2,35 суток. В случае этого двухступенчатого процесса два наивысших нейтронных уровня освобождаются, а два протонных энергетических уровня заполняются, так что у образующегося ядра плутония  $^{239}\text{Pu}$  наивысшие протонный и нейтронный уровни оказываются близкими друг к другу. В результате для ядра плутония  $^{239}\text{Pu}$  бета-распад запрещен. Однако это ядро  $\alpha$ -активно с периодом полураспада 24 000 лет. Еще более важным свойством  $^{239}\text{Pu}$  является его малое время жизни относительно деления, вызванного нейтронами.

## 1.14. Эффект Мессбауэра

Резонансное возбуждение атомных уровней фотонами от источника из того же вещества легко наблюдается. Иначе обстоит дело для атомных ядер. Это связано, главным образом, с тем, что естественная ширина<sup>\*)</sup>  $\Gamma$  ядерных уровней мала по сравнению с энергией  $T_R$  отдачи ядра-излучателя (источника) или ядра-поглотителя (мишени). Например, естественная ширина  $\Gamma$  первого возбужденного уровня ядра  $^{57}\text{Fe}$ , расположенного при энергии возбуждения  $E = 14,4$  кэВ, равна:  $\hbar/\tau = 6,7 \cdot 10^{-9}$  эВ (измеренное среднее время жизни возбужденного ядра  $\tau = 98$  нс), тогда как при испускании и при поглощении  $\gamma$ -квантов это ядро приобретает энергию отдачи  $T_R \approx E^2/(2Mc^2) \approx 2 \cdot 10^{-3}$  эВ (где  $M$  – масса атома  $^{57}\text{Fe}$ ). Резонансное поглощение может иметь место только в том случае, когда энергия  $T_R$  отдачи ядра меньше естественной ширины  $\Gamma$  ядерного уровня.

Р.Л. Мессбауэр, исследуя явление резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов, понизил температуру источника и обнаружил, что число поглощенных фотонов существенно увеличилось, то есть наблюдалось резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов. Качественно это можно объяснить тем, что в этом случае импульс отдачи получало не отдельное ядро, а весь кристалл, в котором находились ядра, испускающие  $\gamma$ -кванты. При переходе от свободных атомов к атомам, связанным в кристаллической решетке, ситуация меняется. С уменьшением температуры источника увеличивается относительное число ядерных переходов с передачей импульса отдачи всему кристаллу. Условия для этого тем благоприятнее, чем ниже температура кристалла и энергия  $E_\gamma$  перехода.

Отмеченное явление, получившее название эффекта Мессбауэра, сразу же было применено для измерения ширины уровней и для проверки соотношения  $\Gamma = \hbar/\tau$ . Чтобы наблюдать резонансное поглощение мишенью из  $^{57}\text{Fe}$   $\gamma$ -квантов, испускаемых источником из  $^{57}\text{Fe}$ , нужно скомпенсировать энергию отдачи ядра, которая в сумме составляет  $2T_R$ . Если пренебречь естественной шириной уровня, то энергия испускаемых квантов равна  $E - T_R$ , а для резонансного поглощения кванты должны иметь энергию  $E + T_R$ . Один из способов такой компенсации состоит в том, что рассматриваемый радиоактивный источник закрепляют на движущемся устройстве и подбирают скорость

---

<sup>\*)</sup> Естественная ширина уровня – неопределённость энергии квантово-механической системы (атома, молекулы, ядра и др.), обладающей дискретными уровнями энергии в состоянии, которое не является строго стационарным. Естественная ширина уровня (его уширение) зависит от средней длительности пребывания системы в данном состоянии – времени жизни  $\tau$  на уровне и, согласно соотношению неопределённостей для энергии и времени, равна  $\hbar/\tau$ .

так, чтобы разница  $2T_R$  компенсировалась за счет эффекта Доплера. Для этого достаточно укрепить исследуемый источник на подвижной каретке и изменять ее скорость  $v$  так, чтобы за счет эффекта Доплера сдвинуть линию резонансного поглощения в нужную сторону. Между детектором и источником помещают поглотитель того же изотопического состава, что и источник, как показано на рис. 1.22.

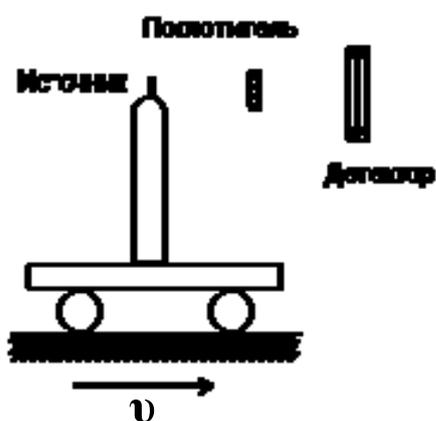


Рис. 1.22. Схема опыта по измерению естественной ширины линии

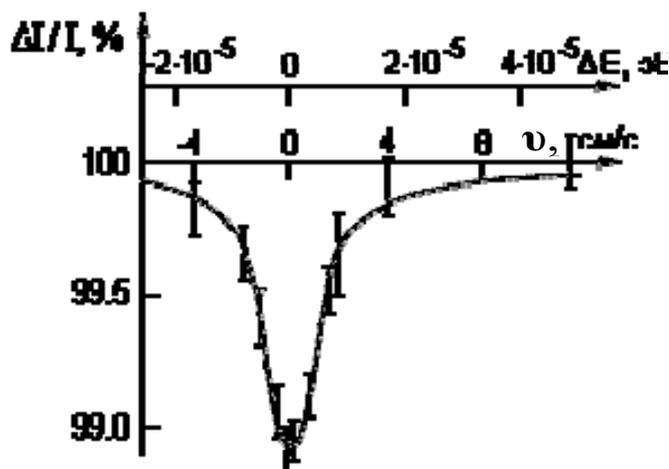


Рис. 1.23. Измерение естественной ширины  $\Gamma$  линии испускания  $\gamma$ -квантов с помощью эффекта Мессбауэра

В отсутствие отдачи резонансное поглощение происходит при  $v = 0$ . В этом случае число фотонов, регистрируемое детектором, будет минимально, так как фотоны, претерпевшие резонансное поглощение, затем повторно испускаются в разных направлениях и выбывают из прошедшего пучка. При изменении скорости  $v$  происходит доплеровское смещение линии испускания относительно линии поглощения и наблюдается контур линии, приведенный на рис. 1.23. Ширина ядерных уровней столь мала, что источник достаточно перемещать со скоростью, составляющей всего лишь десятые доли сантиметра в секунду.

### 1.15. Деление ядер

Перейдем теперь от процессов спонтанного распада ядер к рассмотрению ядерных реакций, при которых такое превращение ядер инициируется частицей, взаимодействующей с ядром.

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. О. Ган и Ф. Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана. Среди продуктов реакции был обнаружен барий — химический

элемент с массой много меньше, чем масса урана. Задача была решена немецкими физиками Л. Мейтнер и О. Фришем, показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка:



При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией  $\sim 0,1$  эВ освобождает энергию  $\sim 200$  МэВ. Существенным моментом является то, что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана – цепная реакция деления. Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления, будет экспоненциально возрастать. Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

- 1) управляемая ядерная реакция деления – создание атомных реакторов;
- 2) неуправляемая ядерная реакция деления – создание ядерного оружия.

В 1942 г. под руководством Э. Ферми в США был построен первый ядерный реактор. В СССР первый реактор был запущен в 1946 г. под руководством И. Курчатова. В 1954 г. в Обнинске начала работать первая в мире атомная электростанция. В настоящее время тепловая и электрическая энергия вырабатывается в сотнях ядерных реакторов, работающих в различных странах мира.

Как видно из рис. 1.12, с ростом значения  $A$  удельная энергия связи увеличивается вплоть до  $A \approx 50$ . Это поведение можно объяснить сложением ядерных сил. Энергия связи отдельного нуклона возрастает, если его притягивают не один или два, а несколько других нуклонов. Однако в элементах со значениями массового числа больше  $A \approx 50$  удельная энергия связи постепенно уменьшается с ростом  $A$ . Это связано с тем, что ядерные силы притяжения являются короткодействующими (радиусом действия порядка размеров отдельного нуклона). За пределами этого радиуса преобладают силы электростатического отталкивания. Если два протона удаляются более чем на  $2,5 \cdot 10^{-15}$  м, то между ними преобладают силы кулоновского отталкивания, а не ядерного притяжения.

Следствием такого поведения удельной энергии связи в зависимости от  $A$  является существование двух процессов – синтеза и деления ядер. Рассмотрим взаимодействие электрона и протона. При образовании атома водорода высвобождается энергия 13,6 эВ и масса атома водорода оказывается на 13,6 эВ меньше суммы масс свободного электрона и протона. Аналогично масса двух легких ядер превышает массу после их соединения на  $\Delta M$ . Если их соединить, то они сольются с

выделением энергии  $\Delta M \cdot c^2$ . Этот процесс называется синтезом ядер. Удельная разность масс  $\frac{\Delta M}{M}$  может превышать 0,5 %. Если расщепляется тяжелое ядро на два более легких ядра, то их масса по отношению к массе родительского ядра будет меньше на 0,1 %. У тяжелых ядер существует тенденция к делению на два более легких ядра с выделением энергии. Энергия атомной бомбы и ядерного реактора представляет собой энергию, высвобождающуюся при делении ядер.

Энергия водородной бомбы – это энергия, в основном выделяющаяся при ядерном синтезе. Альфа-распад можно рассматривать как сильно асимметричное деление, при котором родительское ядро  $M$  расщепляется на маленькую альфа-частицу и большое остаточное ядро  $M'$ . Альфа-распад возможен только, если в реакции



масса  $M$  оказывается больше суммы масс  $M'$  и альфа-частицы. У всех ядер с  $Z > 82$  (свинец)  $M > M' + M_\alpha$ . При  $Z > 92$  (уран) полупериоды  $\alpha$ -распада оказываются значительно короче возраста Земли, и такие элементы не встречаются в природе. Однако их можно создать искусственно. Например, плутоний ( $Z = 94$ ) получается из урана в ядерном реакторе. Эта процедура стала обычной, и в настоящее время цена плутония в два с лишним раза меньше цены на золото. К настоящему времени удалось получить элементы вплоть до  $Z = 106$ , однако гораздо более дорогой ценой и, как правило, в ничтожных количествах. Можно надеяться, что радиохимики научатся получать, хотя и в небольших количествах, новые элементы с  $Z > 106$ .

Если бы массивное ядро урана удалось разделить на две группы нуклонов, то эти группы перестроились бы в ядра с более сильной связью. В процессе перестройки выделилась бы энергия. Спонтанное деление ядер разрешено законом сохранения энергии. Однако потенциальный барьер в реакции деления у встречающихся в природе ядер настолько высок, что вероятность спонтанного деления оказывается много меньше вероятности альфа-распада. Период полураспада ядер  $^{238}\text{U}$  относительно спонтанного деления составляет  $8 \cdot 10^{15}$  лет, что более чем в миллион раз превышает возраст Земли. Если нейтрон сталкивается с тяжелым ядром, то оно может перейти на более высокий энергетический уровень вблизи вершины электростатического потенциального барьера, в результате возрастает вероятность деления. Ядро в возбужденном состоянии может обладать значительным моментом импульса и приобрести овальную форму. Участки на периферии ядра легче проникают сквозь барьер, поскольку они частично уже находятся за барьером.

У ядра овальной формы роль барьера еще больше ослабляется. При захвате ядром  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  медленного нейтрона образуются состояния с очень короткими временами жизни относительно деления. Разность масс ядра урана и типичных продуктов деления такова, что в среднем при делении урана высвобождается энергия 200 МэВ. Масса покоя ядра урана  $2,2 \cdot 10^5$  МэВ. В энергию превращается около  $10^{-3}$  этой массы, что равно отношению 200 МэВ к величине  $2,2 \cdot 10^5$  МэВ. Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена непосредственно из формулы Вайцзеккера (см. п. 1.10):

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \frac{a_5}{A^{3/4}}.$$

При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия  $E_{\text{п}} = a_2 A^{2/3}$  и кулоновская энергия  $E_{\text{к}} = a_3 Z^2 / A^{1/3}$ , причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно при условии:

$$0,37 a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} - 0,26 a_2 A_1^{2/3} > 0,$$

где  $A_1 = \frac{A}{2}$ ;  $Z_1 = \frac{Z}{2}$ .

Деление энергетически выгодно, когда  $Z^2/A > 17$ . Величина  $Z^2/A$  называется параметром делимости. Энергия  $E$ , освобождающаяся при делении, растет с увеличением  $Z^2/A$ .

Деление ядер – процесс расщепления ядер на две чаще всего неодинаковые части – схематически изображено на рис. 1.24. В начальный момент ядро имеет почти сферическую форму –  $a$ . При его возбуждении (например, бомбардировкой частицами) оно может прийти в сильные колебания<sup>\*)</sup>. Когда делящееся ядро принимает форму, подобную  $b$  или  $v$ , силы отталкивания в нем очень велики. Однако обе части ядра еще удерживаются от разлёта силами поверхностного натяжения (второй член в правой части формулы Вайцзеккера), причем поверхностная энергия при конфигурациях ядра, подобных  $b$  или  $v$ , больше, чем для исходной сферической формы  $a$ , вследствие большего отношения поверхности к объему для этих конфигураций. Следствием этого является

<sup>\*)</sup> Напомним, что список стабильных ядер ограничен со стороны больших значений атомного номера  $Z$  вследствие электростатического отталкивания протонов, а также вследствие существования энергии асимметрии. При больших значениях  $Z$  электростатическое отталкивание «работает» против увеличения  $Z$  в ядре, и величина  $N = A - Z$  (число нейтронов) начинает существенно превышать  $Z$ . Однако при  $N \neq Z$  энергия асимметрии понижает энергию связи ядра. В результате при больших  $Z$  третий (кулоновский) и четвертый (асимметричный) члены в правой части формулы Вайцзеккера дают большой отрицательный вклад в энергию связи.

возникновение энергетического барьера для деления ядер. Именно его существование обуславливает наличие в природе ядер с  $A > 110$ .

У ядер с  $A \sim 250$  этот барьер столь невысок, что они могут его преодолеть при спонтанных колебаниях своей поверхности и имеют малую продолжительность жизни в процессе деления. При  $A < 238$  период полураспада становится большим. Для таких ядер значительно более существенным оказывается процесс вынужденного деления, вызываемого попаданием в ядро внешней частицы.

Допустим, например, что в ядро  $^{235}\text{U}$  влетает тепловой нейтрон. К энергии связи ядра (6,3 МэВ) он привносит ничтожно малую добавку, но образующееся при этом составное ядро  $^{236}\text{U}$  имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть барьер деления. Сразу же после возникновения конфигурации (рис. 1.24, в) на поверхности ядра образуется перемычка, как при дроблении большой капли воды, и поверхностная энергия при этом резко уменьшается. Возникают осколки почти сферической формы (рис. 1.24, з), которые разлетаются друг от друга, движимые силами кулоновского отталкивания. Из делящегося ядра выбрасываются обычно два или три нейтрона на стадии  $\text{в} \rightarrow \text{з}$  процесса деления. Рассмотрим стадии деления ядра более подробно.

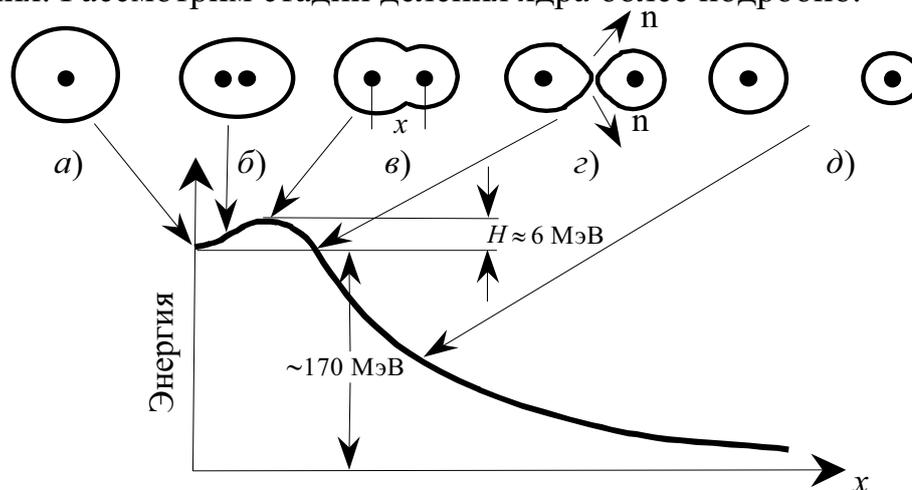


Рис. 1.24. Схема процесса деления тяжелого ядра. Ядро  $^{235}\text{U}$  характеризуется приведенными на графике значениями кинетической энергии осколков деления 170 МэВ и высоты энергетического барьера  $H \approx 6$  МэВ.

Параметр  $x$  является мерой пространственного разделения двух осколков; до наступления этапа з реакции деления его трудно определить

Изменение потенциальной энергии ядра определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий  $E'_\text{п} + E'_\text{к}$ . Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия  $E'_\text{п}$  при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия  $E'_\text{к}$  уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллип-

соидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской энергии.

У тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а следовательно, и делению. Наличие потенциального барьера  $H$  препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию  $Q$ , превышающую высоту барьера деления  $H$  (см. рис. 1.24).

Высота барьера  $H$  тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии  $E_{\text{к}}/E_{\text{п}}$  в начальном ядре.

Для сферически заряженной капли отношение кулоновской  $E_{\text{к}} = a_3 Z^2 / A^{1/3}$  и поверхностной  $E_{\text{п}} = a_2 A^{2/3}$  энергии определяется выражением

$$\frac{E_{\text{к}}}{E_{\text{п}}} = \frac{a_3 Z^2 / A^{1/3}}{a_2 A^{2/3}} = \frac{a_3}{a_2} \cdot \frac{Z^2}{A},$$

т. е. делимость ядер в капельной модели зависит от отношения  $Z^2/A$ . С ростом этой величины барьер деления  $H$  быстро понижается и при  $(Z^2/A) \approx 49$  становится равным 0. Это определяет теоретический предел устойчивости ядер относительно деления на два осколка. Эксперименты по делению возбуждённых ядер показали, что этот предел наступает раньше  $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 46 \pm 1$ . Делимость ядра характеризуют параметром

$$y = (Z^2/A) / (Z^2/A)_{\text{кр}},$$

т. е. период полураспада должен монотонно уменьшаться по мере приближения параметра делимости к 1. Например, если  $y = 0,78$ , то  $T_{1/2} \approx 3$  года, а уже при  $y = 0,9$   $T_{1/2} \approx 10^{-8}$  с.

Капельная модель предсказывает исключительно малое время жизни для ядер с  $Z \geq 104$  ( $\sim 10^{-17}$  с), в то время как известны уже свыше 30 нуклидов с  $Z$  от 104 до 112. Их периоды спонтанного деления столь велики ( $> 10^{-4}$  с), что они преимущественно испытывают  $\alpha$ -распад. Это указывает на существование у этих ядер барьера деления структурной природы, препятствующего их мгновенному распаду на 2 фрагмента. При этом экспериментально определенные периоды спонтанного деления ядер испытывают сильные вариации в зависимости от числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N$ , что невозможно объяснить в рамках капельной модели ядра. Подобные резкие изменения могут быть связаны со сложной микроскопической структурой ядер, определяемой квантовыми характери-

стиками системы. Существование атомных ядер с  $Z^2/A > 46$  («остров стабильности») объясняется оболочечной структурой атомных ядер.

Самопроизвольное деление ядер с  $Z^2/A < 46$ , для которых высота барьера  $H$  не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер и носит название спонтанного деления. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением  $Z^2/A$ , т. е. с уменьшением высоты барьера деления. Вынужденное деление ядер с  $Z^2/A < 46$  может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами,  $\alpha$ -частицами и т. д., если энергия, которую они вносят в ядро, достаточна для преодоления барьера деления.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами, чаще всего не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остров. На рис. 1.25 приведено распределение по массам при делении  $^{235}\text{U}$ . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел – 95 и 139.

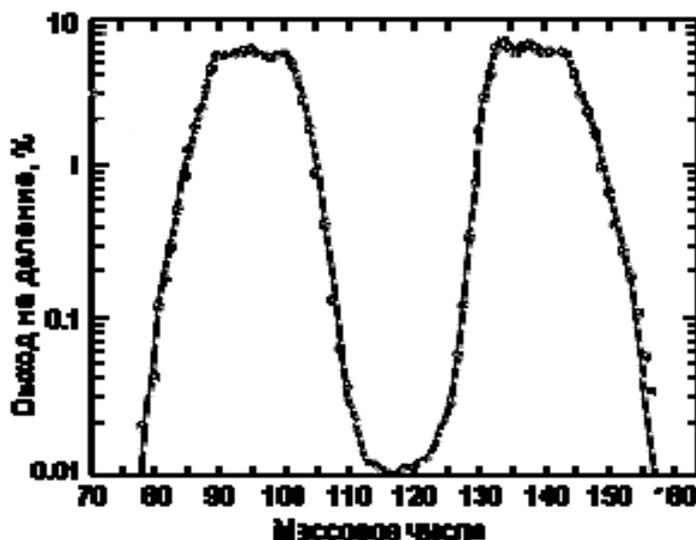


Рис. 1.25. Массовое распределение осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре  $^{235}\text{U}$  равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1,25–1,45. Осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к  $\beta^-$ -распаду – радиоактивны.

Процесс деления не может быть описан единственным уравнением реакции для данного ядра, вызывающей деление частицы. Осколки деления имеют широкий спектр значений  $A'$  и  $Z'$ . Предпочтение оказывается не одинаковым по массе осколкам (рис. 1.25).

## 1.16. Экзотические виды радиоактивного распада

**1. Испускание протонов из основного состояния ядра.** Обнаружено для большого числа ядер, расположенных вблизи границы протонной стабильности ( $B_p = 0$ , рис. 1.6). Излучателями протонов из основного состояния являются ядра  $^{151}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 85$  мс),  $^{113}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 958$  мс),  $^{147}\text{Tm}$  ( $T_{1/2} = 1050$  мс) и др.

**2. Испускание протонов из изомерного состояния.** Ядерная изомерия – существование у некоторых ядер наряду с основным состоянием достаточно долгоживущих (метастабильных) возбуждённых состояний, называемых изомерными. Явление ядерной изомерии открыто в 1921 году О. Ганом (*O. Hahn*). Изомерное состояние обозначают индексом  $m$ , например протактиний  $^{234m}\text{Pa}$ . Исследования выявили большое число изомерных состояний ядер с различными периодами полураспада от  $3 \cdot 10^6$  лет ( $^{210m}\text{Bi}$ ) до нескольких микросекунд. Многие ядра имеют по 2 изомера, а  $^{160}\text{Ho}$ , например, имеет 4 изомерных состояния.

Причиной ядерной изомерии является ослабление вероятности испускания  $\gamma$ -кванта или другой частицы при переходе из возбуждённого состояния в основное. Большая продолжительность жизни ядра в возбужденном состоянии (т. е. существование ядерной изомерии) обусловлена правилами отбора. Обычно это происходит, когда сравнительно небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью  $\Delta j$  значений моментов количества движения (угловых моментов) начального и конечного состояний ядра. Чем выше  $\Delta j$  и чем меньше энергия перехода, тем меньше вероятность перехода ядра из возбуждённого состояния в основное, т. е. тем больше период полураспада. В некоторых случаях ослабление вероятности перехода объясняется сложными структурными особенностями состояний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии). Наличие возбужденных, в том числе и изомерных, состояний существенно усложняет схемы распада радиоактивных ядер.

Испускание протонов из изомерного состояния впервые было обнаружено на ядре  $^{53}\text{Co}$ . Изотоп  $^{53}\text{Co}$  получался путем бомбардировки изотопа  $^{54}\text{Fe}$  протонами, ускоренными до 53 МэВ в реакции  $^{54}\text{Fe} + p \rightarrow ^{53}\text{Co} + 2n$  (компактная форма записи  $^{54}\text{Fe}(p,2n)^{53}\text{Co}$ ). Была обнаружена протонная радиоактивность с периодом полураспада  $243 \pm 15$  мс и энергией протонов 1,59 МэВ.

Отсутствие временных совпадений между протонами и позитронами исключало возможность испускания запаздывающих протонов по схеме, представленной на рис. 1.27. Испускание протонов происходило

из изомерного состояния ядра  $^{53m}\text{Co}$  с образованием конечного ядра  $^{52}\text{Fe}$  в основном состоянии (рис. 1.26).

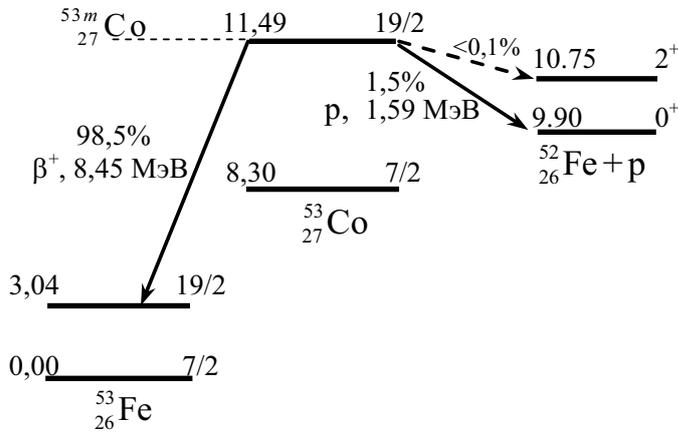


Рис. 1.26. Протонная радиоактивность изомерного состояния  $^{53m}\text{Co}$ . Слева над уровнем указана энергия в МэВ; справа – полный угловой момент  $j$  ядра

Основной вид распада из изомерного состояния –  $\beta^+$ -распад (98,5 % всех распадов). Это происходит потому, что  $\beta^+$ -распад ядра  $^{53m}\text{Co}$  – сверхразрешенный, так как образующееся в результате  $\beta^+$ -распада ядро  $^{53}\text{Fe}_{27}$  является «зеркальным» по отношению к  $^{53}\text{Co}_{26}$ . Доля распадов с испусканием протонов составляет около 1,5 %, что соответствует парциальному периоду полураспада около 16 с.

**3. Испускание запаздывающих протонов.** Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протонно-избыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов (рис. 1.27).

Исходное ядро  $(Z, N)$  в результате  $\beta^+$ -распада или  $e$ -захвата (захват электрона  $K$ -оболочки) превращается в промежуточное ядро  $(Z - 1, N + 1)$ . Если энергия возбуждения  $E^*$  ядра  $(Z - 1, N + 1)$  больше энергии отделения протона  $E_p^{\text{св}}$ , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра  $(Z - 1, N + 1)$  с испусканием протона (переход  $p$  на рис. 1.27). В настоящее время известно свыше 70  $\beta^+$ -радиоактивных ядер, излучателей запаздывающих протонов.

Возможны радиоактивные распады с испусканием двух запаздывающих протонов. Например, при  $\beta^+$ -распаде изотопа  $^{22}\text{Al}$  одновременно испускаются запаздывающие протоны с энергиями 4,139 и 5,636 МэВ.

При определенных условиях возможно испускание запаздывающих альфа-частиц. Например, в результате  $\beta^-$ -распада ядра  $^{212}\text{Bi}$  происходит образование ядра-изобара  $^{212}\text{Po}$  в различных возбужденных состояниях. Ядро  $^{212}\text{Po}$  является нестабильным по отношению к  $\alpha$ -распаду. Промежуточное возбужденное ядро  $^{212}\text{Po}$  распадается по реакции  $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^4\text{He}$  (упрощенная схема  $\alpha$ -распада представлена на рис. 1.28).

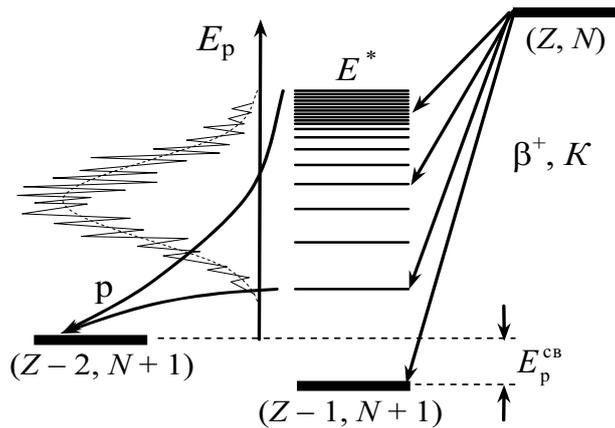
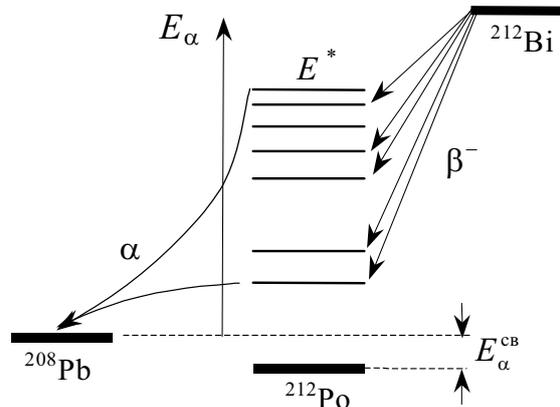


Рис. 1.27. Схема распада ядра с испусканием запаздывающего протона:  $(N, Z)$  – исходное ядро;  $(N + 1, Z - 1)$  – промежуточное ядро;  $(N + 1, Z - 2)$  – ядро, образовавшееся в результате испускания запаздывающего протона;  $E_p$  – энергия протонов; слева приведен график качественного распределения вылетающих протонов по энергии;  $E^*$  – энергия возбуждения промежуточного ядра

Рис. 1.28. Схема распада ядра с испусканием запаздывающей  $\alpha$ -частицы:  $^{212}_{83}\text{Bi}$  – исходное ядро;  $^{212}_{84}\text{Po}$  – промежуточное ядро в возбужденном состоянии;  $^{208}_{82}\text{Pb}$  – ядро, образовавшееся в результате испускания запаздывающей  $\alpha$ -частицы;  $E_\alpha$  – энергия  $\alpha$ -частицы;  $E^*$  – энергия возбуждения промежуточного ядра  $^{212}_{84}\text{Po}$



**4. Испускание запаздывающих нейтронов.** Почти во всех цепочках ядерных превращений имеет место бета- и гамма-распад. Однако иногда новое ядро случайно имеет достаточную энергию возбуждения для испускания нейтрона. Пример такой цепочки приведен на рис. 1.29.

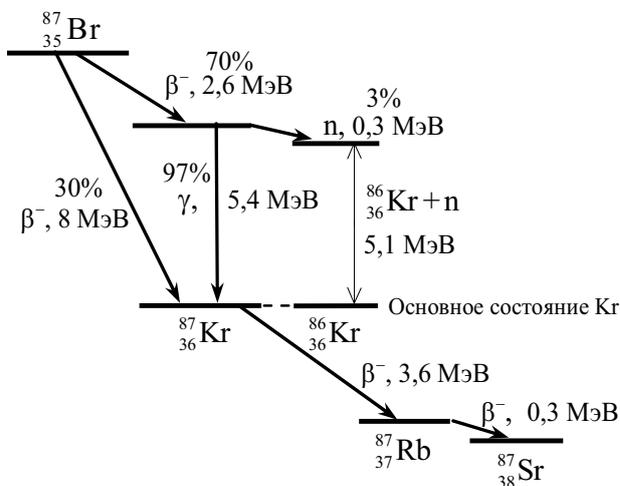


Рис. 1.29. Схема испускания запаздывающих нейтронов. В 70 % случаев  $\beta^-$ -распада ядра  $^{87}\text{Br}$  образуется ядро  $^{87}\text{Kr}$  в возбужденном состоянии с энергией 5,4 МэВ, превышающей энергию отделения нейтрона, равную 5,1 МэВ. Испускание нейтрона или  $\gamma$ -кванта в этом возбужденном состоянии происходит столь быстро, что возможный  $\beta^-$ -распад  $^{87}\text{Kr}$  с энергией 9,0 МэВ на  $^{87}\text{Rb}$  не удается наблюдать

Энергия отделения нейтрона от ядра  $^{87m}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Kr} + n$  равна 5,1 МэВ, что меньше энергии возбуждения (5,4 МэВ), с которой ядро  $^{87}\text{Kr}$  образуется при  $\beta^-$ -распаде ядра  $^{87}\text{Br}$  ( $\tau = 56$  с).

Из этого возбужденного состояния ядро  $^{87m}\text{Kr}$  быстро переходит на основное состояние – в 97 % случаев путем испускания  $\gamma$ -квантов с энергией 5,4 МэВ, а в 3 % случаев с испусканием нейтронов с энергией 0,3 МэВ. Таким образом, испускание нейтрона в этой цепочке распадов – редкое событие, что связано с малым числом случаев, в которых энергия возбуждения достигает 5...8 МэВ, а также с наличием конкурирующего излучения энергичных  $\gamma$ -квантов. Тем не менее, этот процесс играет важную роль в ядерных реакторах, так как он поставляет запаздывающие нейтроны спустя довольно значительное время после акта деления ядра (в данном примере – спустя  $\tau = 56$  с для  $\beta^-$ -распада ядра  $^{87}\text{Br}$ ). При делении запаздывающими оказываются примерно 0,7 % нейтронов, причем среднее время запаздывания составляет примерно 9 с.

Если энергия  $\beta$ -распада ядра превышает суммарный порог отделения трех нейтронов, то возможно испускание одного, двух и трех запаздывающих нейтронов с различной энергией. Например, энергия  $\beta$ -распада ядра  $^{11}\text{Li}$  (с образованием возбужденного ядра  $^{11}\text{Be}$ ) составляет 20,6 МэВ, что превышает пороги отделения одного (0,50 МэВ), двух (7,32 МэВ) и трех (8,9 МэВ) нейтронов из ядра  $^{11}\text{Be}$ .

**5. Запаздывающее деление. Деление ядра из изомерного состояния.** Запаздывающее деление ядер открыто в 1965 г. Н. Флёрвым с сотрудниками (г. Дубна) и названо по аналогии с испусканием запаздывающих нейтронов из осколков деления. Запаздывающее деление наблюдается в случае, когда делению ядра предшествует  $\beta$ -распад и образование возбуждённого дочернего ядра, которое в этом случае является делящимся изомером.

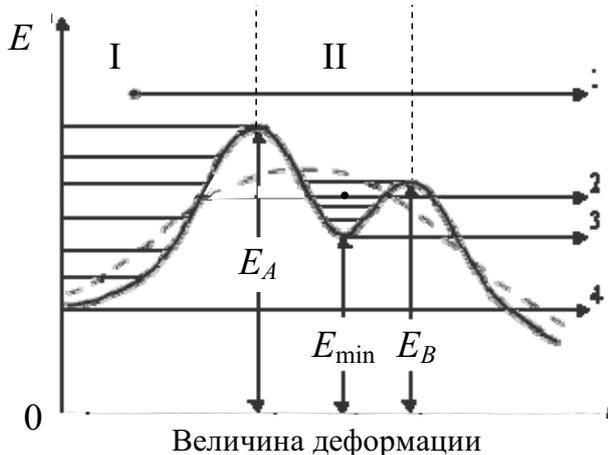
Если энергия возбуждения ядра невелика, квантовые оболочечные эффекты приводят к осцилляциям потенциальной энергии относительно параметра деформации ядра. На рис. 1.30 показано, как изменяется полная энергия ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая). Существенным является то, что появляются две потенциальные ямы, разделенные барьером  $A$ . Если проницаемость барьеров  $A$  и  $B$  невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме I, либо к яме II. Основным состоянием делящегося ядра является наименьшее состояние в яме I, в то время как наименьшее состояние в яме II соответствует спонтанно делящемуся изомеру.

Состояния, принадлежащие яме II, имеют большую делительную ширину  $\Gamma_f$ , определяемую проницаемостью наружного барьера  $B$ . Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока, благодаря туннельному переходу через барьер  $B$ , оно не разделится на 2 осколка. Распад спонтанно делящегося изомера в основное состояние I ядра с излучением  $\gamma$ -квантов запрещён из-за малой проницаемости внутреннего барьера  $A$ . Такое поведение потенциальной энергии ядра позволяет наиболее просто объяснить существование спонтанно делящихся изомеров. Рассмотрим разные случаи, приводящие к запаздывающему делению.

Вновь образованное ядро чаще всего перегружено нейтронами. В этом случае энергия возбужденного ядра больше  $E_A$ , вследствие чего наблюдается быстрое (за время  $< 10^{-14}$  с) испускание нейтронов (переход 1 на рис. 1.30). Эти нейтроны называются мгновенными.

Рис. 1.30. Изменение полной энергии ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая):

- 1 – быстрое деление;
- 2 – запаздывающее деление;
- 3 – спонтанное деление из изомерного состояния II;
- 4 – спонтанное деление из основного состояния I



Если энергия возбужденного ядра в состоянии I или II минимальна, то реализуется спонтанное деление ядра из изомерного состояния II (переход 3) или из основного состояния I (переход 4). В промежуточных состояниях механизм распада (переход 2) зависит от величины энергии уровня  $E_i$ .

В случае, когда энергия уровня  $E_i$  меньше энергии  $B_n$  отделения нейтрона ( $E_i < B_n$ ), произойдет деление ядра, так как ширина радиационных переходов в низшие свободные состояния  $\Gamma_\gamma$  значительно меньше ширины уровня, обусловленной делением  $\Gamma_f$  ( $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_f$ ).

В случае  $E_i > B_n$ , вероятность деления с уровня  $E_i$  будет определяться конкуренцией между испусканием запаздывающих нейтронов и запаздывающим делением:

$$P_f(E_i) = \frac{\Gamma_f(E_i)}{\Gamma_\gamma(E_i) + \Gamma_f(E_i)}.$$

Рассмотрим ситуацию, когда энергия уровня  $E_i$  расположена между энергией второго барьера  $E_B$  и энергией второго минимума  $E_{\min}$ . В этом случае запаздывающее деление происходит из состояний во второй потенциальной яме. Если ядро в результате  $\beta$ -распада сразу оказывается в состоянии II, то вероятность запаздывающего деления будет зависеть от вероятности туннельного прохождения через барьер  $V$  второй потенциальной ямы. Если ядро после  $\beta$ -распада оказывается в состоянии I, то вначале оно должно в результате  $\gamma$ -перехода перейти в состояние II и затем только происходит запаздывающее деление. В результате исследований механизма запаздывающего деления сформировалось современное представление о двугорбом барьере деления, зависимости его параметров от  $N$  и  $Z$ , существенном влиянии ядерных оболочек на энергию деформации ядра.

**6. Кластерная радиоактивность.** В последние годы широко исследуется новый вид радиоактивного распада, заключающийся в том, что атомные ядра, которые находятся в основных (невозбужденных) состояниях, самопроизвольно (спонтанно) испускают тяжелые составные частицы, такие как  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$ . Появление в названии слова «кластер» носит принципиальный характер<sup>\*)</sup>. Нуклоны, входящие в состав ядер, обладают достаточно большой кинетической энергией. Сталкиваясь между собой во время движения внутри ядра, они на очень короткие промежутки времени могут образовывать такие группы, которые по своим характеристикам похожи на отдельно существующие ядра такой же массы. Эти группы нуклонов называют кластерами.

При статической кластеризации нуклоны кластера находятся в определенном состоянии, то есть кроме пространственной обособленности внутри ядра они могут обладать конкретными значениями энергии, импульса и т. д. В отличие от статической динамическая кластеризация не связана с каким-либо обособлением нуклонов. Динамическая кластеризация объясняет возможность наблюдения выхода кластеров определенного вида в некоторых ядерных реакциях.

Однако не следует упрощенно представлять себе, что кластер является достаточно стабильным образованием. Во-первых, нуклоны, составляющие кластер, в каждый момент времени не одни и те же, а разные. Более того, неразличимость протонов или нейтронов, входящих в состав ядра, не позволяет дать ответ на вопрос, какие конкретно нуклоны образуют кластер. Во-вторых, кластеры быстро (по ядерным меркам времени)

<sup>\*)</sup> Кластерная модель трактует структуру некоторых ядер как своего рода молекулу, состоящую из  $\alpha$ -частиц, дейтронов (D), тритонов (T) и др. Например,  $^{12}\text{C} = 3\alpha$ ,  $^{16}\text{O} = 4\alpha$ ,  $^6\text{Li} = \alpha + \text{D}$ ,  $^7\text{Li} = \alpha + \text{T}$  и т. д.

возникают и также быстро исчезают, только вероятность появления кластеров некоторых типов выше, чем других. Это дает возможность говорить, что кластеров определенного вида в ядре больше, чем других. Если в ядре с массовым числом  $A$  часть нуклонов в определенный момент времени образует кластер  $X$ , то оставшиеся  $A - X$  нуклонов также находятся в каком-то конкретном состоянии. Если в этот момент либо группа  $X$ , либо группа  $A - X$  нуклонов испытает внешнее воздействие, например электронный удар, то ядро может разделиться на две части (подсистемы), находящиеся в определенных состояниях. При этом говорят, что ядерная система перешла под действием внешнего возбуждения в двухкластерный канал. В некоторых случаях ядро может разделиться на три или большее число фрагментов, то есть перейти в мультикластерный канал. В случае кластерного распада ядерная система самопроизвольно переходит в двухкластерный канал, при этом ядро разделяется на две части: кластер, превращающийся при вылете из родительского ядра в составную частицу, и дочернее ядро (рис. 1.31).

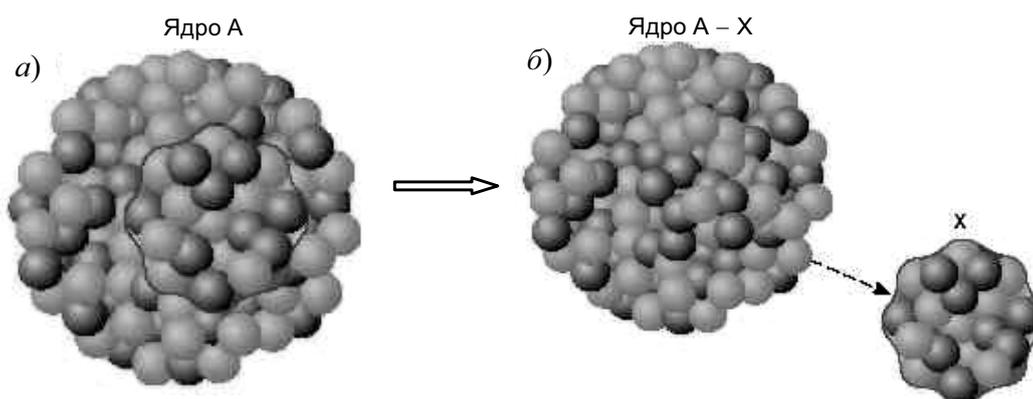


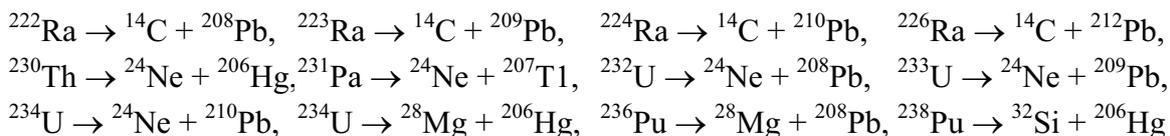
Рис. 1.31. Схема выхода кластера из атомного ядра: а – кластер  $X$  находится внутри ядра  $A$ ; б – кластер  $X$  вылетел из ядра

Рассмотрим понятие кластерного канала. В атомных ядрах энергия возбуждения ядра может быть не любой, а принимать только вполне определенные значения. Они называются уровнями (состояниями) ядра. Существование некоторых уровней и их свойства можно объяснить на основе кластерной модели ядер. Эта модель (ее иногда также называют мультикластерной) исходит из существования в ядре достаточно устойчивых кластеров определенного типа.

Первым экспериментальным подтверждением существования кластерного распада было наблюдение распада ядер  $^{223}\text{Ra}$  с выходом  $^{14}\text{C}$  с энергией около 30 МэВ. В качестве дочернего ядра образовывалось близкое к дважды магическому ядру  $^{208}\text{Pb}$  ядро  $^{209}\text{Pb}$ . Отметим, что ядра, у которых число нейтронов или протонов совпадает с одним из чисел 2,

8, 20, 28, 50, 82, 126, характеризуются повышенной устойчивостью и имеют существенно бóльшую энергию связи, чем соседние ядра (см. рис. 1.16). Такие ядра называют магическими. У дважды магических ядер и число нейтронов, и число протонов совпадают с приведенными выше магическими числами.

Эксперимент показал, что вероятность испускания ядер  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$  примерно в  $10^{10}$  раз меньше, чем вероятность вылета из этого ядра  $\alpha$ -частиц. Регистрация таких редких событий на фоне большого числа одновременно вылетающих  $\alpha$ -частиц очень сложна для экспериментаторов. Эксперименты выполнялись на пределе возможности аппаратуры и требовали длительного времени. Так, первые из них длились около 190 суток. И в дальнейшем при получении новых опытных данных столкнулись с неменьшими проблемами. В некоторых случаях в связи с этим устанавливались лишь верхние границы вероятностей выходов кластеров по отношению к  $\alpha$ -частицам. Значения таких относительных вероятностей для разных кластеров и ядер равны от  $10^{-10}$  до  $10^{-17}$ , а их экспериментальные оценки в некоторых особенно трудных для измерений случаях приводят к еще меньшим величинам. Достаточно хорошо экспериментально и теоретически изученные примеры кластерного распада



позволяют установить его основные закономерности. Приведем некоторые из них.

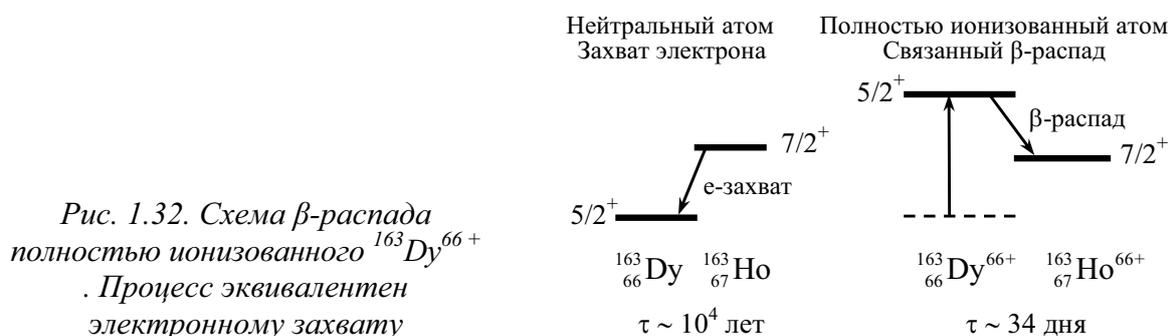
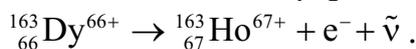
1. Все известные на сегодняшний день ядра, подверженные кластерному распаду, относятся к области тяжелых ядер с массовыми числами  $A > 208$ .

2. Зарядовые  $Z_f$  и массовые  $A_f$  числа дочерних ядер, возникающих при испускании кластеров из тяжелых ядер, лежат в узких областях:  $80 \leq Z_f \leq 82$ ,  $206 \leq A_f \leq 212$ .

Кинетическая энергия вылетающей частицы близка к так называемому кинематическому пределу. Это означает, что она забирает почти всю энергию распада. Следовательно, после распада дочернее ядро остается в основном в возбужденном состоянии ( $\leq 1,5$  МэВ). Экспериментально обнаружена интересная особенность кластерного распада ядра  $^{223}\text{Ra}$  с выходом  $^{14}\text{C}$ . Оказалось, что при его осуществлении дочернее ядро с вероятностью 16 % может оказаться в основном и с вероятностью 84 % в низко возбужденном состоянии. В этом случае говорят о заселении двух нижних уровней дочернего ядра.

**7. Бета-распад на связанные состояния атома.** Необычный распад был впервые обнаружен в 1992 г. Речь идет о  $\beta^-$ -распаде полностью ионизированного атома на связанные атомные состояния.

Ядро  $^{163}\text{Dy}$  является стабильным ядром. Действительно, входя в состав нейтрального атома, ядро  $^{163}\text{Dy}$  стабильно. Его основное состояние ( $5/2^+$ ) может заселяться в результате  $e$ -захвата ( $K$ - или  $L$ -захват) из основного состояния ( $7/2^+$ ) ядра  $^{163}\text{Ho}$ . Ядро  $^{163}\text{Ho}$ , окруженное электронной оболочкой,  $\beta$ -радиоактивно, и его период полураспада составляет  $\sim 10^4$  лет. Однако это справедливо, только если рассматривать ядро в окружении электронной оболочки. Для полностью ионизированных атомов картина принципиально другая. Теперь основное состояние ядра  $^{163}\text{Dy}^{66+}$  оказывается по энергии выше основного состояния ядра  $^{163}\text{Ho}^{66+}$ , и открывается возможность для  $\beta$ -распада  $^{163}\text{Dy}^{66+}$  (рис. 1.32):



Образующийся в результате  $\beta$ -распада электрон может быть захвачен на вакантную  $K$ - или  $L$ -оболочку иона  $^{163}_{67}\text{Ho}^{67+}$ .

### 1.17. Физика экзотических ядер

Основная цель исследований в области ядерной физики состоит в изучении природы взаимодействия системы конечного числа нуклонов, в выяснении того, как соотносятся силы взаимодействия между нуклонами с более фундаментальными взаимодействиями и определении особенностей взаимодействия свободных нуклонов и нуклонов в ядерной среде. Одним из первых замечательных открытий было обнаружение некоторых регулярностей в поведении атомных ядер – магических чисел, получивших достаточно адекватное описание в модели оболочек. Другим важным достижением стало обнаружение сил спаривания. Проявлением сил спаривания является нулевой спин основных состояний у всех четно-четных ядер. Значительное расширение числа изотопов, ставших доступными для экспериментальных исследований, за

счет ядер, удаленных от долины стабильности, позволяет не только более детально исследовать явления, обнаруженные ранее, но и изучать новые свойства ядер, находящихся в экстремальных условиях. Ядра, удаленные от долины стабильности, имеют другое среднее силовое поле, обусловленное интерференцией кулоновского и ядерного взаимодействий.

Изучая экзотические ядра, мы ожидаем получить ответы на следующие вопросы:

1. Какова область существования атомных ядер? С этой целью исследуются наиболее тяжелые из полученных в настоящее время сверхтяжелых ядер. Исследуются ядра вблизи границ энергии отделения протона  $B_p = 0$  и нейтрона  $B_n = 0$  (см. рис. 1.6). Исследование атомных ядер вблизи этих границ позволяет ответить на вопрос – существуют ли компактные области устойчивых ядер вне этих границ и каковы возможные причины существования таких областей.

2. Существуют ли в области экзотических ядер те же самые магические числа, как и для ядер долины стабильности? Ответ на этот вопрос особенно важен, т. к. позволит получить дополнительную информацию о форме атомных ядер и, в частности, о супердеформированных ядрах в основном состоянии. До сих пор супердеформированные ядра были обнаружены лишь в возбужденных состояниях. Для экзотических ядер возможно появление новых магических чисел, обусловленное сильно деформированными состояниями.

3. Как меняются свойства атомных ядер в том случае, когда соотношение между числом нейтронов и протонов отличается от равновесных значений для ядер долины стабильности? В настоящее время твердо установлено существование нейтронного гало (от греч. *halos* – круг, диск) и нейтронного слоя у легких нейтроноизбыточных ядер. Это породило, в свою очередь, дополнительные вопросы:

- Насколько это свойство расслоения протонной и нейтронной материй может проявиться в экзотических ядрах с сильно неравновесным отношением  $N/Z$ ?
- Каково распределение масс и зарядов в экзотических ядрах?
- Меняется ли величина спин-орбитального взаимодействия с изменением величины  $N/Z$ ?
- Существует ли состояние нейтронного гало в возбужденных состояниях ядер?
- Существуют ли эффекты кластеризации ядерных состояний в области малой нейтронной плотности?
- Какую форму имеют атомные ядра в областях с различными значениями  $N/Z$ ?

4. Какие качественно новые явления ожидаются при распаде экзотических ядер? Если основными модами радиоактивного распада ядер вблизи долины  $\beta$ -стабильности являются  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады, то при приближении к границам нуклонной стабильности драматически меняется энергия Ферми для протонов и нейтронов. Вследствие этого появляются новые моды распада – испускание запаздывающих нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов и испускание двух и трех нейтронов из возбужденных состояний ядер, образующихся в результате предшествующего  $\beta$ -распада.

Как изменятся наши представления об эволюции Вселенной с появлением новой информации о свойствах экзотических ядер? Исследование свойств нейтроноизбыточных ядер должно существенно расширить наше понимание динамики  $r$ -процесса нуклеосинтеза<sup>\*)</sup>.

### 1.18. Экспериментальная и прикладная ядерная физика

В этом разделе рассмотрены наиболее важные приложения ядерной физики, а также экспериментальные методы регистрации ядерных частиц и изучения ядерных реакций. Разумеется, мы не имеем возможности проследить за всем ходом развития этих областей науки и техники, начиная с основных ядерных явлений, описанных выше. Поэтому мы вынуждены опустить в изложении такие важные и интересные вопросы, как, например, процессы, являющиеся источниками энергии Солнца и звезд, происхождение химических элементов и их относительная распространенность в природе, возраст Земли, происхождение космических лучей и их взаимодействие с земной атмосферой, а также многие другие вопросы.

В п. 1.18.1 изложены основные физические представления о делении ядер – цепной ядерной реакции, которая нашла наиболее широкое применение. Процесс деления используется в ядерных реакторах для выработки электроэнергии и получения новых изотопов, а также в ядерном оружии. Другой вид ядерной реакции, имеющей потенциальную важность, – реакция термоядерного синтеза (неуправляемая и управляемая) – кратко описан в п. 1.18.2 и 1.18.3. Получению тяжелых и сверхтяжелых изотопов посвящены п. 1.18.4 и 1.18.5. В п. 1.18.6 очень

---

<sup>\*)</sup>  $r$ -процесс – синтез тяжелых ядер в области  $126 < N < 184$  и  $75 < Z < 100$  путем быстрого нейтронного захвата ядрами, сильно обогащенными нейтронами, с последующим  $\beta$ -распадом. Для протекания  $r$ -процесса необходимы высокие температуры ( $T > 10^9$  К), высокие концентрации нейтронов ( $n_n \sim 10^{34} \text{ м}^{-3}$ ) и достаточно большое обилие «зародышевых» (стартовых) ядер. Считается, что  $r$ -процесс может протекать вблизи сильнонейтронизованного ядра сверхновой звезды и при других взрывных звездных явлениях. Процесс добавления нейтронов идет до тех пор, пока не установится равновесие между прямой реакцией синтеза и обратной реакцией распада ядер.

кратко рассмотрены ускорители ядерных частиц и их характеристики. Энергичные ядерные частицы и гамма-кванты, получающиеся при ядерных реакциях или на ускорителях, сильно взаимодействуют с веществом. Это взаимодействие лежит в основе большинства методов регистрации и изучения свойств ядерных частиц. В разделе 1.18.7 описаны принципы работы детекторов ядерных частиц.

### 1.18.1. Цепные ядерные реакции

В результате деления ядер высвобождается энергия  $\sim 200$  МэВ. Около 80 % ее приходится на энергию осколков. За один акт деления образуется более двух мгновенных нейтронов деления со средней энергией  $\sim 2$  МэВ.

Энергия покоя любого тела массой 1 г равна:  $m_0c^2 = 9 \cdot 10^{13}$  Дж, где  $m_0$  – масса покоя тела. Деление 1 г урана сопровождается выделением  $\approx 9 \cdot 10^{10}$  Дж, что почти в 3 миллиона раз превосходит энергию сжигания 1 г угля ( $2,9 \cdot 10^4$  Дж). Конечно, 1 г урана обходится значительно дороже 1 г угля, но стоимость 1 Дж энергии, полученной при сжигании угля, оказывается в 400 раз выше, чем в случае использования уранового топлива той же массы. Если учесть, что сжигание угля приводит к колоссальным выбросам в атмосферу продуктов горения угля (шлаки, диоксид углерода  $\text{CO}_2$ , диоксид серы  $\text{SO}_2$  и др.), то с учетом экологического фактора выработка 1 кВт·ч энергии обходится на электростанциях, работающих на угле, примерно в полтора раза дороже, чем на атомных электростанциях.

Благодаря цепной реакции процесс деления ядер можно сделать самоподдерживающимся. При каждом делении вылетают 2 или 3 нейтрона (рис. 1.33). Если одному из этих нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся.

Минимальное количество ядерного горючего, содержащего делящиеся нуклиды ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{251}\text{Cf}$ ), при котором возможно осуществление ядерной цепной реакции деления, называется *критической массой*. Критическая масса  $M_{\text{кр}}$  зависит от размеров и формы системы, а также от её химического состава. Зависимость от формы связана с утечкой нейтронов через поверхность. Чем больше поверхность, тем больше критическая масса. Минимальную критическую массу имеет сферическая поверхность. Применение отражателей нейтронов существенно снижает критическую массу. При  $M = M_{\text{кр}}$  состояние системы критично.

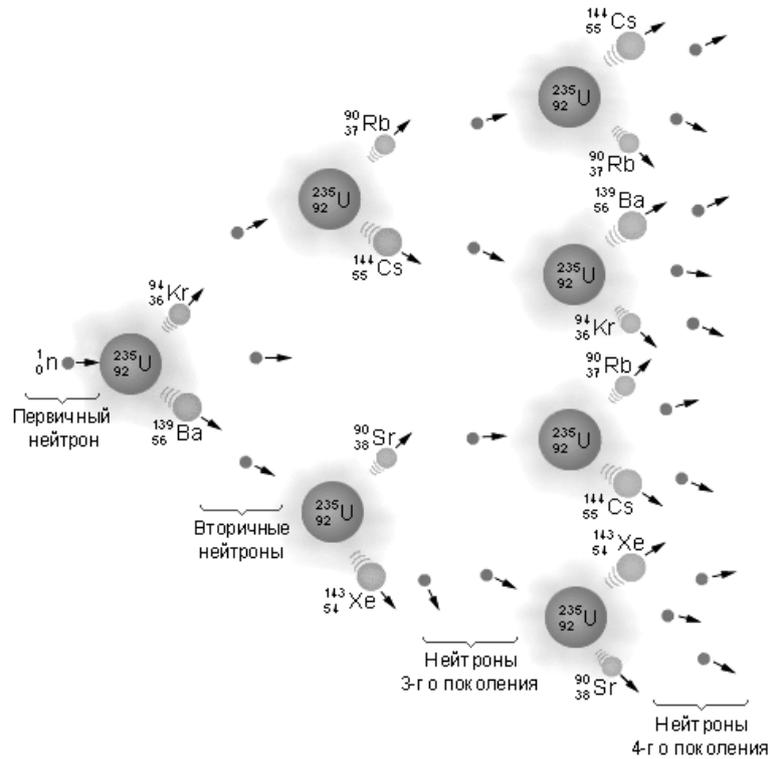


Рис. 1.33. Схема развития цепной реакции

Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая требованию  $M = M_{\text{кр}}$ , называется критической сборкой. Первая такая сборка, названная ядерным реактором, была построена Энрико Ферми на территории Чикагского университета. Первая атомная электростанция мощностью 5 МВт была пущена в СССР 27 июня 1954 г. в г. Обнинске (рис. 1.34).

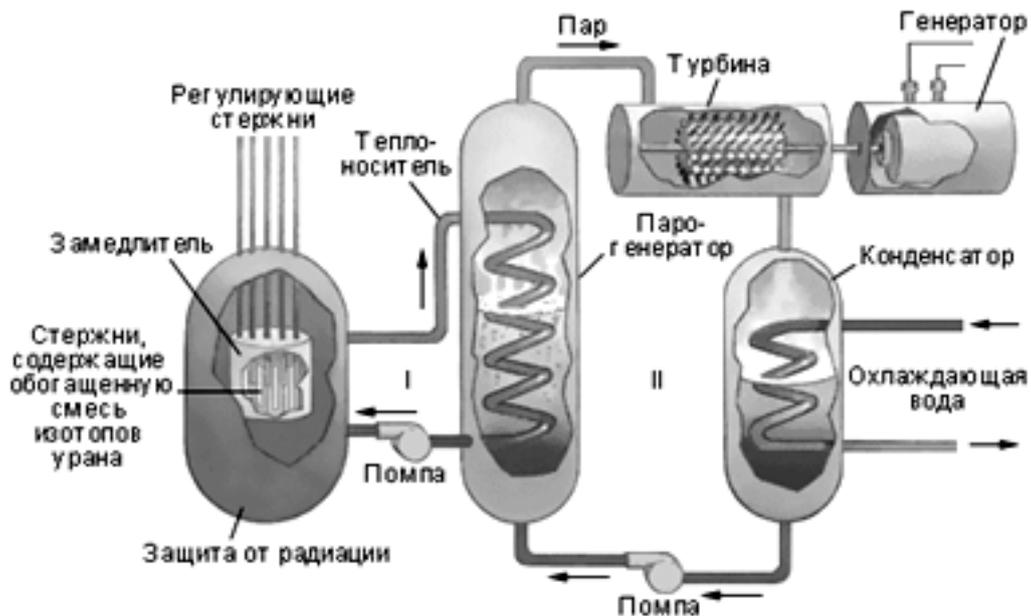


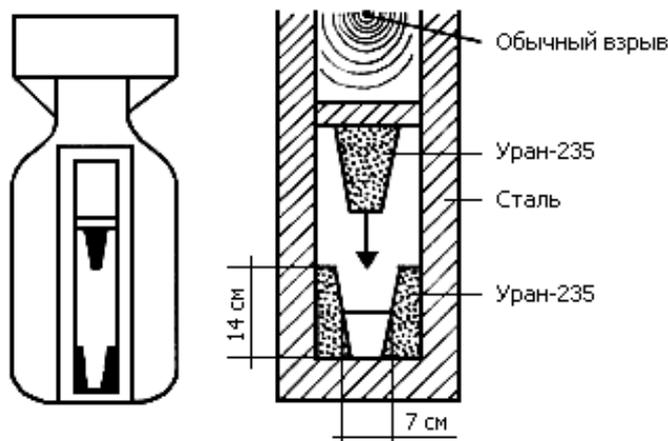
Рис. 1.34. Схема устройства атомной электростанции

Для осуществления ядерного взрыва в результате ядерной цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и др.) заметно превысила критическую массу  $M_{\text{кр}}$ , зависящую от плотности  $\rho$  вещества и его геометрической конфигурации. Размер  $R$  ядерного заряда должен превышать критический размер  $R_{\text{кр}}$  ( $R_{\text{кр}}$  порядка длины свободного пробега  $l$  нейтрона). При  $M > M_{\text{кр}}$  ( $R > R_{\text{кр}}$ ) состояние системы надкритично и развитие цепной реакции может привести к ядерному взрыву. Для урана  $^{235}\text{U}$   $\rho_{\text{U}} = 19,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  и при сферической форме системы  $M_{\text{кр}} = 50 \text{ кг}$  ( $R_{\text{кр}} = 8,5 \text{ см}$ ), для плутония  $^{239}\text{Pu}$   $M_{\text{кр}} = 11 \text{ кг}$ , а для  $^{233}\text{U}$   $M_{\text{кр}} = 16 \text{ кг}$ .

До взрыва система должна быть подкритичной. Переход в надкритичное состояние осуществляется быстрым сближением нескольких кусков делящегося материала, например  $^{235}\text{U}$ . Если таких кусков два (см. рис. 1.35), то величина надкритичности невелика ( $M/M_{\text{кр}} = 2$ ) и, следовательно, мощность такой атомной бомбы сравнительно небольшая. Если кусков больше (в пределе – сколь угодно малые сегменты шара), то она, в принципе, может быть сколь угодно увеличена. Обычно для сближения используется химический взрыв, при котором развивается высокое давление ( $\sim 10^6 \text{ атм}$ ), способствующее собиранию делящегося материала и вызывающее его сжатие (имплозию), что уменьшает  $M_{\text{кр}}$ .

Поскольку нейтроны с энергией  $\sim 1 \text{ МэВ}$  движутся со скоростями, превышающими  $10^7 \text{ м/с}$ , то характерное время между двумя столкновениями нейтронов с ядрами вещества  $\sim 10^{-8} \text{ с}$ . Увеличенное в несколько раз, оно определяет длительность ядерного взрыва. В каждом акте деления выделяется энергия  $\sim 200 \text{ МэВ}$  (1 МэВ на 1 нуклон делящегося ядра). В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы развиваются огромные температура ( $\sim 10^8 \text{ К}$ ) и давление ( $\sim 10^{12} \text{ атм}$ ). Вещество превращается в плазму, разлетается и теряет надкритичность.

*Рис. 1.35. Схема атомной бомбы «Мальчи», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил уран-235, разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса урана-235 создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки*



Взрыв атомной бомбы делают достаточно эффективным и большая часть плутония прореагирует, а не разлетится. При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается  $4 \cdot 10^9$  Дж. При взрыве атомной бомбы, расходуемой 1 кг плутония  $^{239}\text{Pu}$  или  $^{235}\text{U}$ , высвобождается около  $8 \cdot 10^{13}$  Дж энергии. Это почти в 20 000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ. Такая бомба называется 20-килотонной бомбой. Современные атомные бомбы мощностью в мегатонны в миллионы раз мощнее обычной бомбы. Каждый грамм израсходованного плутония или урана порождает почти грамм радиоактивных продуктов деления, обладающих огромной радиоактивностью.

### 1.18.2. Термоядерный синтез

Термоядерный синтез – реакции слияния лёгких ядер в более тяжёлые; происходят при высоких температурах и сопровождаются выделением энергии. Масса или энергия покоя двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра (см. рис. 1.12). Если легкие ядра привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу и высвободилась бы энергия, равная разности масс. Если соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммарной массы двух дейтронов на 24 МэВ, то высвободится энергия синтеза 24 МэВ. При объединении двух дейтронов с образованием гелия в энергию превращается 0,6 % их первоначальной массы покоя. Процесс синтеза энергетически примерно в 6 раз эффективнее процесса деления урана. В воде озер и океанов имеются неограниченные запасы недорогого дейтерия. Серьезным препятствием на пути к получению энергии в неограниченных количествах из «воды» является закон Кулона. Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний, на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения.

Предположим, что для преодоления электростатического отталкивания два дейтрона должны сблизиться до  $10^{-14}$  м. Найдем высоту электростатического потенциального барьера в МэВ:

$$U = k_0 \frac{e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10^{-14}} = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,14 \text{ МэВ}.$$

Пусть энергия каждого дейтрона равна  $(3/2)kT$ . Определим температуру нагрева дейтронов, чтобы преодолеть этот потенциальный барьер.

Два дейтрона должны иметь энергию 0,14 МэВ, или каждый из них 0,07 МэВ. Таким образом,

$$(3/2)kT = 0,07 \text{ МэВ} = 1,15 \cdot 10^{-14} \text{ Дж},$$

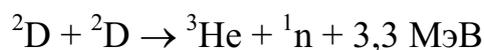
откуда

$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К.}$$

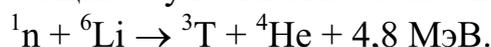
Если бы удалось нагреть дейтерий до температуры  $\sim 5 \cdot 10^8$  К, то в нем осуществилась бы реакция синтеза. Благодаря тому, что имеется возможность туннельного проникновения сквозь барьер, нет необходимости в создании столь высоких температур. Для получения управляемой термоядерной энергии и для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около  $5 \cdot 10^7$  К. Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются термоядерными. Мгновенные температуры, развивающиеся при взрыве атомной бомбы, оказываются достаточно высокими, чтобы «поджечь» термоядерное горючее.

В 1948 г. физики А.Д. Сахаров и В.Л. Гинзбург предложили использовать слоистую систему, состоящую из последовательных слоев делящихся материалов и термоядерного топлива, и новое термоядерное горючее – дейтерид лития-6, который при захвате нейтронов образует эффективное термоядерное горючее – тритий. Такая схема, в которой вместо жидкого дейтерия (применяемого в первых американских термоядерных бомбах) в качестве горючего используется соединение LiD, причем только с изотопом  ${}^6\text{Li}$ , должна была дать большое энерговыделение при использовании относительно дешевых материалов. Схема устройства водородной бомбы, представленная на рис. 1.36, получила название «слойка». Идея «слойки» и идея применения дейтерида лития-6 стали теми ключевыми идеями, которые в дальнейшем были положены в основу разработки первой советской водородной бомбы РДС-6с. Для увеличения доли «сгоревшего» дейтерия А.Д. Сахаров предложил окружить дейтерий оболочкой из обычного природного урана, который должен был замедлить разлет и, главное, существенно повысить плотность дейтерия. Однако, несмотря на ясность исходных физических идей «слойки», сформулированных в 1948 г., путь создания на их основе реалистичной конструкции не был простым.

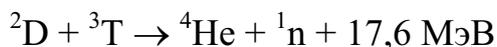
Основная задача была в том, чтобы с помощью энергии, выделенной при взрыве атомного заряда, нагреть и поджечь тяжелый водород – дейтерий, то есть осуществить термоядерные DD-реакции:



и экзотермическую реакцию с участием изотопа  ${}^6\text{Li}$



Рост скорости DD-реакции приводит к заметному образованию трития ( $^3\text{T}$ ), который тут же вступает с дейтерием в термоядерную DT-реакцию;



с сечением, в 100 раз превышающим сечение DD-реакции и в пять раз большим энерговыделением.

Происходит выгорание дешевого дейтерида лития-6 ( $^6\text{Li}^2\text{D}$ ) с образованием  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{T}$  и нейтронов. Начавшись, термоядерные реакции сопровождаются выделением энергии. Этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». Происходит взрыв водородной бомбы. Термоядерное горючее для водородной бомбы (дейтерид лития-6) дешёво, и нет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе.

Энерговыделение при взрыве термоядерной водородной бомбы можно почти удвоить (при этом стоимость ее увеличится не намного) за счет использования оболочки из  $^{238}\text{U}$  (рис. 1.36).

В этом случае быстрые нейтроны, возникающие в результате термоядерной DT-реакции, вызывают деление ядер  $^{238}\text{U}$ , что приводит к увеличению числа нейтронов, бомбардирующих  $^6\text{Li}$ , и существенно увеличивают мощность взрыва. Именно это обстоятельство заставило выбрать уран в качестве оболочки.

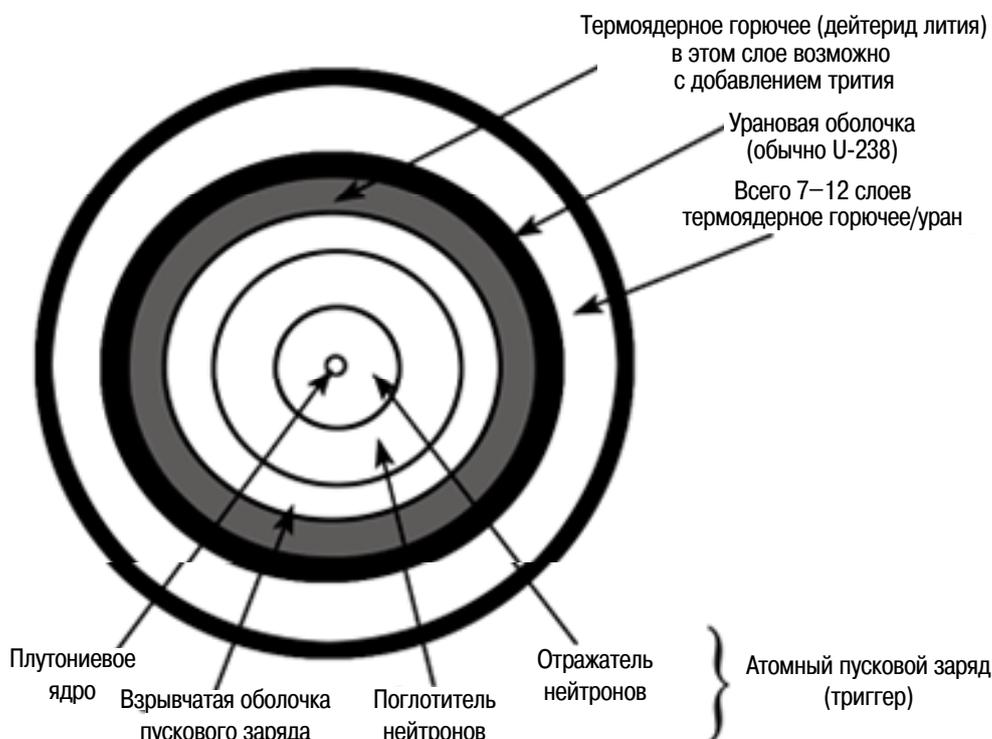


Рис. 1.36. Термоядерный заряд ограниченного потенциала (слойка/alarm clock)

В большинстве взрывов первых водородных бомб энерговыделение, обусловленное делением ядер, оказывается таким же, как и получаемое в процессе синтеза, и сопровождается опасными выпадениями радиоактивных продуктов деления.

Мощность термоядерного процесса в дейтерии можно значительно повысить, если с самого начала часть дейтерия заменить тритием. Действительно, термоядерный заряд в виде дейтерида-трита и дейтерида лития-6 привел к радикальному увеличению мощности термоядерного процесса и выделению энергии из урановой оболочки за счет деления, в несколько раз превосходящего термоядерное энерговыделение.

В начале 50-х годов были разработаны несравнимо более совершенные водородные бомбы принципиально нового типа – водородные бомбы двухстадийной конструкции, состоящие из двух модулей. В двухстадийной конструкции, наряду с идеей термоядерного усиления энерговыделения ядерных зарядов, обсуждалась другая идея – идея возможности осуществления более эффективного сжатия ядерного материала (ядерная имплозия) по сравнению со сжатием, обеспечиваемым взрывом химических взрывчатых веществ.

Первоначально предполагалось, что перенос энергии ядерного взрыва первичного источника в двухстадийном заряде должен осуществляться потоком продуктов взрыва и создаваемой ими ударной волной, распространяющейся в гетерогенной структуре заряда. Позднее был предложен способ концентрации энергии рентгеновского излучения в материальном давлении, позволивший эффективно осуществлять *радиационную* имплозию (сжатие).

Для формирования направленности переноса энергии для обжатия вторичного модуля, по предложению А.Д. Сахарова, первичные и вторичные модули были заключены в единую оболочку, обладавшую хорошим качеством для отражения рентгеновского излучения, а внутри заряда были обеспечены меры, облегчавшие перенос рентгеновского излучения в нужном направлении и позволившие эффективно осуществлять радиационную имплозию. Последовавший вскоре успех испытания двухстадийного заряда на принципе радиационной имплозии (ноябрь 1955 г.) затмил результаты испытания термоядерного заряда, представленного на рис. 1.36 (слойка/alarm clock). Проводились испытания бомб мощностью 60 мегатонн (с ТНТ-эквивалентом  $6 \cdot 10^7$  т).

### 1.18.3. Управляемый синтез

Водородная бомба была создана всего за несколько лет (1948–1955 гг.), и в то время казалось, что удастся быстро получить управляемую термоядерную плазму. Однако потребовалось более 40 лет исследований для того, чтобы создать условия, при которых выделение термоядерной мощности стало сравнимо с мощностью нагрева реагирующей смеси. Только в 1997 г. самая крупная термоядерная установка Европейский ТОКАМАК (JET) получила 16 МВт термоядерной мощности и вплотную подошла к этому порогу.

Ядерных реакций синтеза, приводящих к выделению энергии, довольно много, для практических целей интерес представляют в основном реакции, приведенные в табл. 1.2.

Таблица 1.2

№ п/п	Реакция синтеза	Тип реакции	Энергетический выход $q$ в МэВ
1	$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	DT	17,6
2	$D + D \rightarrow \text{He}^3 + n$	DD1	3,27
3	$D + D \rightarrow T + p$	DD2	4,03
4	$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	DHe3	18,4
5	$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + T$	nLi6	4,8
6	$n + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + T + n$	nLi7	-2,47

Две последние реакции играют особую роль в управляемом термоядерном синтезе – они используются для производства трития, которого не существует в природе.

Ядерные реакции синтеза 1–4 обладают относительно большой скоростью реакций, которую принято характеризовать сечением реакции. Сечения  $\sigma$  некоторых реакций, как функция температуры плазмы, показаны на рис. 1.37.

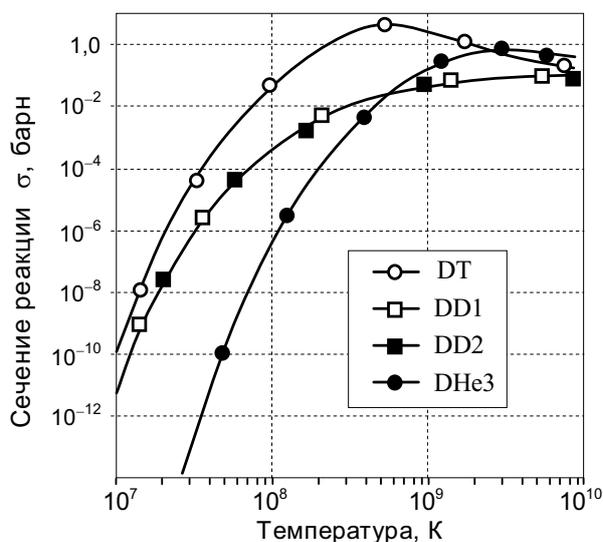


Рис. 1.37. Сечения некоторых термоядерных реакций как функция температуры плазмы (1 барн =  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>)

Из-за наличия кулоновского отталкивания между ядрами сечения реакций при низкой температуре ничтожно малы, и поэтому при обычной температуре смесь изотопов водорода и других легких атомов, практически, не реагирует. Для того чтобы любая из этих реакций имела заметное сечение, сталкивающимся частицам нужно иметь большую кинетическую энергию. Тогда частицы смогут преодолеть кулоновский барьер, сблизиться на расстояние порядка ядерных и прореагировать. Например, максимальное сечение для реакции дейтерия с тритием достигается при температуре плазмы  $T \approx 6 \cdot 10^8$  К (рис. 1.37). Следовательно, для того чтобы иметь большую скорость реакций, температура плазмы должна быть масштаба ста миллионов градусов.

Чтобы с помощью ядерного синтеза получить полезную энергию, термоядерные реакции должны быть управляемыми. Необходимо найти способы создания и поддержания температур во много миллионов градусов. Одна из технических проблем связана с тем, что высокотемпературный газ, или плазму, нужно удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема. На решение этой технической задачи затрачиваются огромные усилия. Плазму пытаются изолировать от стенок с помощью сильных магнитных полей. Задача заключается в том, чтобы удержать плазму в изолированном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность ( $P_{\text{синтез}}$ ), превышающую ту, которая была затрачена на запуск термоядерного реактора ( $P_{\text{затрат}}$ ), т. е. коэффициент воспроизводства энергии  $Q_{\text{fus}} = P_{\text{синтез}}/P_{\text{затрат}}$  должен быть больше 1.

Применение законов сохранения энергии и числа частиц позволяет выяснить некоторые общие требования, предъявляемые к термоядерному реактору, не зависящие в первом приближении от каких-либо особенностей технологического или конструктивного характера.

Объемная плотность выделения энергии в реагирующей смеси

$$P_{\text{fus}} = qn_1n_2K(T),$$

где  $q$  – энергетический выход реакции, приведенный в табл. 1.2;  $n_1$  и  $n_2$  – объемные концентрации реагирующих компонент;  $K(T)$  – скорость термоядерных реакций, которые можно рассчитать, проинтегрировав сечение реакции, показанное на рис. 1.37, по равновесной максвелловской функции  $F(v)$  распределения частиц;  $T$  – температура реагирующих частиц. Так как функция  $F(v)$  при высоких температурах относительно узкая, то приближенно скорость реакции  $K(T) \approx \langle v\sigma(T) \rangle$ . При условии примерного равенства концентраций реагирующих компонент и учитывая, что  $\langle v^2 \rangle = 3kT/m_0$ , имеем:

$$P_{\text{fus}} = qn^2 \sqrt{3kT/m_0} \cdot \sigma(T).$$

Плазма квазинейтральна, следовательно плотность зарядов ионов и электронов в плазме равны между собой:  $n_e = Zn_z$ , где  $Z$  – заряд иона. За счет кулоновских столкновений ионная и электронная компоненты обмениваются энергией, поэтому их температуры примерно равны. За высокую температуру смеси приходится платить дополнительными энергетическими расходами. Во-первых, нужно учесть тормозное излучение, испускаемое электронами при столкновении с ионами:

$$P_b \approx 1,7 \cdot 10^{-33} n_e n_z Z^2 \sqrt{T} \text{ (Вт/м}^3\text{)}.$$

Мощность тормозного излучения, так же как и мощность термоядерных реакций в смеси, пропорциональна квадрату плотности плазмы, поэтому  $P_{fus}/P_b$  зависит только от температуры плазмы. Тормозное излучение, в отличие от мощности термоядерных реакций, слабо зависит от температуры плазмы, что приводит к наличию нижнего предела по температуре плазмы, при которой мощность термоядерных реакций равна мощности тормозных потерь,  $P_{fus}/P_b = 1$ . При температуре ниже пороговой мощность тормозных потерь превосходит термоядерное выделение энергии, и поэтому в холодной смеси положительный выход энергии невозможен. Наименьшую предельную температуру имеет смесь дейтерия с тритием, но и в этом случае температура смеси должна превышать  $3,5 \cdot 10^7$  К.

Кроме высокой температуры смеси, для положительного выхода реакций необходимо, чтобы горячая смесь просуществовала достаточно долго и реакции успели произойти. При этом суммарная мощность потерь (мощность потока излучения  $P_b$ , мощность потока ускользящих из реакции частиц  $P_l$  и другие потери) не должна превышать термоядерное энерговыделение.

В общем случае потери энергии можно охарактеризовать энергетическим временем жизни плазмы  $\tau$ , определенным таким образом, что отношение  $3nkT/\tau$  дает мощность потерь из единицы плазменного объема. Для положительного выхода необходимо, чтобы термоядерная мощность превышала мощность дополнительных потерь,  $P_{fus} > 3nkT/\tau$ . Это ограничение определяет величину минимального произведения плотности  $n$  на время  $\tau$  жизни плазмы:

$$qn^2 \sqrt{3kT/m_0} \cdot \sigma(T) > 3nkT/\tau, \quad n\tau > \frac{\sqrt{3m_0kT}}{q\sigma(T)}.$$

Это условие принято называть критерием Лоусона, установленного Дж.Д. Лоусоном (*J.D. Lawson*) в 1957. Например, для DT-реакции  $n\tau > 5 \cdot 10^{19}$  с/м<sup>3</sup>.

Критерий Лоусона практически не зависит от конкретной конструкции термоядерной системы и является обобщенным необходимым и достаточным условием положительного выхода. Критерий Лоусона для других термоядерных реакций на один-два порядка выше, чем для DT-реакции, выше и пороговая температура. Близость устройства к достижению положительного выхода принято изображать на плоскости  $T - n\tau$ , рис. 1.38.

Видно, что DT-реакции легче осуществить, чем DD-реакции. Они требуют существенно меньшей температуры плазмы и накладывают менее жесткие условия на ее удержание. Современная термоядерная программа нацелена на осуществление управляемого DT-синтеза.

Все изобретенные за 50 лет термоядерные устройства можно разделить на два больших класса: 1) стационарные или квазистационарные системы, основанные на магнитном удержании горячей плазмы; 2) импульсные системы. В первом случае плотность плазмы невелика и критерий Лоусона  $n\tau$  достигается за счет хорошего удержания энергии в системе, т. е. большого энергетического времени жизни плазмы ( $\tau \sim 1 \dots 10$  с). Системы с магнитным удержанием имеют характерный размер порядка нескольких метров и относительно низкую плотность плазмы ( $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ).

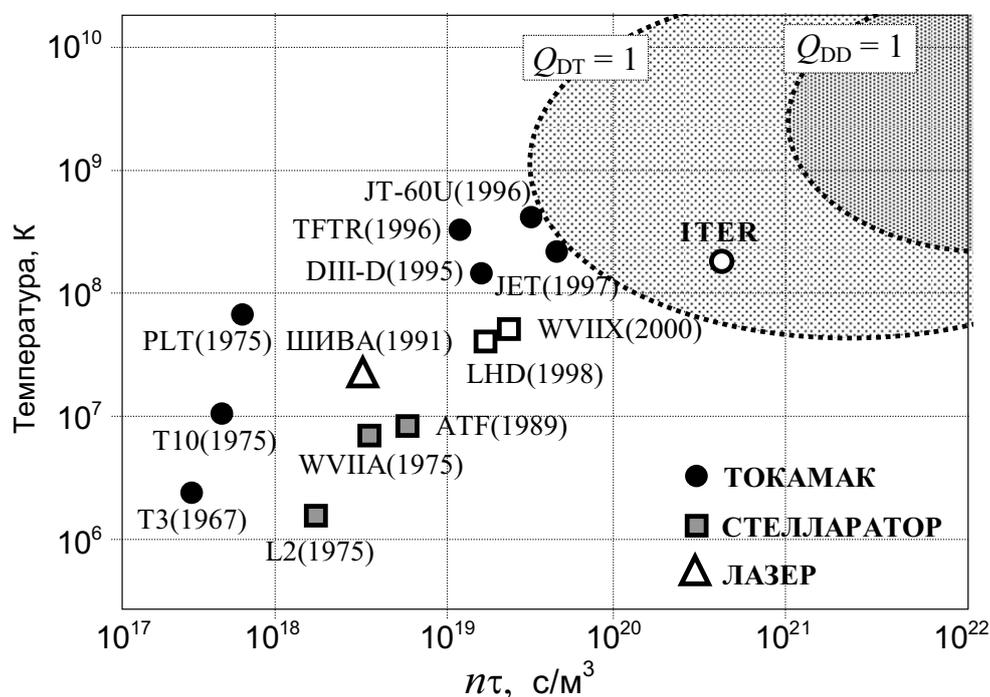


Рис. 1.38. Область с положительным выходом ядерной реакции на плоскости  $T - n\tau$ . Показаны достижения различных экспериментальных установок по удержанию термоядерной плазмы

В импульсных системах критерий Лоусона достигается за счет сжатия термоядерных мишеней лазерным или рентгеновским излучением и создания смеси с очень высокой плотностью  $n$ . Время жизни в импульсных системах мало и определяется свободным разлетом мишени ( $\tau \sim 10^{-8}$  с).

Оба типа систем уже вплотную подошли к созданию экспериментальных машин с положительным выходом энергии  $Q_{\text{fus}} > 1$  (см. рис. 1.38), в которых будут проверены основные элементы будущих термоядерных реакторов. Однако прежде чем перейти к обсуждению термоядерных устройств, рассмотрим топливный цикл будущего термоядерного реактора, который в большой степени не зависит от конкретного устройства реактора<sup>\*)</sup>.

На рис. 1.39 показана предполагаемая схема конструкции реактора. Электростанция, работающая на термоядерной реакции, из-за отсутствия в ней продуктов деления должна иметь значительно меньшую радиоактивность по сравнению с ядерными реакторами. За исключением трития (радиоактивный изотоп водорода с периодом полураспада 12,3 лет) все ядра, участвующие в этих реакциях, стабильны, что дает принципиальную возможность создать «чистый» реактор. Однако в термоядерных установках испускается, а затем захватывается большое число нейтронов, что, как правило, приводит к образованию радиоактивных изотопов в материале реактора. Поэтому вокруг камеры с плазмой предполагается создавать оболочку («бланкет») из лития. И в этом случае нейтроны будут производить тритий, который можно использовать в дальнейшем как горючее.

Термоядерный реактор будет потреблять очень небольшое количество лития и дейтерия. Если предположить, что все термоядерные электростанции будут производить  $5 \cdot 10^{20}$  Дж в год, т. е. половину будущих потребностей электроэнергии, то общее годовое потребление дейтерия и лития составит всего 1500 и 4500 тонн. При таком потреблении содержащегося в воде дейтерия (0,015 %) хватит на то, чтобы снабжать человечество энергией в течение многих миллионов лет.

В процессе напряженных термоядерных исследований было изобретено и проверено в эксперименте большое количество различных устройств для удержания горячей плазмы с целью исключения её контактов со стенками реактора. Среди «выживших» систем для магнитного удержания плазмы в настоящее время лидируют ТОКАМАКИ и СТЕЛЛАРАТОРЫ.

---

<sup>\*)</sup> Схема токамака достаточно подробно описана в ч. 4. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Физика. Электричество и магнетизм, п. 7.14.

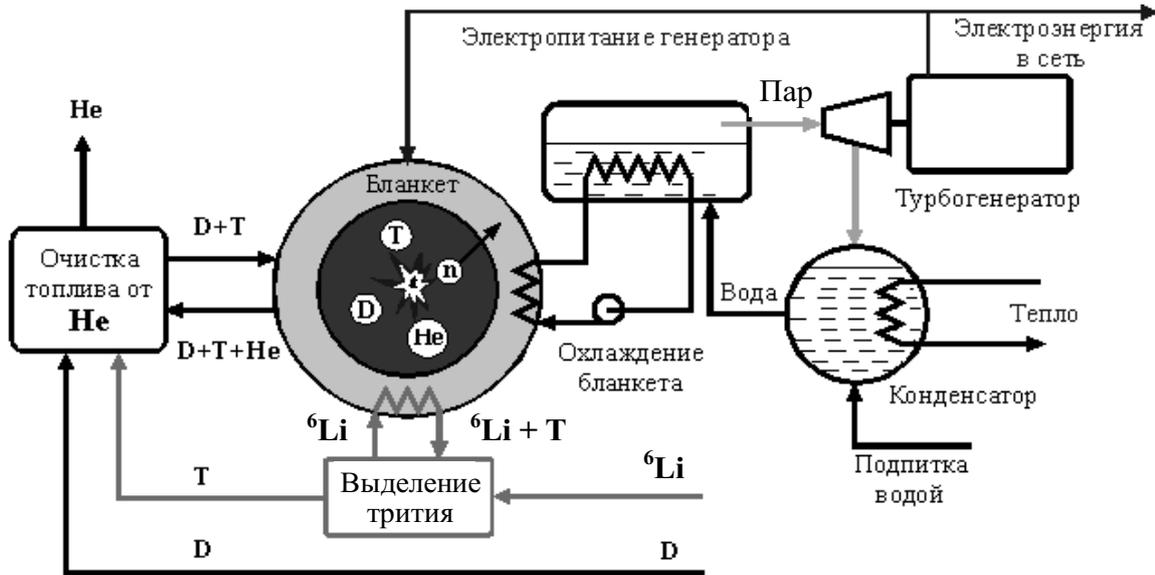


Рис. 1.39. Схема основных технологических контуров термоядерного реактора, работающего на смеси дейтерия (D) и трития (T). Энергия термоядерных реакций, происходящих в плазме, выносится в основном нейтронами (14,1 МэВ) и альфа-частицами (3,5 МэВ), которые поглощаются специальным устройством, окружающим плазму, – blanketом. Энергия с blanketа «снимается» теплоносителем первого контура охлаждения и используется для получения электроэнергии. Реактор требует снабжения дейтерием и литием. Тритий нарабатывается из лития в процессе работы реактора

Слово «ТОКАМАК» – это сокращение слов ТОроидальная, КАмера, МАгнитные катушки, которые опоясывают основные элементы этой магнитной ловушки, изобретенной А.Д. Сахаровым в 1950 г. Схема ТОКАМАКа показана на рис. 1.40, а.

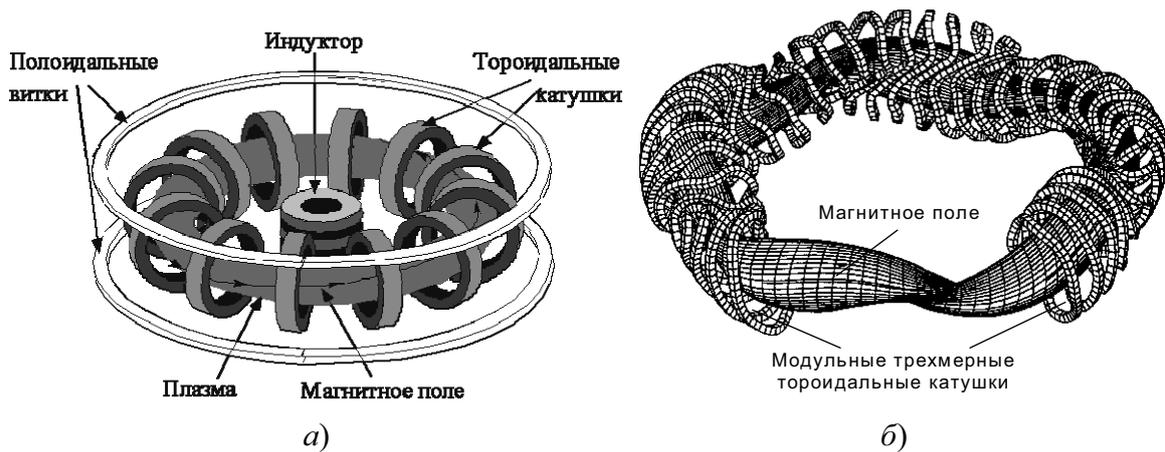


Рис. 1.40. Конструкции термоядерного реактора с магнитным удержанием. Магнитное поле создается сверхпроводящими обмотками: а) схема принципиальных узлов ТОКАМАКа; б) модульные катушки СТЕЛЛАТОРА

Основное магнитное поле в тороидальной камере, содержащей горячую плазму, создается тороидальными магнитными катушками. Существенную роль в равновесии плазмы играет плазменный ток, который протекает вдоль тороидального плазменного шнура и создает собственное магнитное поле. Результирующее магнитное поле имеет силовые линии в виде бесконечных спиралей, охватывающих центральную линию плазменного тора – магнитную ось. Таким образом, силовые линии магнитного поля образуют в ТОКАМАКе замкнутые, вложенные друг в друга тороидальные магнитные поверхности. Ток в плазме поддерживается вихревым электрическим полем, создаваемым первичной обмоткой индуктора. При этом плазменный виток играет роль вторичной обмотки. Индукционное поддержание тока в ТОКАМАКе ограничено запасом потока магнитного поля в первичной обмотке и возможно лишь в течение конечного времени. Кроме тороидальных катушек и первичной обмотки индуктора в ТОКАМАКе должны быть полоидальные витки (обмотки), которые нужны для поддержания равновесия плазмы и контроля ее положения в камере. Токи, текущие в полоидальных катушках, создают электромагнитные силы, действующие на плазменный ток, и таким образом могут изменить ее положение в камере и форму сечения плазменного шнура.

На ТОКАМАКах первого поколения (Т-3, Т-10 в СССР, PLT и DIII-D в США, ASDEX в Германии, TFR во Франции, JFT-2 в Японии) были разработаны методы дополнительного нагрева плазмы, такие как инжекция нейтральных атомов, электронный и ионный циклотронный нагрев, различные плазменные диагностики, и разработаны системы управления плазмой.

В начале 90-х годов в строй вошло третье поколение ТОКАМАКов – машин с большим радиусом тора (2–3 м) и плазменным током в несколько МА, имеющих сверхпроводящие магнитные катушки (JET в Европе, JT60-U в Японии, TFTR в США и Т-15 в СССР). Две из этих машин, JET и TFTR, предусматривали работу с тритием и получение термоядерного выхода на уровне  $Q_{fus} = P_{\text{синтез}}/P_{\text{затрат}} = 1$ .

С 1988 г. разрабатывался и в 1998 г. был закончен инженерный проект ТОКАМАКа-реактора ИТЭР (ITER). Работы проводились совместными усилиями многих стран (страны ЕС, Россия, США, Япония, Корея, Китай, Индия, Казахстан и Канада) с целью создания первого экспериментального ТОКАМАКа-реактора, рассчитанного на достижение термоядерного горения смеси дейтерия с тритием. Стоимость проекта оценивается в 12 млрд долларов. Период строительства реактора 2007–2015 гг., после которого ожидаются эксперименты в течение 20 лет; затем проект будет закрыт.

Проектные характеристики установки: общий радиус конструкции – 10,7 м; высота – 30 м; большой/малый радиусы тора – 8,14 м/2,80 м; плазменный объем – 837 м<sup>3</sup>; ток в плазме – 15 МА; магнитное поле – 5,3 Тл; термоядерная мощность – 500 МВт; средняя температура плазмы – 10<sup>8</sup> К; нейтронный поток на первой стенке – 1 МВт/м<sup>2</sup>; продолжительность импульса > 400 с; мощность дополнительного нагрева плазмы – 40 МВт.

Наряду с ТОКАМАКАми, которые в настоящее время являются наиболее продвинутой системой для осуществления управляемого термоядерного синтеза, существуют другие магнитные ловушки, успешно конкурирующие с ТОКАМАКОм, например, СТЕЛЛАРАТОРЫ.

СТЕЛЛАРАТОР, как и ТОКАМАК, – это магнитная ловушка с замкнутыми магнитными поверхностями, но, в отличие от ТОКАМАКА, полоидальное магнитное поле, образующее магнитные поверхности, создается в СТЕЛЛАРАТОРЕ с помощью внешних витков, а не током, протекающим по плазме. Эта магнитная ловушка была изобретена в США Л. Спитцером. Там же были построены и первые СТЕЛЛАРАТОРЫ. Они имеют большое преимущество перед ТОКАМАКОм. Это машина, которая не требует сложных методов поддержания плазменного тока для ее стационарной работы. В то же время, в отличие от ТОКАМАКА, СТЕЛЛАРАТОР – это принципиально аксиально-несимметричная ловушка с магнитной осью, представляющей собой трехмерную кривую и переменным, в тороидальном направлении, сечением плазмы (см. рис. 1.40, б). Относительная сложность магнитной конфигурации, по сравнению с ТОКАМАКОм, несколько затормозила развитие этой системы на начальном этапе развития. Оказалось, что из-за тороидальной несимметрии и чувствительности магнитного поля к внешним возмущениям, траектории частиц в первых СТЕЛЛАРАТОРАХ имели большие отклонения от магнитных поверхностей, что уменьшало время удержания плазмы. Соответственно, были большими и потери энергии из плазмы.

Два относительно недавних открытия позволили принципиально улучшить концепцию этой ловушки. Во-первых, было показано, что можно отказаться от вложенных друг в друга винтовых витков, окружающих плазму, а вместо них использовать модульные трехмерные тороидальные катушки. Такие катушки, которые показаны на рис. 1.40, б, создают не только тороидальное поле, но и требуемое полоидальное поле, создающее замкнутые магнитные поверхности. Во-вторых, теоретические исследования геометрии магнитных полей показали, что существуют такие магнитные конфигурации, в которых, несмотря на отсутствие геометрической симметрии, у частиц плазмы сохраняется адиабатический инвариант

движения, обеспечивающий их хорошее удержание. С точки зрения удержания отдельных частиц такие квазисимметричные СТЕЛЛАРАТОРЫ эквивалентны аксиально-симметричным ТОКАМАКАм. Соответственно, можно ожидать возрастания энергетического времени жизни плазмы в системах с такой конфигурацией магнитного поля. В СТЕЛЛАРАТОРАХ рекордная температура плазмы  $T = 3 \cdot 10^7$  К и максимальное время удержания энергии  $\tau = 0,04$  с пока на порядок меньше достигнутых в ТОКАМАКАХ (см. рис. 1.38).

В импульсных системах с инерционным удержанием плазмы выполнение критерия Лоусона  $nt$  достигается не за счет длительного  $t$  удержания плазмы, а за счет увеличения ее плотности  $n$  в результате сжатия смеси. Если при сжатии удастся достичь требуемой температуры  $(1-5) \cdot 10^8$  К, а плотность смеси после ее сжатия будет достаточно велика, то она успеет прореагировать за время инерционного разлета смеси. Такие системы, которые фактически используют микровзрывы небольшого количества реагирующей смеси, называются системами с инерционным удержанием. Основная физическая задача в развитии этого направления управляемого термоядерного синтеза – получение высоких степеней сжатия в таком малом количестве топлива, что позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию без разрушения камеры.

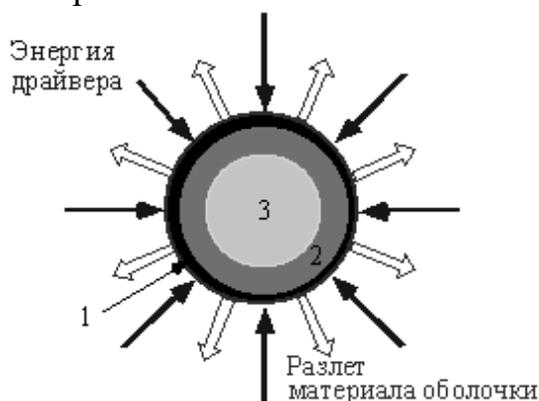


Рис. 1.41. Мишень для инерционного синтеза состоит из полый оболочки (1), слоя твердой замороженной DT-смеси (2) и DT-газа низкой плотности в центре мишени (3)

Идея лазерного термоядерного синтеза заключается в облучении лазерным излучением небольшой сферической оболочки, заполненной газообразным или твердым топливом. Под действием излучения материал оболочки испаряется и создает реактивные силы, сжимающие оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь (рис. 1.41).

Параллельно с лазерами в 60-е гг. развивались и другие мощные драйверы – ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к

мишеням энергию  $1 \dots 10$  МДж за  $10^{-8}$  с, т. е. получать пиковые мощности на уровне  $10^{15}$  Вт. Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с твердым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии. Практические достижения импульсных систем с инерционным удержанием плазмы пока достаточно скромны (см. рис. 1.38).

В природе существует еще один механизм удержания, обеспечивающий непрерывное выделение термоядерной энергии, – это гравитационное удержание. Однако чтобы обеспечить достаточно сильное гравитационное поле, потребуется масса порядка солнечной. Как мы увидим в последней главе «Астрофизика», источниками энергии в звездах, безусловно, являются термоядерные реакции.

#### 1.18.4. Тяжелые ядра ( $83 < Z \leq 100$ )

Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ) и висмут  $^{209}\text{Bi}$  ( $Z = 83$ ). Химические элементы с  $Z > 83$  нестабильны и распадаются в результате  $\alpha$ -,  $\beta$ -распадов или спонтанного деления.

**Изотопы с  $83 \leq Z \leq 92$ .** Рассмотрим область ядер  $Z$  с зарядовым числом в интервале  $83 \dots 89$ . Наиболее долгоживущие изотопы этих элементов являются  $\alpha$ -излучателями. Легкие изотопы распадаются в результате  $\beta^+$ -распада, тяжелые – в результате  $\beta^-$ -распада. В естественных условиях некоторые из этих изотопов наблюдаются как продукты распада более долгоживущих изотопов тория ( $Z = 90$ ) и урана ( $Z = 92$ ).

Периоды полураспада наиболее долгоживущих изотопов элементов  $Z = 83 \dots 89$  не превышают  $2 \cdot 10^3$  лет. Далее располагаются изотопы тория ( $Z = 90$ ) и урана ( $Z = 92$ ), которые образуют первый остов стабильности – группу долгоживущих изотопов, окруженную со всех сторон «морем» относительно короткоживущих изотопов (табл. 1.3).

Таблица 1.3

*Долгоживущие тяжелые изотопы тория и урана*

Изотоп	Содержание в естественной смеси, %	Период полураспада, лет
$^{232}\text{Th}$	100	$1,41 \cdot 10^{10}$
$^{235}\text{U}$	0,7196	$7,10 \cdot 10^8$
$^{236}\text{U}$	0,001	$2,4 \cdot 10^7$
$^{238}\text{U}$	99,276	$4,51 \cdot 10^9$

Выделенность изотопов Th и U обусловлена их большим периодом полураспада, сравнимым со временем существования Земли. Для обозначения таких ядер существует специальный термин – Primordial Nuclide (изначальный изотоп). Так как, с одной стороны, времена жизни таких ядер велики по сравнению с земными масштабами времен, а с другой стороны, эти ядра все же нестабильны, они являются источником существования целой группы ядер, расположенных между ураном и свинцом. Так, например, изотоп  $^{235}\text{U}$  является родоначальником одного из четырех радиоактивных семейств (рис. 1.42).

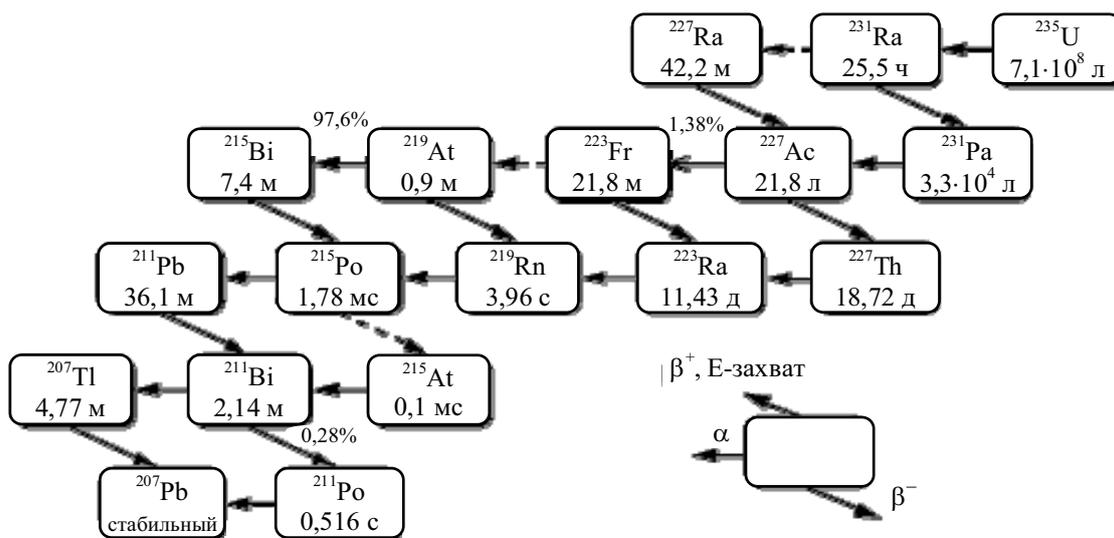


Рис. 1.42. Радиоактивное семейство  $^{235}\text{U}$

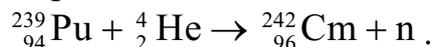
Последовательные превращения элементов в этих семействах происходят либо путем  $\alpha$ -распада, либо  $\beta$ -распада. Для каждого радиоактивного семейства массовое число при последовательном распаде либо не меняется, либо меняется на четыре единицы. Из рисунка видно, что большое количество ядер с массовыми числами  $A = 209 \dots 234$ , обнаруженное в настоящее время на Земле и имеющее времена жизни значительно меньшие, чем время существования Земли, обязаны своим происхождением изотопу  $^{235}\text{U}$ . Аналогичная ситуация имеет место и для других радиоактивных семейств.

**Изотопы с  $Z > 92$ .** Химические элементы с  $Z > 92$  были получены искусственным путем. Химические элементы с  $Z$  равным 93 и 94 – при облучении  $^{238}\text{U}$ -нейтронами. В результате  $\beta^-$ -распада изотопа  $^{239}\text{U}$  ( $Z = 92$ ) образуется изотоп нептуния  $^{239}\text{Np}$  ( $Z = 93$ ), который распадаясь, образует изотоп плутония  $^{239}\text{Pu}$  ( $Z = 94$ ).

Химический элемент с атомным номером  $Z = 95$  америций был получен в 1944 г. в результате реакций



Четвертый трансурановый элемент кюрий ( $Z = 96$ ) также был получен в 1944 г. в результате реакции



В табл. 1.4 приведены реакции, в которых впервые были получены элементы тяжелее урана, вплоть до  $Z = 101$ .

С созданием ядерных реакторов большой мощности стало возможным накапливать необходимые количества трансурановых элементов и использовать их в качестве мишеней для продвижения к большим  $Z$  путем облучения на циклотронах легкими ионами. Таким способом удалось получить достаточно большие количества изотопа плутония  ${}^{239}\text{Pu}$ , так как период полураспада его составляет  $2,4 \cdot 10^4$  лет.

Таблица 1.4

*Реакции, в которых впервые были получены трансурановые элементы*

№ п/п	$Z$	Реакция
1	93, 94	${}_{92}^{238}\text{U} + n \rightarrow {}_{92}^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}^{239}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}_{94}^{239}\text{Pu}$
2	95	${}_{92}^{238}\text{U} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{94}^{241}\text{Pu} + n, \quad {}_{94}^{241}\text{Pu} \rightarrow {}_{95}^{241}\text{Am} + e^- + \tilde{\nu}_e$
3	96	${}_{94}^{239}\text{Pu} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{96}^{242}\text{Cm} + n$
4	97	${}_{95}^{241}\text{Am} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{97}^{243}\text{Bk} + 2n$
5	98	${}_{96}^{242}\text{Cm} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{98}^{245}\text{Cf} + n$
6	99	${}_{92}^{238}\text{U} + 15n \rightarrow {}_{92}^{253}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}^{253}\text{Np} \dots \xrightarrow{6\beta^-} {}_{99}^{253}\text{Es}$
7	100	${}_{92}^{238}\text{U} + 17n \rightarrow {}_{92}^{255}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}^{255}\text{Np} \dots \xrightarrow{7\beta^-} {}_{100}^{255}\text{Fm}$

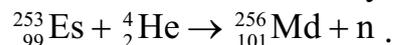
**Изотопы с  $Z = 95 \dots 98$**  впервые получены при облучении трансурановых мишеней  $\alpha$ -частицами (табл. 1.4, реакции 2–5). Использование ядерных реакторов с большой плотностью потока нейтронов позволяет получать трансурановые элементы путем последовательного захвата нескольких нейтронов. Можно продвинуться к большим  $Z$ , используя мощные импульсные потоки нейтронов так, чтобы длительность нейтронного облучения была много меньше периодов полураспада изотопов, обрывающих цепочку.

Изотопы эйнштейния  ${}_{99}^{253}\text{Es}$  и фермия  ${}_{100}^{255}\text{Fm}$  впервые получены при взрыве термоядерного устройства в результате мгновенного ( $\sim 10^{-6}$  с) захвата ядром  ${}^{238}\text{U}$  соответственно 15 и 17 нейтронов и последующего  $\beta$ -распада образовавшихся изотопов  ${}^{253}\text{U}$  и  ${}^{255}\text{U}$  (реакции 6 и 7).

Облучение  ${}^{238}\text{U}$  различными пучками тяжелых ионов (гелий, углерод, изотопы кислорода) привели к открытию большого числа изотопов с  $Z = 95-100$ . В 1951 г. Е. Макмиллан и Г. Сиборг получили Нобелевскую премию по химии за открытие и исследование химии трансурановых элементов.

### 1.18.5. Сверхтяжелые ядра ( $Z > 100$ )

Сто первый элемент – менделевий – был получен в 1955 г. в реакции



Весь имеющийся запас эйнштейния, полученный путем облучения в ядерных реакторах к 1995 г. (период полураспада 20,47 суток), составлял около  $10^{-12}$  г. Поэтому, несмотря на то, что сечение реакции ( $\alpha, n$ ) довольно велико ( $\sim 10^{-3}$  барн), образование менделевия происходило со скоростью около 1 атома в час. В первой серии экспериментов было получено всего 17 ядер 101-го элемента.

Здесь особенно отчетливо проявились все сложности, с которыми пришлось вскоре столкнуться при получении новых элементов тяжелее фермия ( $Z > 100$ ) – трансфермиевых элементов:

1. Отсутствие в требуемых количествах мишеней из тяжелых трансурановых элементов.

2. Существенное уменьшение по мере увеличения  $Z$  времени жизни изотопов, что значительно усложняет идентификацию полученных элементов. Например, у изотопа нобелия  ${}^{255}\text{No}$  период полураспада 3,1 мин, а у лоуренсия  ${}^{256}\text{Lr}$  – 31 с.

Ограничения на существование атомных ядер есть и со стороны сверхтяжелых элементов. Элементы с  $Z > 92$  в естественных условиях не обнаружены. Расчеты по жидкокапельной модели предсказывают исчезновение барьера деления для ядер с  $Z^2/A \approx 46$  (примерно 112-й элемент).

В проблеме синтеза сверхтяжелых ядер следует выделить два круга вопросов.

1. Какими свойствами должны обладать сверхтяжелые ядра? Будут ли существовать магические числа в этой области  $Z$  и  $N$ . Каковы основные каналы распада и периоды полураспада сверхтяжелых ядер?

2. Какие реакции следует использовать для синтеза сверхтяжелых ядер, типы бомбардирующих ядер, ожидаемые величины сечений, ожидаемые энергии возбуждения компаунд-ядра и каналы снятия возбуждения?

Так как образование сверхтяжелых ядер происходит в результате полного слияния ядра мишени и налетающей частицы, необходимо создание теоретических моделей, описывающих динамику процесса слияния двух сталкивающихся ядер в компаунд-ядро.

Проблема синтеза сверхтяжелых элементов тесно связана с тем фактом, что ядра с  $Z = 8, 20, 28, 50, 82$  (магические числа) обладают повышенной стабильностью по отношению к различным модам радиоактивного распада. Это явление интерпретируется в рамках оболочечной модели. Магические числа соответствуют заполненным оболочкам.

Естественно возникает вопрос о существовании следующих магических чисел по  $Z$  и  $N$ . В случае если они существуют в области  $N$ - $Z$ -диаграмм атомных ядер  $N > 150$ ,  $Z > 101$ , должны наблюдаться сверхтяжелые ядра, имеющие повышенные периоды полураспада, т. е. должен существовать второй остров стабильности. Показано, что повышение стабильности ядер следует ожидать для ядра с  $Z = 114$ , то есть следующая заполненная протонная оболочка соответствует  $Z = 114$ . Замкнутые оболочки могут существенно увеличить высоту барьера деления и соответственно увеличить время жизни ядра. Таким образом, в этой области ядер ( $Z = 114$ ,  $N \approx 184$ ) следует искать следующий остров стабильности.

Ядра с  $Z = 101 \dots 109$  получили названия: 101 – Md (Mendelevium), 102 – No (Nobelium), 103 – Lr (Lawrencium), 104 – Rf (Rutherfordium), 106 – Sg (Seaborgium), 107 – Ns (Nilsbohrium), 108 – Hs (Hassium), 109 – Mt (Meitnerium). Учитывая заслуги исследователей из Дубны в открытии большого числа изотопов тяжелых элементов (102–105), в 1997 г. решением Генеральной ассамблеи чистой и прикладной химии элементу с  $Z = 105$  было присвоено имя Dubnium (Db). Этот элемент ранее назывался Ha (Hannium).

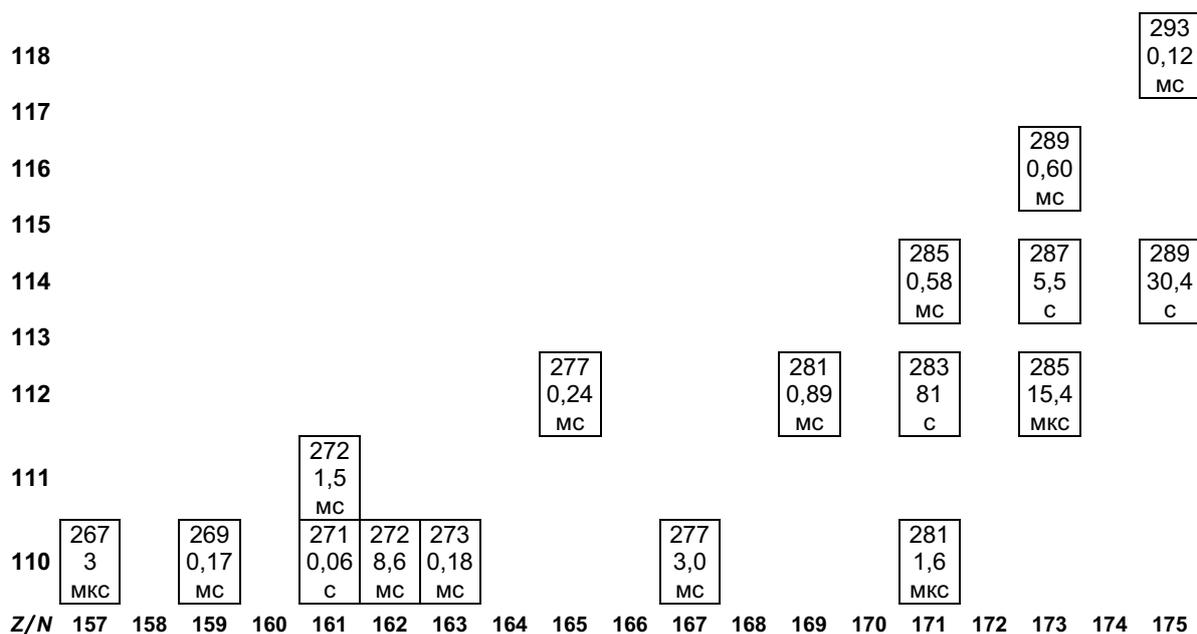
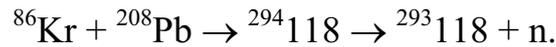


Рис. 1.43. Открытые сверхтяжелые изотопы

Новый этап в исследовании сверхтяжелых ядер начался в 1994 году, когда была существенно повышена эффективность регистрации и усовершенствована методика наблюдения сверхтяжелых ядер. Как результат, были обнаружены изотопы 110-го, 111-го и 112-го элементов. Для получения сверхтяжелых ядер использовались ускоренные пучки

$^{50}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn}$  и  $^{82}\text{Se}$ . В качестве мишеней применялись изотопы  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . Различные изотопы 110-го элемента были синтезированы в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова с помощью реакции  $^{244}\text{Pu}(^{34}\text{S},5n)^{272}110$  и в GSI (Дармштадт) в реакции  $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni},n)^{269}110$ .

На рис. 1.43 показана верхняя часть  $N$ - $Z$ -диаграммы атомных ядер. Это изотопы  $Z = 110, 111, 112, 114, 116, 118$ . Самый тяжелый, полученный в лабораторных условиях элемент с  $Z = 118$ , был синтезирован в реакции



При энергии ионов криптона вблизи кулоновского барьера наблюдалось три случая образования 118-го элемента. Ядра  $^{293}118$  имплантировались в кремниевый детектор, и наблюдалась цепочка шести последовательных  $\alpha$ -распадов, которая заканчивалась на изотопе  $^{269}\text{Sg}$ . Сечение образования 118-го элемента составляло  $\sim 2 \cdot 10^{-12}$  барн. Период полураспада изотопа  $^{293}118$  равен 0,12 мс. На рис. 1.44 показана цепочка последовательных  $\alpha$ -распадов изотопа  $^{293}118$  и приведены периоды полураспада дочерних ядер, образующихся в результате  $\alpha$ -распадов.

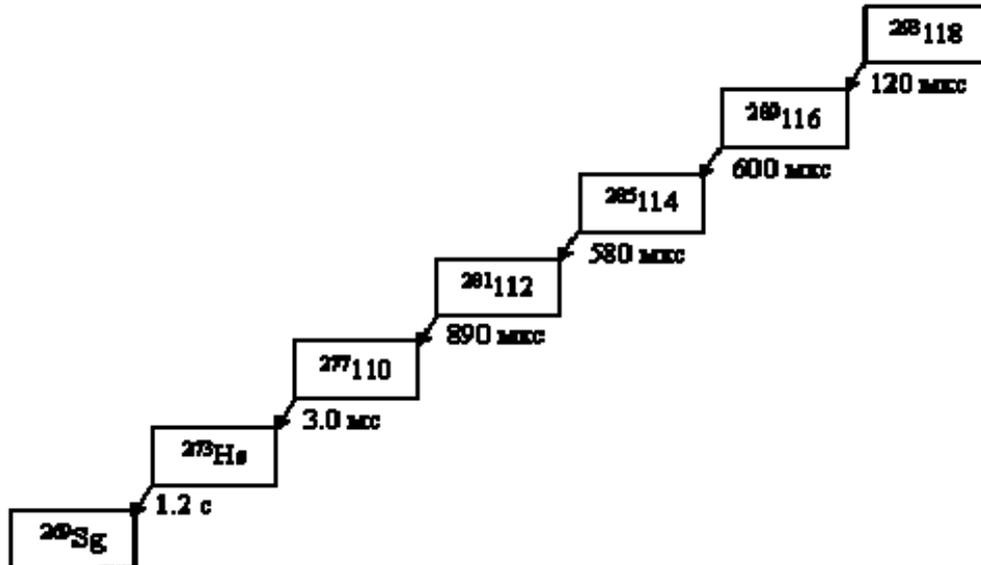


Рис. 1.44. Цепочка последовательных  $\alpha$ -распадов изотопа  $^{293}118$

Наиболее устойчивым ядром по отношению к спонтанному делению является ядро с  $Z = 114$  и  $N = 184$ . Для него период полураспада по отношению к спонтанному делению  $\sim 10^{16}$  лет. Для изотопов 114-го элемента, отличающихся от наиболее устойчивого на 6–8 нейтронов, периоды полураспада уменьшаются на 10–15 порядков. Наиболее устойчивое ядро по отношению к  $\alpha$ -распаду расположено в области  $Z < 114$  и

$N = 184$  ( $T_{1/2} = 10^{15}$  лет). Для изотопа  $^{298}114$  ( $Z = 114$  и  $N = 184$ ) период полураспада по отношению к спонтанному делению составляет около 10 лет.

После учета всех типов распада оказывается, что ядра в окрестности  $Z = 110$  и  $N = 184$  образуют «остров стабильности». Ядро  $^{294}110$  имеет период полураспада по отношению к спонтанному делению около  $10^9$  лет. Отличие величины  $Z$  от предсказываемого оболочечной моделью магического числа 114 связано с конкуренцией между делением (относительно которого ядро с  $Z = 114$  наиболее стабильно) и  $\alpha$ -распадом (относительно которого устойчивы ядра с меньшими  $Z$ ). У нечетно-четных и четно-нечетных ядер периоды полураспада по отношению к  $\alpha$ -распаду и спонтанному делению увеличиваются, а по отношению к  $\beta$ -распаду уменьшаются. Приведенные оценки сильно зависят от параметров, использованных в расчетах, и могут рассматриваться лишь как указания на возможность существования сверхтяжелых ядер, имеющих времена жизни, достаточно большие для их экспериментального обнаружения.

Согласно современным микроскопическим расчетам стабильность сверхтяжелых ядер резко возрастает по мере приближения к магическому числу по нейтронам  $N = 184$ . До недавнего времени единственным изотопом элемента с  $Z = 112$  был изотоп  $^{277}112$ , имеющий период полураспада 0,24 мс (см. рис. 1.43). Более тяжелый изотоп  $^{283}112$  был синтезирован в реакции холодного слияния  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Время облучения 25 дней. Полное число ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишени –  $3,5 \cdot 10^{18}$ . Зарегистрированы два случая, которые были интерпретированы как спонтанное деление образовавшегося изотопа  $^{283}112$ . Для периода полураспада этого нового изотопа получена оценка  $T_{1/2} = 81$  с. Таким образом, видно, что увеличение числа нейтронов в изотопе  $^{283}112$ , по сравнению с изотопом  $^{277}112$ , на 6 единиц увеличивает время жизни практически на 5 порядков.

В реакции слияния тяжелых ионов необходимо точно сбалансировать действие кулоновских сил и сил поверхностного натяжения. Если энергия налетающего иона недостаточно большая, то расстояние минимального сближения будет недостаточно для слияния двойной ядерной системы. Если энергия налетающей частицы слишком большая, то образовавшееся компаунд-ядро будет иметь избыточную энергию возбуждения и с большой вероятностью произойдет его развал на фрагменты. Эффективно слияние происходит в довольно узком диапазоне энергий сталкивающихся частиц. Реакции слияния с испусканием минимального числа нейтронов (1...2) представляют особый интерес, т. к. в синтезируемых сверхтяжелых ядрах желателно иметь максимально большое отношение  $N/Z$ .

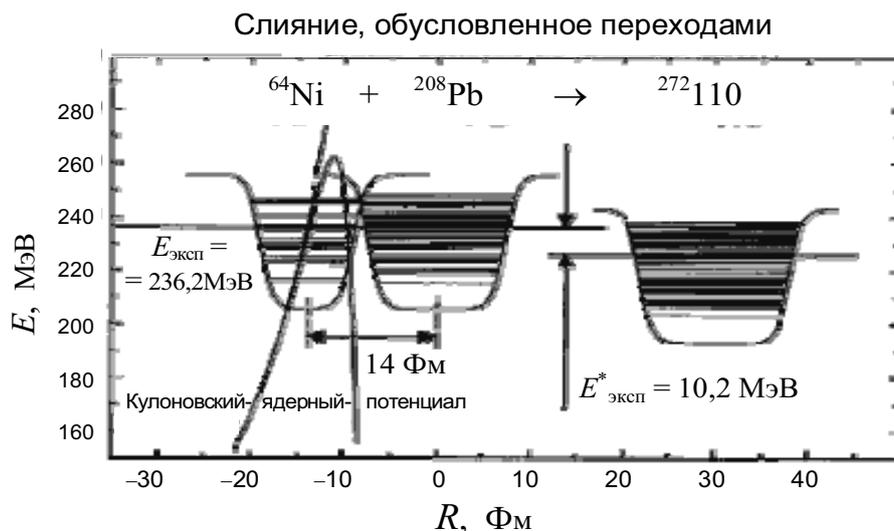


Рис. 1.45. Схема потенциалов при слиянии  $^{64}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$

На рис. 1.45 показан потенциал слияния для ядер в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{272}_{110}$ . Простейшие оценки показывают, что вероятность туннельного эффекта для слияния ядер составляет  $\sim 10^{-21}$ , что существенно ниже наблюдаемой величины. Это можно объяснить следующим образом.

На расстоянии 14 Фм между центрами ядер первоначальная кинетическая энергия 236,2 МэВ полностью компенсируется кулоновским потенциалом. На этом расстоянии находятся в контакте только нуклоны, расположенные на поверхности ядра. Энергия этих нуклонов мала, и существует высокая вероятность нуклонам или парам нуклонов покинуть орбитали в одном ядре и переместиться на свободные состояния ядра-партнера. Передача нуклонов от налетающего ядра ядру-мишени особенно привлекательна в случае, когда в качестве мишени используется дважды магический изотоп свинца  $^{208}\text{Pb}$ .

Анализируя различные возможности образования сверхтяжелых элементов в реакциях с тяжелыми ионами, нужно учитывать следующие обстоятельства:

1. Необходимо создать ядро с достаточно большим отношением числа нейтронов к числу протонов. Поэтому в качестве налетающей частицы надо выбирать тяжелые ионы, имеющие большое  $N/Z$ .
2. Необходимо, чтобы образующееся компаунд-ядро имело малую энергию возбуждения и небольшую величину момента количества движения, так как в противном случае будет снижаться эффективная высота барьера деления.
3. Необходимо, чтобы образующееся ядро имело форму, близкую к сферической, так как даже небольшая деформация будет приводить к быстрому делению сверхтяжелого ядра.

Весьма перспективным методом получения сверхтяжелых ядер являются реакции типа  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{249}\text{Cf}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{254}\text{Es}$ . В этих реакциях уже получены первые результаты по сечениям образования элементов с  $Z > 100$ . Для увеличения выходов исследуемых реакций толщины мишеней выбирались таким образом, чтобы продукты реакции оставались в мишени. После облучения из мишени сепарировались отдельные химические элементы. В полученных образцах в течение нескольких месяцев регистрировались продукты  $\alpha$ -распада и осколки деления.

Данные, полученные с помощью ускоренных ионов урана, ясно указывают на увеличение выхода тяжелых трансурановых элементов по сравнению с более легкими бомбардирующими ионами. Этот факт чрезвычайно важен для решения проблемы синтеза сверхтяжелых ядер. Несмотря на трудности работы с соответствующими мишенями, прогнозы продвижения к большим значениям  $Z$  выглядят довольно оптимистично. Продвижение в область сверхтяжелых ядер в последние годы оказалось ошеломляюще впечатляющим. Однако пока все попытки обнаружить остров стабильности не увенчались успехом. Поиск его интенсивно продолжается.

### **1.18.6. Ускорители**

Множество открытий в физике атомного ядра было сделано с использованием природных источников радиоактивного излучения с энергией всего лишь несколько МэВ и простейших детектирующих устройств. Открыто атомное ядро, определены его размеры, впервые наблюдалась ядерная реакция, обнаружено явление радиоактивности, открыты нейтрон и протон, предсказано существование нейтрино и т. д. Основным детектором частиц долгое время была пластинка с нанесенным на нее слоем сернистого цинка. Частицы регистрировались глазом по производимым ими в сернистом цинке вспышкам света (см. рис. 1.1). Первая пузырьковая камера, в которой Глезер наблюдал треки  $\alpha$ -частиц, была с наперсток. Источником частиц высоких энергий в то время были космические лучи – частицы, образующиеся в мировом пространстве. В космических лучах впервые наблюдались новые элементарные частицы: 1932 г. – открыт позитрон (К. Андерсон); 1937 г. – открыт мюон (К. Андерсон, С. Недермейер); 1947 г. – открыт  $\pi$ -мезон (С.Ф. Пауэлл); 1947 г. – обнаружены странные частицы (Дж. Рочестер, К. Батлер).

Со временем развивалась техника ускорения и детектирования частиц, ядерная электроника. Успехи в физике ядра и элементарных частиц все в большей степени определяются прогрессом в этих облас-

тях. Создание первых ускорителей Дж. Кокрофтом, Э. Уолтоном, Р. Ван-де-Графом и Э. Лоуренсом в 1931–1932 гг. открыло новую эру в ядерной физике. Экспериментаторы получили в свое распоряжение удобные инструменты, на которых можно было получать пучки ускоренных заряженных частиц с энергией от нескольких до десятков миллионов МэВ<sup>\*)</sup>. В 1944–1945 гг. В. Векслер и независимо от него Э. Макмиллан открыли принцип автофазировки, позволяющий достигать релятивистских энергий ускоренных частиц. Открытие принципа автофазировки привело к появлению новых типов ускорителей – фазотронов, синхротронов, синхрофазотронов.

Автофазировка (фазовая устойчивость) – явление устойчивости движения частиц вдоль орбиты в резонансных (циклических) ускорителях, обусловленное зависимостью промежутка времени между последующими ускорениями от полной энергии частицы. В простейшем случае период  $T$  обращения частицы с зарядом  $e$  связан со значением магнитной индукции  $B$  на круговой орбите и полной релятивистской энергией  $E$  частицы соотношением

$$T = 2\pi E / (c^2 eB),$$

из которого видно, что с ростом энергии частицы период обращения увеличивается.

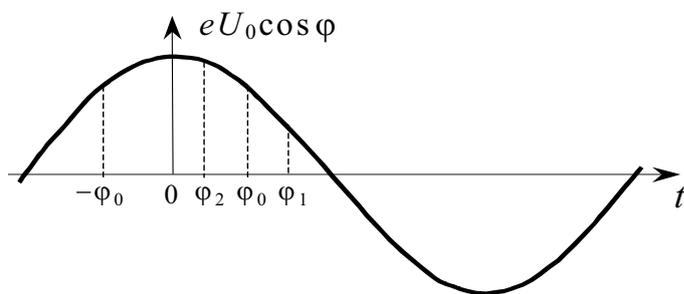


Рис. 1.46. Рост энергии частицы с различным значением фазы  $\varphi$  в ускоряющем зазоре циклического ускорителя

Обозначим через  $\varphi_0$  «равновесную фазу» – фазу поля (отсчитываемую от его максимального значения, рис. 1.46) в ускоряющем зазоре, попадая в которую частица набирает такую энергию  $\Delta E_0 = eU_0 \cos \varphi_0$  ( $U_0$  – амплитудное ускоряющее напряжение), чтобы непрерывно двигаться в резонанс с ускоряющим полем частотой  $\omega_0 = 2\pi/T_0 = c^2 eB/E$ .

Равновесный (резонансный) период обращения  $T_0$  этой частицы равен (или кратен) периоду  $T_{\text{уск}}$  ускоряющего поля. Очевидно, фаза  $-\varphi_0$  будет также равновесной, т. к. в этой фазе частица набирает точно та-

<sup>\*)</sup> Принцип работы некоторых ускорителей рассмотрен ранее: Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Ч. 4. Электричество и магнетизм, п. 2.15 (Линейный ускоритель Ван-де-Графа), п. 9.2 (Протонный синхротрон); Ч. 5. Электродинамика, п. 2.9 (Индукционный ускоритель электронов – бетатрон).

кую же энергию  $\Delta E_0$ , как и в фазе  $\varphi_0$  (рис. 1.46). Если частица попадет в фазу  $\varphi_1 > \varphi_0$ , прирост её энергии  $\Delta E_1 = eU_0 \cos \varphi_1$  будет меньше равновесного значения  $\Delta E_0$ , а следовательно, согласно  $T = 2\pi E / (c^2 eV)$ , и период  $T_1$  станет меньше равновесного  $T_0$ .

Поэтому при следующем обороте частица придет к ускоряющему промежутку раньше, т. е. её фаза приблизится к равновесной. Напротив, немного опережающая частица ( $\varphi_2 < \varphi_0$ ) приобретёт избыточную энергию (т. к.  $\Delta E_2 = eU_0 \cos \varphi_2 > \Delta E_0$ ), её период обращения  $T_2$  станет больше равновесного, вследствие чего на следующем обороте она позже придет к ускоряющему зазору и её фаза тоже приблизится к равновесной. Благодаря описанному механизму частицы, находящиеся в некоторой окрестности равновесной фазы  $\varphi_0$  (так называемая область захвата), совершают колебания около этой фазы, т. е. фаза динамически устойчива. Все частицы, находящиеся в области захвата, колеблясь около фазы, набирают в среднем такую же энергию, как и частица в равновесной фазе, т. е. ускоряются.

Разработка метода сильной фокусировки позволила получать уникальные по своим параметрам пучки (с малыми поперечными размерами, высокой интенсивностью, большими энергиями).

Первые ускорители высоких энергий были построены в Дубне (ОИЯИ), вблизи Женевы (CERN) и Брукхейвене (BNL). В этих ускорителях пучок частиц направлялся на неподвижную мишень. Однако по мере увеличения энергии налетающих частиц все большая ее часть бесполезно расходуется на движение центра масс образующейся системы. При встречном столкновении частиц можно получить значительный выигрыш в энергии, поскольку при лобовом столкновении частиц с одинаковыми массами и одинаковыми энергиями центр масс будет оставаться неподвижным. Чтобы сталкивающиеся пучки эффективно взаимодействовали, необходимо создать в области столкновения высокую плотность частиц. Ускорители такого типа были созданы и получили название ускорителей на встречных пучках или коллайдеров. Первые электронные коллайдеры были построены в 1965 г. в ИЯФ (Новосибирск) и Стенфордской национальной лаборатории. В 1971 г. был построен первый протонный коллайдер, а в 1985 г. – протон-антипротонный коллайдер.

Современные ускорители – это комплексы, состоящие из нескольких ускорителей. На рис. 1.47 схематически показан ускорительный комплекс CERN, в котором планируется сталкивать протоны с суммарной энергией 14 ТэВ в системе центра масс. Он носит название LHC (*Large Hadron*

*Collider* – Большой адронный коллайдер<sup>\*)</sup>). По состоянию на 2010 год БАК является самой крупной экспериментальной установкой в мире.

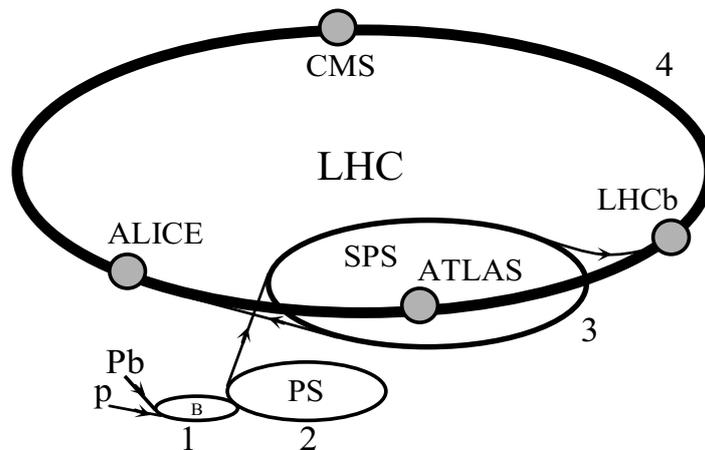


Рис. 1.47. Ускорительный комплекс CERN:  $p$  и  $Pb$  – линейные ускорители протонов и ионов свинца; 1 – бустер (B); 2 – протонный синхротрон (PS); 3 – протонный суперсинхротрон (SPS); 4 – большой адронный коллайдер (LHC); ATLAS, ALICE, CMS, LHCb – детекторы БАК

Траектория протонов  $p$  (и тяжёлых ионов свинца  $Pb$ ) начинается в линейных ускорителях (в точках  $p$  и  $Pb$ , соответственно), где они ускоряются до нескольких МэВ (рис. 1.47). Затем частицы попадают в бустер<sup>\*)</sup> протонного синхротрона PS, в котором ускоряются до энергии 26 ГэВ и инжектируются в протонный суперсинхротрон SPS (450 ГэВ). Наконец, частицы из SPS поступают в туннель Большого адронного коллайдера LHC. Пучки частиц ускоряются в противоположных (встречных) направлениях и на выходе имеют суммарную энергию 14 ТэВ в системе центра масс.

Важной «инструментальной» характеристикой коллайдера является его светимость: чем она больше, тем чаще происходят столкновения частиц из встречных пучков. Светимость зависит от количества частиц в каждом пучке и от того, насколько плотно частицы собраны, то есть насколько хорошо пучок сфокусирован в точке столкновений.

<sup>\*)</sup> Большим БАК назван из-за своих размеров (длина основного кольца ускорителя составляет 26 659 м); адронным – потому, что ускоряет адроны (частицы, состоящие из кварков); коллайдером (англ. *collide* – сталкиваться) – из-за того, что пучки частиц ускоряются в противоположных (встречных) направлениях и сталкиваются в специальных местах – местах расположения детекторов.

<sup>\*)</sup> Бустер (от англ. *boost* – поднимать, усиливать) – промежуточный циклический ускоритель, служащий инжектором для большого циклического ускорителя. Применение бустера позволяет повысить начальную энергию (энергию инжекции) большого циклического ускорителя, что приводит к существенному повышению его предельной интенсивности (из-за ослабления взаимодействия частиц пучка с ростом энергии) и к снижению поперечных размеров камеры ускорителя. Для повышения интенсивности пучка в большом ускорителе производится многократная инжекция частиц из бустера в большое кольцо, в связи с чем рабочий цикл бустера делают возможно более коротким.

Светимость  $L$  выражается в  $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ . Для того чтобы узнать, как часто будет происходить какой-то процесс, надо умножить сечение  $\sigma$  процесса на светимость коллайдера. Например, при проектной светимости БАК  $L = 10^{34} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ , процесс рождения хиггсовского бозона с массой 200 ГэВ, имеющий сечение  $\sigma = 2\cdot 10^{-35} \text{ см}^2$ , будет происходить со средней частотой  $\nu = \sigma L = 0,2 \text{ с}^{-1}$ , т. е. один раз в пять секунд.

Частицы в кольцевом ускорителе летают не сплошным потоком, а разбиты на отдельные компактные сгустки. Поэтому существует несколько возможностей для увеличения светимости ускорителей:

а) увеличение частиц в каждом сгустке. Тут есть естественный предел: одноименно заряженные частицы расталкиваются, и потому слишком много частиц в одном сгустке просто долго не удержат;

б) увеличение количества сгустков. Например, в БАК при проектной светимости  $10^{34} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  будут циркулировать по 2808 сгустков в каждом из двух встречных пучков. Время между столкновениями сгустков будет составлять всего 25 нс. Это накладывает очень жесткие требования на параметры детектора и электронику, считывающую данные. За эти 25 нс надо успеть не только зарегистрировать рожденные частицы, но и передать компьютерам всю собранную информацию, а также «очистить» детектор, подготовив его к приему новой порции частиц (см. п. 1.18.7);

в) сжатие сгустков. Из-за сильного электрического расталкивания сгустки летают по ускорительному кольцу в довольно разреженном состоянии, и только вблизи точек столкновения их сильно сжимают специальные фокусирующие магниты.

Следует отметить, что далеко не всегда нужно стремиться к максимально возможной светимости. Дело в том, что если в каждом сгустке будет очень много частиц, то при каждом столкновении двух встречных сгустков будет одновременно происходить несколько независимых протон-протонных столкновений. Детектор будет «видеть» наложенные друг на друга следы сразу всех этих столкновений, и разобраться в них будет еще тяжелее, чем в случае одного-единственного столкновения. Это нежелательное, но неизбежное при высокой светимости явление называется эффектом нагромождения.

В точках столкновения детекторы (ATLAS, CMS, ALICE, CMSb и др.) фиксируют происходящие события. Детектор CMSb служит для экспериментов с b-адронами; CMS – детектор мюонов; ALICE – детектор тяжелых ионов. Конструкция универсального детектора ATLAS приведена на рис. 1.56. Для устранения влияния космического излучения и других факторов весь комплекс расположен на глубине 100 м под землей.

С помощью Большого адронного коллайдера планируется:

1. Изучение топ-кварков – это самый тяжёлый кварк и, более того, самая тяжёлая из открытых пока элементарных частиц. Согласно последним результатам его масса составляет  $\approx 172$  ГэВ. Из-за своей большой массы топ-кварк до сих пор наблюдался пока лишь на одном ускорителе – Тэватроне (США, FNAL, 1 ТэВ), на других ускорителях просто не хватало энергии для его рождения. Топ-кварки интересуют физиков не только сами по себе, но и как «рабочий инструмент» для изучения хиггсовского бозона.

2. Изучение механизма электрослабой симметрии. Одной из основных целей проекта является экспериментальное доказательство существования бозона Хиггса – частицы, предсказанной Питером Хиггсом в 1960 году в рамках Стандартной модели (см. гл. 2). Бозон Хиггса является квантом так называемого поля Хиггса, при прохождении через которое частицы испытывают сопротивление, представляемое нами как масса. Сам бозон нестабилен и имеет большую массу (более 120 ГэВ). На самом деле физиков интересует не столько сам хиггсовский бозон, сколько хиггсовский механизм нарушения электрослабой симметрии.

3. Изучение кварк-глюонной плазмы. Ожидается, что в ускорителе в режиме ядерных столкновений будут происходить не только протон-протонные столкновения, но и столкновения ядер свинца. При неупругом столкновении двух ядер на ультрарелятивистских скоростях на короткое время образуется и затем распадается плотный и очень горячий комок ядерного вещества. Понимание происходящих при этом явлений (переход вещества в состояние кварк-глюонной плазмы и её остывание) нужно для построения более совершенной теории сильных взаимодействий, которая окажется полезной как для ядерной физики, так и для астрофизики.

4. Поиск суперсимметрии (см. гл. 2). Первым значительным научным достижением экспериментов на БАК может стать доказательство или опровержение «суперсимметрии».

5. Изучение фотон-адронных и фотон-фотонных столкновений. Протоны электрически заряжены, поэтому ультрарелятивистский протон порождает облако почти реальных фотонов, летящих рядом с протоном. Этот поток фотонов становится ещё сильнее в режиме ядерных столкновений из-за большого электрического заряда ядра. Фотоны могут столкнуться как со встречным протоном, порождая типичные фотон-адронные столкновения, так и друг с другом.

6. Также ожидается обнаружение физических явлений вне рамок Стандартной модели. Планируется исследование свойств  $W$ - и  $Z$ -бозонов, ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях, процессов рождения и распада тяжёлых кварков ( $b$  и  $t$ ) и т. д.

### **1.18.7. Детекторы ядерных частиц**

Регистрация заряженных частиц основана на явлении ионизации или возбуждении атомов, которое они вызывают в веществе, пролетая в нем. На этом основана работа таких детекторов, как камера Вильсона, пузырьковая камера, искровая камера, фотоэмульсии, газовые сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы. Незаряженные частицы ( $\gamma$ -кванты, нейтроны, нейтрино) детектируются по вторичным заряженным частицам, возникающим в результате их взаимодействия с веществом детектора. Быстрораспадающиеся частицы регистрируются по их продуктам распада. Большое применение нашли детекторы, позволяющие непосредственно наблюдать траектории частиц.

Детекторы ядерных частиц делятся на два класса: трековые и электронные. В трековых детекторах прохождение заряженных частицы фиксируется в виде пространственной картины следа (трека) этой частицы; картина может быть сфотографирована или зарегистрирована электронными устройствами. К недостаткам трековых детекторов частицы относятся: необходимость поиска событий и сложность автоматизации анализа изображения следа.

В электронных детекторах прохождение частицы вызывает появление на выходе устройства электрического импульса. Прогресс в области ядерной электроники приводит к тому, что всё большее число современных электронных детекторов позволяет получать помимо электрических импульсов и пространственную картину следа заряженных частиц. В экспериментах используются ЭВМ, которые не только запоминают и обрабатывают информацию, получаемую с электронных детекторов, но и управляют условиями опыта.

Основные характеристики детекторов: эффективность – вероятность регистрации частицы при попадании в рабочий объём детектора; пространственное разрешение – точность локализации места прохождения частицы; временное разрешение – минимальный интервал времени между прохождением двух частиц, которые регистрируются как отдельные события; мёртвое время (время восстановления) – интервал времени после регистрации частицы, в течение которого детектор остаётся нечувствительным. Сравнительные характеристики детекторов приведены в табл. 1.5. Рассмотрим более подробно некоторые виды детекторов ядерных частиц.

## Электронные детекторы ядерных частиц

*Пропорциональный счетчик.* Схема пропорционального счетчика с торцовым окошком показана на рис. 1.48. Пропорциональный счетчик состоит из металлической камеры, наполненной газом; внутри камеры по центру укреплена тонкая (диаметром несколько тысячных долей сантиметра) проволоочка. Проволочка связана с источником напряжения и заряжена положительно по отношению к стенкам счетчика. Тонкое алюминиевое или слюдяное окошко на конце счетчика позволяет проходить в него частицам, если только энергия их не слишком мала<sup>\*)</sup>. Напряжение, приложенное к проволоочке, составляет несколько сотен вольт, т. е. недостаточно, чтобы вызвать разряд в газе.

Частица ионизует газ внутри камеры, и образовавшиеся электроны под действием электрического поля направляются к проволоочке. В большей части камеры электрическое поле недостаточно, чтобы на длине свободного пробега сообщить электрону энергию, необходимую для ионизации атомов газа. Однако вблизи тонкой проволоочки поле весьма значительно, и здесь электрон приобретает энергию достаточную для ионизации атомов газа. Ионизация приводит к образованию дополнительных электронов и положительных ионов. Достижимое при этом газовое усиление может иметь порядок  $10^2 \dots 10^4$ .

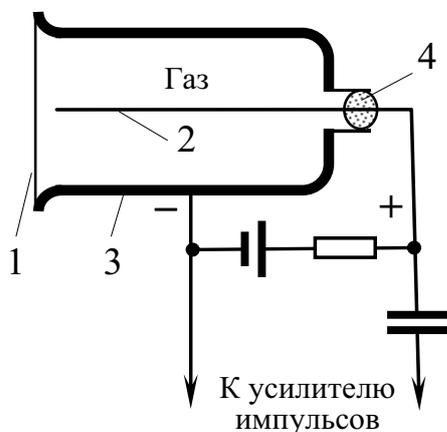


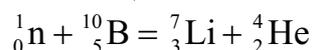
Рис. 1.48. Торцовый пропорциональный счетчик: 1 – тонкое слюдяное (или алюминиевое) окошко; 2 – центральный провод; 3 – металлическая оболочка; 4 – изолятор. Пропорциональные счетчики изготавливаются еще с тонкими стенками и без торцовых окошек. Счетчики Гейгера состоят из тех же деталей, также имеют различную геометрию, наполняются различными газами и на них подаются различные напряжения

Возникающий импульс тока пропорционален числу пар ионов, созданных первичной частицей. Если последняя теряет всю свою энергию в счетчике и останавливается в нем, то величина импульса тока пропорциональна энергии первичной частицы. Импульс тока, проходя через сопротивление утечки (рис. 1.48), вызывает импульс напряжения, который передается в усилитель импульсов, а затем на счетчик импульсов.

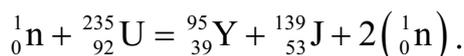
<sup>\*)</sup> Далее, если особо не оговорено, будем считать, что энергия частиц заключена в пределах от 0,2 МэВ до 10 МэВ.

При регистрации фотонов ( $\gamma$ -лучей) ионизирующие частицы появляются в основном вследствие испускания электронов из стенок счетчика, поскольку для фотона с большой энергией вероятность произвести ионизацию непосредственно в газе мала.

Для регистрации быстрых нейтронов используют газовую смесь, содержащую водород. Упругие столкновения нейтронов с протонами приводят к образованию малого количества протонов с большими энергиями, которые затем регистрируются обычным образом. Если нужно считать медленные (тепловые) нейтроны, то счетчик должен быть наполнен газообразным  $\text{BF}_3$ , и взаимодействие с ним нейтронов приводит к образованию заряженных частиц больших энергий по уравнению



(образовавшиеся атомы Li и He движутся столь быстро, что от них при движении через газ электроны отрываются). В другом способе регистрации медленных нейтронов внутренние стенки камеры покрываются слоем  ${}^{235}\text{U}$ , и для получения заряженных частиц используется типичная реакция деления:



*Многопроволочная пропорциональная камера (МПК)* представляет собой систему многих тонких ( $\approx 10$  мкм) параллельных проволочек, расположенных в одной плоскости и являющихся анодами, которые находятся в газовом объеме между двумя плоскими параллельными друг другу и аноду катодами (сплошными или проволочными, рис. 1.49). Таким образом, МПК – это, по существу, система размноженных пропорциональных счётчиков. В типичном случае анодные проволочки удалены друг от друга на 2 мм и от катодов на расстоянии 8 мм. Разность потенциалов между анодом и катодом  $\sim 10^3$  В. Такие параметры МПК обеспечивают газовое усиление  $10^4 \dots 10^5$  и пропорциональность амплитуды сигнала энергии, оставленной частицей в объеме газа.

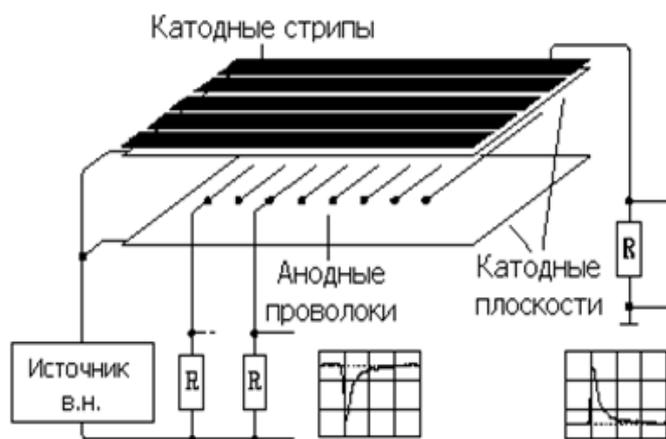


Рис. 1.49. Устройство многопроволочной пропорциональной камеры (МПК)

При прохождении заряженной частицы через МПК образовавшиеся вдоль следа частицы свободные электроны дают начало лавинам, приходящим на анодные проволочки, ближайšie к этим первичным электронам. Электроника регистрирует сигнал с каждой проволочки. Таким образом, приходящие сигналы указывают положение (координаты) частицы в МПК. Для того чтобы получить трёхмерные координаты частицы в большом объёме, используются системы из десятков МПК площадью до  $10 \text{ м}^2$ , располагающихся параллельно одна за другой, с общим числом проволочек несколько десятков тысяч, причём проволочки двух соседних МПК натянуты взаимно перпендикулярно. Типичное пространственное разрешение современной МПК 50...300 мкм. Временное разрешение несколько наносекунд. Энергетическое разрешение пропорциональной камеры  $\approx 10 \%$ . МПК применяют, главным образом, в исследованиях элементарных частиц на ускорителях высоких энергий. МПК были разработаны Г. Черпаком в 1968 г., что было отмечено Нобелевской премией 1992 г.

*Счетчик Гейгера.* Конструкция этого счетчика аналогична конструкции изображенного на рис. 1.48 пропорционального счетчика, но к счетчику Гейгера прикладывается напряжение, достаточное для того, чтобы ионизация, созданная в нем первичной частицей, привела к разряду, распределяющемуся вдоль центральной проволочки. Таким образом, даже одна пара ионов, образованная одной первичной частицей, может вызвать разряд.

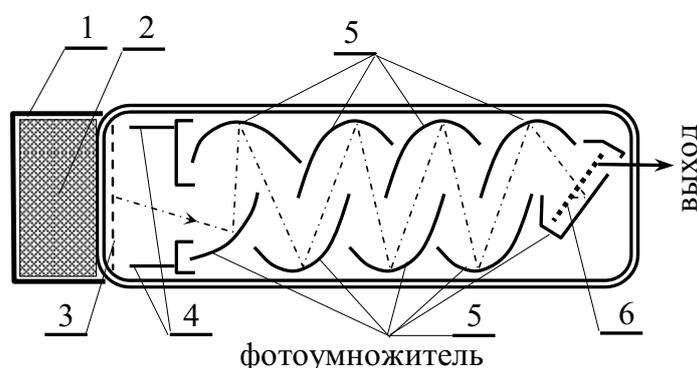
Как и в пропорциональном счетчике, в счетчике Гейгера большинство актов ионизации происходит в непосредственной близости к центральной проволочке. Электроны из этой области быстро удаляются сильным электрическим полем, и в ней остается положительный пространственный заряд, создаваемый положительными ионами, которые движутся значительно медленнее электронов. Положительный пространственный заряд сильно ослабляет электрическое поле вблизи проволочки и разряд прекращается. Сформировавшийся таким образом импульс направляется в счетную схему. Высота импульса зависит от напряжения, приложенного к счетчику, но не зависит от того, велика или мала начальная энергия регистрируемой частицы, т. е. не зависит от степени ионизации, созданной первичной частицей.

После прекращения импульса тока счетчик Гейгера не сразу восстанавливает способность регистрировать приход следующей частицы ионизирующего излучения. Положительный пространственный заряд не позволяет образоваться импульсу тока в течение некоторого времени (мертвого времени), пока этот заряд не рассосется. И даже по истечении

мертвого времени импульсы будут малы, пока не исчезнет весь пространственный заряд (время восстановления). Мертвое время, как и время восстановления, имеет порядок 100 мкс.

Ценным качеством счетчика Гейгера является то, что он дает на выходе высокие и постоянные по величине импульсы, что позволяет обрабатывать их с помощью сравнительно простых электронных схем. Недостатками его являются: сравнительно большое время восстановления и то, что он не дает сведений об энергии регистрируемых частиц.

*Сцинтилляционный счетчик.* В сцинтилляционном счетчике (рис. 1.50) влетающая частица вызывает вспышку света в люминесцирующем кристалле. Обычно применяются кристаллы (или жидкие органические сцинтилляторы) с коротким временем высвечивания  $\sim 10^{-8}$  с. Кристалл со всех сторон, за исключением одной, покрывается алюминиевым отражающим слоем (сильно отражающей краской), а непокрытая сторона плотно прилегает к фотокатоду фотоумножителя. Фотоумножитель обычно имеет усиление  $10^6 \dots 10^9$ , а эффективность фотокатода составляет около  $1/20$  электрона на фотон<sup>\*</sup>). Следовательно, на каждый фотон люминесценции кристалла в выходной цепи фотоумножителя создается заметный импульс тока.



*Рис. 1.50. Сцинтилляционный счетчик. Падающая частица большой энергии возбуждает люминесценцию в кристаллофосфоре (сцинтилляторе), и этот свет выбивает фотоэлектроны из внутреннего покрытия (фотокатода) на конце трубки фотоумножителя: 1 – алюминиевое отражающее покрытие; 2 – сцинтиллятор; 3 – полупрозрачный фотокатод; 4 – фокусирующие электроды; 5 – диодная система; 6 – коллекторная сетка (анод)*

В кристалле толщиной в несколько сантиметров содержится значительно больше атомов, чем в газе, наполняющем пропорциональный

<sup>\*</sup>) Это, конечно, средняя эффективность; очень важны флуктуации этой величины, особенно в том случае, когда входящая в счетчик частица образует лишь несколько фотонов. 20 фотонов образуют в среднем один фотоэлектрон, но могут образовать нуль, два и даже более фотоэлектронов.

счетчик или счетчик Гейгера обычных размеров. Поэтому первичная частица ( $\gamma$ -квант или электрон большой энергии), которая могла бы в пропорциональном счетчике потерять лишь малую долю своей энергии, в сцинтилляционном счетчике сможет отдать всю энергию. Обычно измеряется амплитуда импульса от сцинтилляционного счетчика, и это позволяет определять энергию частицы, остановившейся в счетчике, если известна ее природа, или же тип частицы – по измеренным значениям ее энергии или импульса.

Другим преимуществом сцинтилляционных счетчиков является большая скорость их срабатывания. Например, для кристалла йодистого натрия, активированного таллием, время высвечивания составляет всего лишь  $3 \cdot 10^{-7}$  с. В качестве быстрого сцинтиллятора широко применяется органический люминофор терфенил в полистироле с временем высвечивания  $\sim 10^{-9}$  с. Жидкие органические сцинтилляторы, например однопроцентный раствор *p*-терфенила в толуоле, не только имеют еще меньшее время высвечивания, но и без особого труда могут быть изготовлены крупногабаритными (объемом в несколько литров).

*Полупроводниковый детектор.* В качестве детектора ядерных частиц используется *p-n*-переход (рис. 1.51).

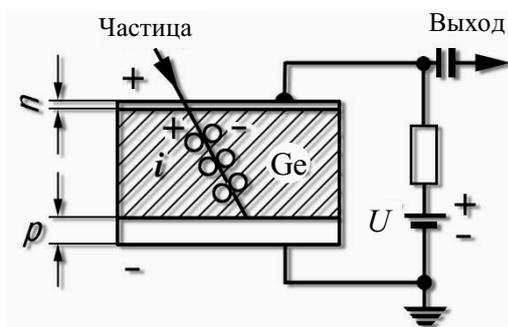


Рис. 1.51. Схематическое изображение полупроводникового детектора (штриховкой выделена чувствительная область): *n* – полупроводник с электронной проводимостью; *p* – полупроводник с дырочной проводимостью; *Ge* – германий, имеющий собственную проводимость (*i*); *U* – напряжение постоянного источника

Геометрия и принцип его действия аналогичны таковым для солнечных батарей (см. Квантовая физика, п. 6.5). Поток носителей заряда создается электронно-дырочными парами, образованными в переходной области налетающей частицей. Например, в германии на образование одной такой пары налетающая частица тратит примерно 2,1 эВ (в кремнии – 3,5 эВ). Если частица останавливается в детекторе, то по высоте импульса тока можно точно измерить ее энергию. Полупроводниковые детекторы можно сделать весьма малогабаритными (для внесения в живые ткани); они неприхотливы в работе, и их можно располагать, например, на спутниках для измерения космических излучений. Детекторы, обладающие мелкоячеистой структурой, позволяют получать пространственную картину следа заряженных частиц на экране видеодисплея. Важным свойством таких детекторов является высокое вре-

менное разрешение ( $\sim 10^{-9}$  с) и возможность варьированием напряжения  $U$  изменять ширину их чувствительной области.

*Микростриповые детекторы.* Для очень точного определения координат частиц используют полупроводниковые микростриповые детекторы. Они представляют собой пластины монокристалла кремния, на одну из поверхностей которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии  $\approx 20$  мкм, а другая покрывается металлическим слоем (рис. 1.52).

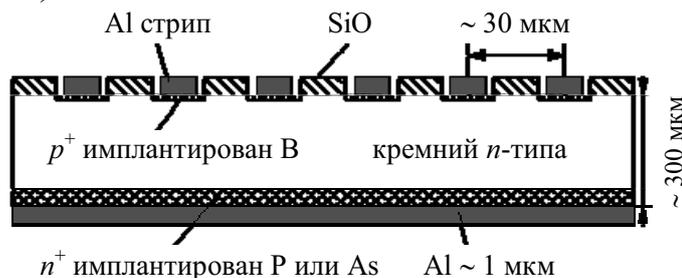


Рис. 1.52. Устройство кремниевого микрострипового детектора

На электроды подается напряжение несколько вольт. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, двигаются к ближайшим электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов уступает только ядерным эмульсиям и достигает 10 мкм. Временное разрешение —  $10^{-8}$  с.

*Черенковский счетчик.* При движении заряженной частицы сквозь вещество со скоростью, превышающей скорость света в этом веществе, она испускает слабое электромагнитное излучение, называемое черенковским. Кванты этого излучения испускаются под углом  $\theta$  к вектору скорости частицы, причем  $\cos\theta = v_i/v$ , где  $v_i = c/n$  — отношение скорости света в вакууме  $c$  к показателю преломления среды  $n$ , а  $v$  — скорость частицы.

Несмотря на то, что интенсивность черенковского излучения составляет лишь несколько процентов от интенсивности, получаемой при сопоставимых условиях в сцинтилляторе, явление Черенкова положено в основу детектора, весьма важного для экспериментальной физики высоких энергий. Дело в том, что черенковский счетчик обладает энергетическим порогом. Частица, летящая со скоростью  $v < v_i$ , не испускает черенковского излучения, и это обстоятельство позволяет сразу исключить фон медленных частиц, всегда присутствующий в экспериментах с частицами высоких энергий. Далее, когда  $v > v_i$ , излучение, выходящее под углом, может быть с помощью оптической системы направлено в фотоумножитель. Таким образом, фотоумножитель будет давать импульсы только тогда, когда через счетчик пройдет частица, скорость которой

удовлетворяет соотношению  $\cos\theta = v_i/v$ . В результате появляется возможность точно измерить скорость частицы, а в совокупности с результатами измерения ее импульса (или энергии) это позволяет найти ее массу.

### Трековые детекторы ядерных частиц

Трековые детекторы ядерных частиц – детекторы заряженных частиц и ядерных фрагментов, регистрация которых сопровождается появлением наблюдаемых следов (треков), повторяющих траекторию частицы. По этой причине трековые детекторы частиц часто называют визуальными. К ним относят конденсационные камеры (например, камера Вильсона), пузырьковую, стримерную и искровую камеры, ядерные фотоэмульсии и твердотельные плёночные детекторы. Механизмы действия трековых детекторов частиц весьма разнообразны.

В развитии ядерной физики, физики элементарных частиц трековые детекторы частиц сыграли выдающуюся роль. С их помощью были обнаружены ядерные реакции и реакции взаимодействия и распада элементарных частиц, а также открыт ряд элементарных частиц – позитрон (1932 г.), мюон (1936 г.), заряженные пионы (1947 г.) и т. д. Трековые детекторы частиц (за исключением конденсационных камер) широко используются и в современных ядерно-физических экспериментах.

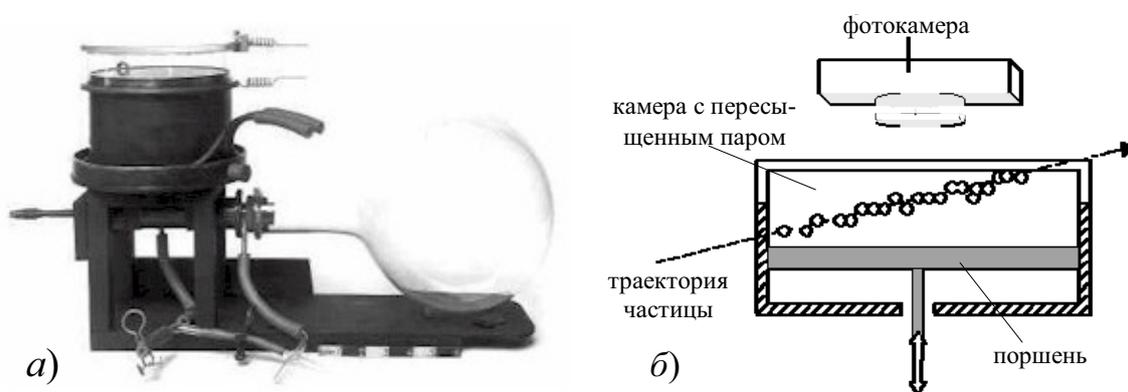


Рис. 1.53. Камера Вильсона 1912 г. (а); принцип работы камеры (б).  
Магнитное поле не показано

*Камера для визуализации треков заряженных частиц.* Создана Ч. Вильсоном в 1912 г. В камере Вильсона следы заряженных частиц становятся видимыми благодаря конденсации пересыщенного пара на ионах, образованных заряженной частицей в газе. Возникшие на ионах капли жидкости вырастают до больших размеров, и при достаточно сильном освещении их можно сфотографировать (рис. 1.53). Пересыщение в камере Вильсона определяется отношением давления пара  $p_1$  к давлению насыщенных паров  $p_2$  при температуре, устанавливающейся после почти адиабатного расширения газа. Величина пересыщения,

необходимая для образования капель на ионах, зависит от природы пара и знака заряда иона. Так, водяной пар конденсируется преимущественно на отрицательных ионах, пары этилового спирта – на положительных. В камере Вильсона чаще используют смесь воды и спирта, в этом случае требуемое пересыщение  $p_1/p_2 = 1,62$ , что является минимальным из всех возможных значений (снимок трека частицы приведен на рис. 1.54, б).

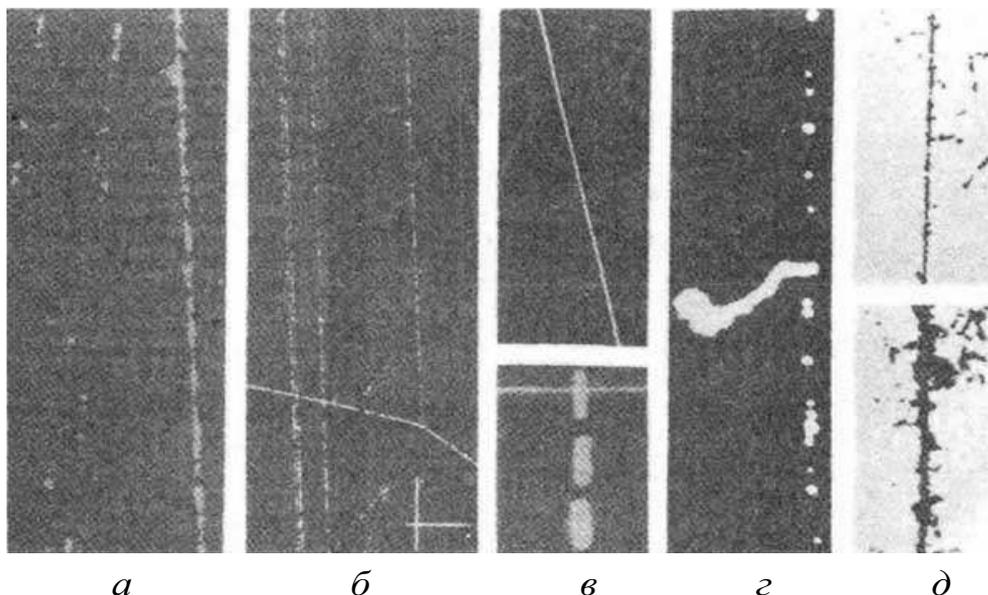


Рис. 1.54. Фотографии следов быстрых заряженных частиц в трековых детекторах:  
*а* – камера Вильсона; *б* – пузырьковая камера; *в* – искровая камера;  
*г* – стримерная камера; *д* – ядерная фотоэмульсия

Для работы камеры Вильсона оптимально давление от 0,1 до 2 атм; при более высоких давлениях работа затруднена необходимостью очищать камеру от капель, оставшихся после расширения. С ростом давления увеличивается также время нечувствительности (мёртвое время) камеры Вильсона. Для измерения импульсов частиц, регистрируемых в камере Вильсона, её помещают в магнитное поле; для увеличения количества вещества, проходимого частицей (скорости ионизационных потерь энергии), в камере Вильсона располагают пластины из плотного материала, оставляя между ними зазоры для наблюдения следов (треков) частиц.

Важным усовершенствованием, удостоенным в 1948 г. Нобелевской премии (П. Блэкетт), явилось создание управляемой камеры Вильсона. Специальные счётчики отбирают события, которые должны быть зарегистрированы камерой Вильсона, и «запускают» камеру лишь для наблюдения таких событий. Эффективность камеры Вильсона, работающей в таком режиме, многократно возрастает. «Управляемость» камеры Вильсона объясняется тем, что можно обеспечить очень высо-

кую скорость расширения газовой среды и камера успевает отреагировать на запускающий сигнал внешних счётчиков.

В настоящее время камера Вильсона практически вытеснена пузырьковой камерой, обладающей большим быстродействием и поэтому более пригодной к работе на современных ускорителях заряженных частиц.

*Пузырьковая камера.* Если находящуюся под давлением жидкость нагреть до температуры, близкой к точке ее кипения при этом давлении, а затем резко сбросить давление, то жидкость закипит. Образование пузырьков при кипении обычно начинается на выступающих участках стенок сосуда или на посторонних частицах, которые служат центрами парообразования. Если спустя несколько миллисекунд после сброса давления через жидкость пройдет ионизирующая частица, то ионизация вызовет местный нагрев жидкости, что приведет к образованию пузырьков вдоль трека частицы. Пузырьковая камера и представляет собою объем жидкости в таком «ждущем» перегретом состоянии. Непосредственно после своего образования пузырьки фотографируются (см., например, рис. 2.6, гл. 2).

Пузырьковая камера особенно хорошо приспособлена к задачам экспериментальной физики высоких энергий, использующей ускорители заряженных частиц. Камеру можно делать чувствительной всякий раз, когда очередная порция частиц поступает из ускорителя. Большой ее объем и высокая плотность рабочего вещества (по сравнению с газовыми детекторами) позволяют регистрировать большое число интересных процессов столкновений, в которых участвуют даже частицы с энергиями в тысячи МэВ. Камера обычно работает в магнитном поле, что позволяет различать частицы по знаку их электрического заряда, а также определять их импульсы и массы. Наиболее удобным для наполнения таких камер, несмотря на его дороговизну и взрывоопасность, является жидкий водород. Поскольку в этом случае единственным родом нуклонов в камере являются протоны, это существенно облегчает расшифровку происходящих в ней событий, подобных показанному на рис. 1.54, б.

*Искровая камера.* История искровой камеры начинается с 1949 г., когда Дж.У. Койффел (*J.W. Keuffel*) впервые наблюдал искровой разряд между параллельными пластинами, вызванный прохождением частицы. Действие искровой камеры основано, как и в случае счетчика Гейгера, на использовании газового разряда, вызываемого влетевшей частицей. Однако, в отличие от счетчика Гейгера, искровая камера, аналогично пузырьковой камере, позволяет наблюдать треки частиц.

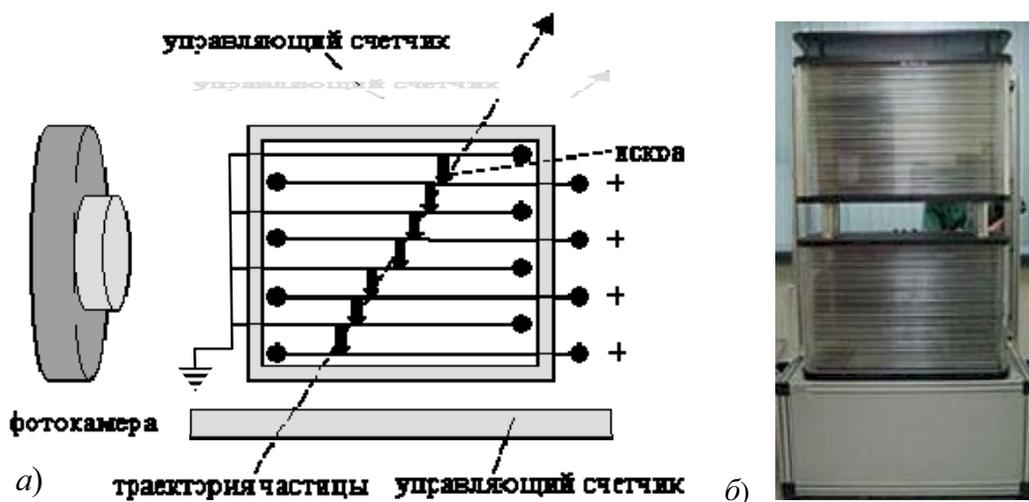


Рис. 1.55. Искровая камера: а – принцип работы искровой камеры, управляющие счётчики включены в схему совпадений; б – внешний вид двухсекционной искровой камеры, магнитное поле не показано

Обычная искровая камера представляет собой набор тонких параллельных пластин, отстоящих друг от друга на несколько миллиметров (рис. 1.55, а). Первая, третья, пятая и т. д. пластины заземлены, а вторая, четвертая, шестая и т. д. – связаны с источником напряжения. Это напряжение имеет постоянную составляющую порядка 100 В, создающую очищающее поле, и значительно большую импульсную составляющую, которая почти достаточна для того, чтобы вызвать разряд между соседними пластинами.

Влетевшая в такое устройство заряженная частица оставляет за собой ионизованный след. Если в течение нескольких микросекунд после этого, пока электроны в следе еще остаются свободными (не присоединившимися к молекулам газа и не покинувшими объем газа), к пластинам приложить импульс высокого напряжения длительностью  $\sim 10^{-7}$  с, то между каждой парой пластин вдоль всего следа частицы проскочат маленькие локализованные искры. Фотографирование всех отдельных искр позволяет получить все отрезки траектории частицы между пластинами (рис. 1.54, в и рис. 1.55, а).

В этой камере, как и в пузырьковой, можно наблюдать все события при столкновениях частиц с атомами газа, а также измерять их импульсы, накладывая на камеру магнитное поле. После окончания импульса высокого напряжения в камере остается малое постоянное поле, очищающее ее от ионов и тем самым подготавливающее ее к следующему импульсу. Искровая камера имеет важное преимущество перед пузырьковой камерой в том, что она может быть сделана чувствительной на очень короткое время (десятые доли микросекунды). Допустим, напри-

мер, что в интенсивном пучке частиц из ускорителя на высокие энергии образуется сравнительно редкая частица. Сцинтилляционный или черенковский (см. выше) счетчики, связанные с соответствующими электронными схемами, могут дать сигнал о ее появлении, вслед за этим на искровую камеру подается импульс высокого напряжения. Это позволяет получить трек редкой частицы, и вместе с тем весьма маловероятно, чтобы в крайне короткий период чувствительности камеры какая-либо из значительно более многочисленных частиц фона смогла образовать другой искровой трек в камере. В результате искровая камера позволяет изучать редкие события и процессы без мешающего и даже приводящего иногда к ошибочным результатам фона более распространенных событий (см. рис. 1.54, в).

*Стримерная камера* – разновидность искровой камеры, в которой разряд, вызванный более коротким импульсом высокого напряжения, обрывается на стримерной стадии искрового разряда. Впервые стримерная камера создана в 1963 г. Г.Е. Чиковани с сотрудниками и независимо Б.А. Долгошеиным с сотрудниками. Обычно стримерные камеры имеют размеры  $1,0 \times 0,5 \times 0,5 \text{ м}^3$  (одна из самых больших камер имеет длину 8 м). В качестве газа используют He,  $\text{H}_2$ , смеси He + He, He +  $\text{CH}_4$ ,  $\text{D}_2$  +  $\text{CH}_4$  при давлении  $p = 1 \text{ атм}$ .

Стримерная камера представляет собой заполненный газом объём, содержащий плоскостепенные электроды. После прохождения заряженной частицы, вызвавшей ионизацию газа вдоль траектории, на эти электроды подаётся очень короткий импульс высокого напряжения, длительностью  $10^{-8} \text{ с}$ , что обеспечивает прекращение развития разряда. Начальная стадия разряда – электронные лавины, переходящие в стримеры (положительный и отрицательный) – узкие светящиеся каналы, газ в которых ионизован (см. Электричество и магнетизм, п. 7.11). Фронт стримера движется со скоростью до  $4 \cdot 10^6 \text{ м/с}$  в полях  $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ . Стримеры формируются вдоль электрического поля, стартуя от электронов начальной ионизации и обрываясь на длине в нескольких миллиметрах. Стримеры, являющиеся самосветящимися объектами, фиксируются на фотоплёнке, и по снимкам определяются координаты треков частиц (рис. 1.54, з).

Чаще всего стримерные камеры используют как магнитные спектрометры с мишенью, расположенной в их объёме. С помощью стримерной камеры можно изучать взаимодействие частиц в газе, заполняющем камеру, а также в мишенях из разных материалов, расположенных перед стримерной камерой или в объёме камеры.

По контрастности изображения и координатной разрешающей способности стримерные камеры уступают пузырьковым камерам, однако управляемость позволяет использовать их для исследования процессов, имеющих малые вероятности.

Улучшение координатного разрешения можно достичь в стримерных камерах высокого давления, т. к. размеры лавины с увеличением давления газа уменьшаются. В миниатюрных стримерных камерах высокого давления размером  $40 \times 40 \times 5 \text{ мм}^3$ , работающих на смеси Ne (90 %) + He (10 %) при  $p = 20$  атм, получены стримеры диаметром 50 мкм, при ширине трека  $\sim 100$  мкм.

Выделившееся в канале джоулево тепло и расширение стримера со сверхзвуковой скоростью вызывают уменьшение плотности газа и, следовательно, уменьшение показателя преломления в канале. Поэтому дальнейшего улучшения пространственного разрешения можно достичь, регистрируя не свечение стримера, а рассеяние света на оптических неоднородностях в стримерных каналах при освещении их лазерным источником и голографическим съёмом информации при освещении стримерного канала импульсным лазером. При этом возможна более точная локализация трека, т. к. ядро изображения элементов трека в голограмме значительно меньших размеров, чем изображение того же элемента на обычной фотографии. При обработке голограммы появляется возможность восстанавливать трёхмерное изображение трека.

*Фотографические детекторы.* Фотографическая пленка может быть использована в качестве детектора ядерных частиц так же, как и в случае рентгеновских лучей или электронов. Почернение пластинки или пленки пропорционально ионизации, вызываемой первичными частицами. Однако наибольшее распространение получили ядерные фотографические эмульсии.

Треки в ядерной фотографической эмульсии возникают вследствие активации ионизирующей частицей микрокристаллов AgBr и образования на них при последующем проявлении зёрен металлического серебра. На фотографии (рис. 1.54, д) приведен проявленный участок толстой фотографической эмульсии, которая была экспонирована на быстрых нейтронах. Нейтрон столкнулся с протоном (в органических соединениях, входящих в состав желатины эмульсии, имеется много атомов водорода), протон получил энергию в несколько десятков тысяч или даже миллионов электронвольт и, двигаясь, вызвал сильную ионизацию на своем пути. Отдельные проявленные зерна можно сосчитать, а длину пути протона – непосредственно промерить. Из пробега можно определить энергию протона. Разумеется, нейтроны на рис. 1.54, д не видны, но фотографическая эмульсия послужила детектором нейтронов.

Фотографические эмульсии нашли особенно широкое применение в физике высоких энергий благодаря высокой тормозной способности, что позволяет получать полные траектории пробега частиц в веществе. Например, сложный процесс столкновения, сопровождающийся рождением мезона или гиперона, можно изучать, анализируя направления и плотность зерен серебра в треках, выходящих из точки столкновения частиц. Плотность проявленных зерен вдоль трека приблизительно пропорциональна скорости ионизационных потерь энергии частицей  $-dE/dx$ , так что фотографическая плотность трека позволяет получать информацию о массе или энергии частицы, которой принадлежит этот след.

К ядерным эмульсиям функционально примыкают диэлектрические детекторы (стёкла, слюды, природные и синтетические кристаллы, органические полимеры), которые избирательно чувствительны к многозарядным ионам и осколкам деления ядер. В них, как и в фотоэмульсиях, возникает скрытое изображение в форме остаточных дефектов вдоль трека частицы, которые выявляются химическим травлением. Следы тяжёлых частиц наблюдаются под микроскопом как каналы или лунки диаметром в десятки и сотни микрометров. Диэлектрические детекторы имеют высокую эффективность регистрации и низкий уровень фона. Они не чувствительны к свету,  $\alpha$ -частицам,  $\gamma$ -излучению, высокоэнергичным малозарядным частицам. Их используют и для регистрации нейтронов по осколкам деления ядер, которое эти нейтроны вызывают.

Таблица 1.5

*Сравнительные характеристики некоторых детекторов*

Детектор	Пространственное разрешение	Временное разрешение	Время восстановления
	мкм	с	с
Пропорциональный счётчик	$10^4$	$10^{-7}$	$10^{-5}$
Многопроволочная пропорциональная камера	50...300	$10^{-7}$	$10^{-4}$
Счётчик Гейгера	$10^4$	$10^{-6}$	$10^{-4}$
Сцинтилляционный счётчик	$10^4$	$10^{-9}$	$10^{-8}$
Полупроводниковый детектор	100...1000	$10^{-9}$	$10^{-9}$
Микростриповые детекторы	10	$10^{-8}$	$10^{-8}$
Черенковский счётчик	$10^4$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-9}$
Камера Вильсона	500...1000	$10^{-1}$	$10^{-2}$
Пузырьковая камера	50	$10^{-3}$	1
Искровая камера	500...1000	$10^{-7} \dots 10^{-6}$	$10^{-5} \dots 10^{-4}$
Стримерная камера	100...500	$10^{-8} \dots 10^{-7}$	$10^{-5} \dots 10^{-4}$
Фотоядерные эмульсии (диэлектрические детекторы)	1...10	—	—

Современные измерительные установки в физике высоких энергий представляют собой сложные системы, включающие десятки тысяч счетчиков, сложную электронику и способны одновременно регистрировать десятки частиц, рождающихся в одном столкновении. В качестве примера приведем установку ATLAS, которая предназначена для работы на Большом адронном коллайдере (рис. 1.56).

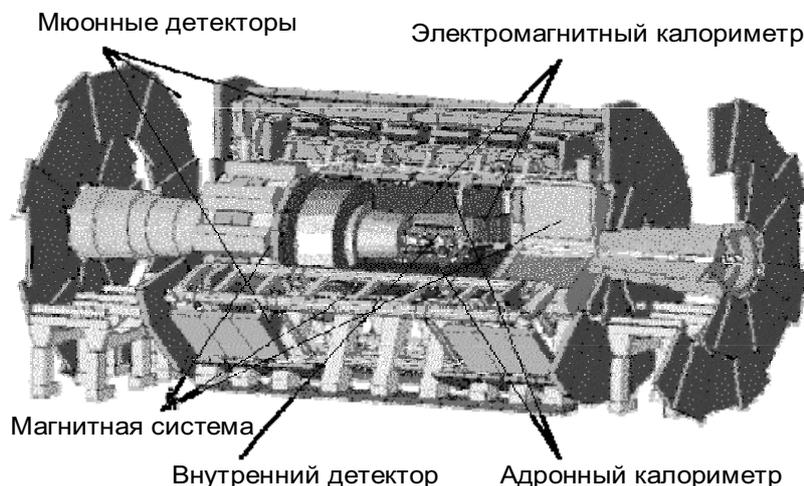


Рис. 1.56. Установка ATLAS. Ускорительный комплекс CERN (LHC)

Основная задача установки ATLAS – поиск Хиггсовских бозонов. Область соударения пучков окружена внутренним детектором. Он помещен в соленоид, который обеспечивает внутри детектора магнитное поле. Задача детектора – определить точки соударения протонов и траектории вторичных частиц, которые образуются в результате соударения. Для этого применяются кремниевые детекторы (их в установке 12 тысяч) и детектор переходного излучения, состоящий из 440 тысяч дрейфовых трубок.

Кремниевые детекторы обеспечивают измерение траектории частиц по 6 точкам с точностью 22 мкм, дрейфовые трубки – по 36 точкам с точностью 150 мкм. Внутренний детектор заключен в оболочку калориметров. Они обеспечивают прецизионное измерение энергий электронов, фотонов, «струй» адронов, возникающих при адронизации кварков, и «недостающей» энергии, уносимой нейтрино или другими слабо взаимодействующими частицами, например суперсимметричными партнерами. За калориметрами, в которых поглощаются все электроны, фотоны и адроны, расположены мюонные детекторы. Мюоны имеют высокую проникающую способность и слабо поглощаются в калориметрах. Поэтому практически все зарегистрированные мюонной системой заряженные частицы являются мюонами. Результаты измерений, полученные с помощью мюонной системы (внешней трековой систе-

мы), анализируются совместно с данными внутреннего детектора для полной идентификации частиц. Электронная система установки способна выделять 100 «интересных» событий в секунду из 1 миллиарда. В проекте ATLAS задействовано более полутора тысяч участников из 47 стран.

### Основные выводы

Свойства ядерных сил:

1. Малый радиус действия ядерных сил ( $a \simeq 1$  Фм).
2. Большая величина ядерного потенциала  $U \sim 50$  МэВ.
3. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
4. Тензорный характер взаимодействия нуклонов.
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
6. Ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения.
7. Зарядовая независимость ядерных сил.
8. Обменный характер ядерного взаимодействия.
9. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ( $r \gg 1$  Фм) сменяется отталкиванием на малых ( $r < 0,5$  Фм).

Размеры ядер можно определить, используя дифракционное рассеяние электронов при высоких энергиях, а также упругое рассеяние  $\alpha$ -частиц или поглощение нейтронов. Радиус ядер хорошо определяется эмпирической формулой  $R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) A^{1/3}$ .

Если электрон «нацелен» в край ядра, имеющего заряд  $Ze$  и радиус  $R$ , то, согласно классической механике, его угол отклонения определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) = k_0 \frac{Ze^2}{Rpv} \quad \text{или} \quad R = \frac{k_0 Ze^2}{pv \operatorname{tg}(\theta_{\max}/2)}.$$

Угол  $\theta$  отклонения  $\alpha$ -частицы зависит от прицельного параметра  $b$ . Если  $\alpha$ -частица с энергией  $K$  и зарядом  $+Z_1e$  «налетает» на ядро, имеющего заряд  $+Z_2e$ , то, согласно классической механике, угол отклонения определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{r_{\min}}{2b} = \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{2bK},$$

что позволяет оценить радиус ядра из условия  $R < r_{\min}$ .

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени описывается формулой Резерфорда:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Omega} = \left( \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)},$$

из которой следует, что произведение

$$\frac{dN}{d\Omega} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = N \left( \frac{k_0 Z_1 Z_2 e^2}{4K} \right)^2$$

должно оставаться постоянным для данного рассеивающего вещества и при заданной плотности потока  $N$ .

Сечение рассеяния нейтронов высоких энергий на ядрах мишени записывается в виде

$$\sigma = \frac{1}{nx} \cdot \ln \frac{N_{\text{пад}}}{N}.$$

Следовательно, радиус  $R$  ядра можно определить, учитывая, что  $\sigma = \pi R^2$ .

Фундаментальное взаимодействие между двумя нуклонами можно приближенно описать прямоугольной ямой радиусом  $R = 2,3 \cdot 10^{-15}$  м и глубиной 29 МэВ (в случае, когда спины нуклонов параллельны). В таком потенциале низшей нуклонной стоячей волне соответствует уровень с энергией  $E = -2,24$  МэВ, что представляет собой экспериментальное значение энергии связи дейтрона.

В ядрах с большим числом нуклонов эффективная глубина ямы увеличивается примерно до 42 МэВ. Подстановка в формулу для энергии Ферми  $K_F$  известного значения плотности нейтронов дает  $K_F = 34$  МэВ. Соответствующий энергетический уровень нейтрона  $E = K_F + U = (34 - 42)$  МэВ =  $-8$  МэВ. Протон с максимальной энергией будет находиться в ядре несколько выше этого энергетического уровня, так что энергия, необходимая для удаления протона или нейтрона из типичного ядра средней массы, составляет 8 МэВ. Эта модель потенциальной ямы, с учетом наблюдаемого на опыте спин-орбитального взаимодействия, лежит в основе оболочечной модели ядра, из которой мы получаем значения магических чисел (2, 8, 20, 50, 82, 126) для наиболее сильно связанных ядер.

В рамках капельной модели энергия связи атомных ядер при  $A > 15$  хорошо описывается полуэмпирической формулой Вайцзеккера:

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \frac{a_5}{A^{3/4}}.$$

Взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения квантов ядерного поля –  $\pi$ -мезонов. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами. Взаимодействие между нуклонами,

возникающее в результате обмена квантами массы  $m$ , соответствует потенциалу Юкавы:

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}.$$

Характеристики альфа-распада можно получить, используя представление о квантово-механическом проникновении сквозь кулоновский барьер. Среднее время жизни  $\tau$  относительно альфа-распада дается выражением

$$\tau \approx \frac{2R}{v} \frac{|\Psi_{\text{внутр}}|^2}{|\Psi_{\text{внеш}}|^2}.$$

Если первоначально имеется  $n_0$  радиоактивных ядер, то спустя время  $t$  число ядер  $n = n_0 \exp(-t/\tau)$  – закон радиоактивного распада.

Ядро в возбужденном состоянии может самопроизвольно испускать фотон точно так же, как это происходит в случае возбужденного атома. Этот процесс называется гамма-распадом. Бета-распад имеет аналогичное квантово-механическое объяснение, с той лишь разницей, что вместо фотона испускается пара электрон–нейтрино.

Производство плутония основано на облучении  $^{238}\text{U}$  нейтронами, ведущем к образованию изотопа  $^{239}\text{U}$ , который в результате бета-распада превращается в  $^{239}\text{Np}$ , а затем после еще одного бета-распада в  $^{239}\text{Pu}$ . При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  испытывают деление. Продукты деления характеризуются более сильной связью ( $\sim 1$  МэВ на нуклон), благодаря чему в результате деления одного ядра высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

Энергия выделяется также при синтезе двух легких ядер, таких как D, T или  $^6\text{Li}$ . Для сближения двух положительно заряженных ядер до области действия ядерных сил притяжения, способных превратить их в более сильно связанное ядро больших размеров, требуются чрезвычайно высокие температуры ( $\sim 10^8$  К). Для положительного выхода энергии термоядерного реактора необходимо чтобы мощность термоядерной реакции превышала мощность дополнительных потерь. Это условие определяется критерием Лоусона:

$$n\tau > \frac{\sqrt{3m_0kT}}{q\sigma(T)}.$$

Например, для DT-реакции необходимо, чтобы произведение плотности  $n$  на время  $\tau$  жизни плазмы удовлетворяло условию:  $n\tau > 5 \cdot 10^{19}$  с/м<sup>3</sup>.

## Упражнения

1. Допустим, что нейтрон состоит из сердцевинки радиусом  $R_c = 0,1$  фм и зарядом  $+e$ , окруженной заряженным облаком, имеющим радиус 1 фм и заряд  $-e$ . На какой угол  $\theta_{\text{макс}}$  отклоняются при рассеянии на сердцевинке электроны с энергией 10 ГэВ?

2. Альфа-частицы с кинетической энергией  $K = 6,5$  МэВ испытывают резерфордовское рассеяние на ядре золота  $^{197}\text{Au}$ . Определите: 1) параметр столкновения  $b$  для альфа-частиц, наблюдаемых под углом  $\theta = 90^\circ$ ; 2) минимальное расстояние  $r_{\text{мин}}$  сближения альфа-частиц с ядром; 3) кинетическую ( $K'$ ) и 4) потенциальную ( $U'$ ) энергии альфа-частиц в этой точке.

3. Чему равна электростатическая потенциальная энергия двух протонов, расположенных на расстоянии 1 фм друг от друга?

4. Каково расстояние между соседними нуклонами, если в кубическом сантиметре вещества содержится  $1,38 \cdot 10^{24}$  нуклонов? (Предполагается, что нуклоны образуют кубическую решетку.)

5. Оцените плотность ядерной материи.

6. Масса нейтрального атома  $^{16}\text{O}$   $m_{\text{ат}}(A, Z) = 15,9949$  а.е.м. Определите удельную энергию связи ( $E_{\text{уд}}$ ) ядра  $^{16}\text{O}$ .

7. На каком расстоянии интенсивность пучка мюонов с кинетической энергией  $K = 0,5$  ГэВ, движущихся в вакууме, уменьшается до половины первоначального значения?

8. Найдите электростатическую потенциальную энергию протона на поверхности ядра меди.

9. Рассмотрите возможность присутствия электронов в ядрах, используя соотношение неопределенностей.

10. Значение энергии в реакции распада  $^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow ^{222}_{86}\text{Rn} + ^4_2\text{He}$  равно 4,88 МэВ. Как распределяется энергия реакции между продуктами распада, если ядро радия первоначально находится в покое?

11. Если период полураспада радия 1600 лет, то какая доля образца радия распадается по прошествии 3200 лет?

12. Что продолжительнее – 3 периода полураспада или 2 средних времени жизни?

13. Какой процент радиоактивного образца распадается на протяжении одного времени жизни? А на протяжении двух времен жизни?

14. Активность препарата  $^{32}\text{P}$  равна 2 мкКи. Какова масса этого препарата?

15. Во сколько раз число распадов ядер радиоактивного иода  $^{131}\text{I}$  в течение первых суток больше числа распадов в течение вторых суток? Период полураспада изотопа  $^{131}\text{I}$  равен 193 часам.

16. Определите верхнюю границу возраста Земли, считая, что весь имеющийся на Земле  $^{40}\text{Ar}$  образовался из  $^{40}\text{K}$  в результате е-захвата. В настоящее время на каждые 300 атомов  $^{40}\text{Ar}$  приходится один атом  $^{40}\text{K}$ .

17. Ядро  $^{10}\text{B}$  из возбужденного состояния с энергией 0,72 МэВ распадается путем испускания  $\gamma$ -квантов с периодом полураспада  $T_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-10}$  с. Оцените неопределенность в энергии  $\Delta E$  испущенного  $\gamma$ -кванта.

18. С помощью формулы Вайцзеккера рассчитать энергии отделения нейтронов в четно-четных изотопах  $^{38}\text{Ca}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ .

19. Рассчитать длины волн  $\lambda$  протона и электрона с кинетической энергией  $K = 10$  МэВ.

20. Рассмотрим образец, содержащий 1000 радиоактивных ядер с периодом полураспада  $T$ . Сколько приблизительно атомов останется спустя  $T/2$ ?

21. Солнце имеет массу  $2 \cdot 10^{30}$  кг, распределенную со средней плотностью  $1,4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Каким был бы диаметр Солнца, имеющего ту же массу, но обладающего плотностью ядерного вещества?

22. Определите кинетические энергии  $\alpha$ -частиц  $K_\alpha$ , образующихся при  $\alpha$ -распаде  $^{212}\text{Bi}$  на возбужденные состояния ядра  $^{208}\text{Tl}$  с энергиями 0,49 и 0,61 МэВ. Энергия связи  $E_{\text{св}}(A, Z)$  ядра  $^{212}\text{Bi}$  – 1654,32 МэВ, ядра  $^{208}\text{Tl}$  – 1632,23 МэВ и  $\alpha$ -частицы – 28,30 МэВ.

23. В термоядерной бомбе 18 кг взрывчатки могут обеспечить энерговыделение, эквивалентное взрыву 1 млн т ТНТ. Из 1 т ТНТ высвобождается 4186,8 МДж. Сколько граммов термоядерной взрывчатки превращается в энергию?

24. Тяжелое ядро  $X$  содержит 204 нуклона и характеризуется удельной энергией связи 8 МэВ. Допустим, что энергия покоя свободного протона или свободного нейтрона равна 940 МэВ.

а) Найдите энергию покоя ядра  $X$ .

б) Ядро  $X$  испускает  $\alpha$ -частицу (с энергией связи 28 МэВ) и превращается в ядро с удельной энергией связи 8,1 МэВ. Найдите кинетическую энергию, которая выделяется в этом процессе.

25. Энергии покоя трития и гелия-3 равны соответственно  $Mc^2(^3\text{T}) = 2805,205$  МэВ и  $Mc^2(^3\text{He}) = 2804,676$  МэВ. Энергия покоя электрона 0,511 МэВ. Будет ли тритий испытывать бета-распад, и если да, то какой будет энергия  $\beta$ -частиц?

26. Значительно более ранним прибором, чем пузырьковая камера, является камера Вильсона, в которой ионы, созданные заряженными частицами, служат ядрами конденсации пересыщенного пара. Хотя камера Вильсона позволяет получать те же сведения о треках частицы, что и пузырьковая камера, однако последняя значительно более широко используется в физике высоких энергий. Почему?

## Задачи

1. Вычислить сечение рассеяния  $\alpha$ -частицы с энергией 3 МэВ в кулоновском поле ядра  $^{238}\text{U}$  в интервале углов от  $150^\circ$  до  $170^\circ$ .

2. Коллимированный пучок  $\alpha$ -частиц с энергией  $K = 10$  МэВ падает перпендикулярно на медную фольгу толщиной  $\delta = 1$  мг/см<sup>2</sup>. Частицы, рассеянные под углом  $\theta = 30^\circ$ , регистрируются детектором площадью  $S = 1$  см<sup>2</sup>, расположенным на расстоянии  $l = 20$  см от мишени. Какая доля от полного числа рассеянных  $\alpha$ -частиц будет зарегистрирована детектором?

3. Дифференциальное сечение реакции  $d\sigma/d\Omega$  под углом  $90^\circ$  составляет 10 мб/ср. Рассчитать величину интегрального сечения, если угловая зависимость дифференциального сечения имеет вид  $1 + 2\sin\theta$ .

4. Предположим, что  $\alpha$ -частица с кинетической энергией 7,7 МэВ движется прямо (т. е.  $b = 0$ ) на ядро свинца ( $Z = 82$ ). Примем, что ядро свинца настолько тяжелее  $\alpha$ -частицы, что оно остается неподвижным. Чему равно расстояние наибольшего сближения?

5. Иногда для процесса рассеяния вводят радиус столкновения  $a$  – это то значение прицельного параметра  $b$ , при котором происходит отклонение на  $\theta = 90^\circ$ . Вычислите  $a$  для случая Резерфордского рассеяния и покажите, что оно совпадает с расстоянием наибольшего сближения при столкновении, для которого  $b = 0$ .

6. Если в эксперименте по Резерфордскому рассеянию скорость счета составляет 20  $\alpha$ -частиц в минуту при  $\theta_1 = 150^\circ$ , то какова скорость счета при  $\theta_2 = 10^\circ$ ?

7. Покажите, что если толщина пластинки  $x$  мала, то сечение столкновения нейтронов дается выражением

$$\sigma = \frac{N_{\text{пад}} - N}{N_{\text{пад}}} \cdot \frac{S}{N_a},$$

где  $S$  – площадь пластинки;  $N_a$  – число атомов в ней.

8. Нейтронное сечение меди равно 0,65 барн. На какой толщине пучок нейтронов ослабится в  $e$  раз?

9. Пучок протонов с кинетической энергией  $K = 500$  МэВ и током  $I = 1$  мА проходит через медную пластину толщиной  $d = 1$  см. Рассчитайте мощность  $W$ , рассеиваемую пучком в пластине.

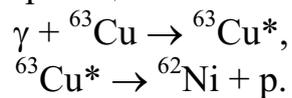
10. Допустим, что  $U_0 = 25$  МэВ, а энергия связи дейтрона равна 2,2 МэВ. Используя соотношение  $\text{ctg}(k_1 r_0) = -k_2/k_1$ , найдите  $r_0$  – радиус эффективной прямоугольной ямы.

11. В некотором тяжелом ядре  $\alpha$ -частица соударяется  $10^{22}$  раз в секунду с потенциальным барьером и  $\psi_{\text{внутр}}/\psi_{\text{внеш}} = 10^{14}$ .

- Какова вероятность распада этого ядра в течение 1 с?
- Чему равны среднее время жизни и период полураспада?

12. Образец радиоактивного материала содержит  $10^{12}$  радиоактивных атомов. Если период их полураспада равен 1 ч, то сколько атомов распадется за 1 с?

13. Рассмотрим следующую фотоядерную реакцию:



Предположим, что фотон с энергией 13 МэВ поглощается протоном на уровне Ферми (см. рисунок, на котором приведена потенциальная кривая протона в  ${}^{63}\text{Cu}$ ).

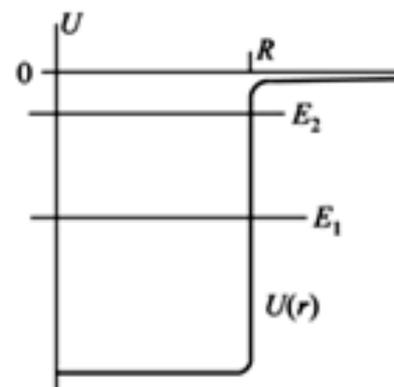
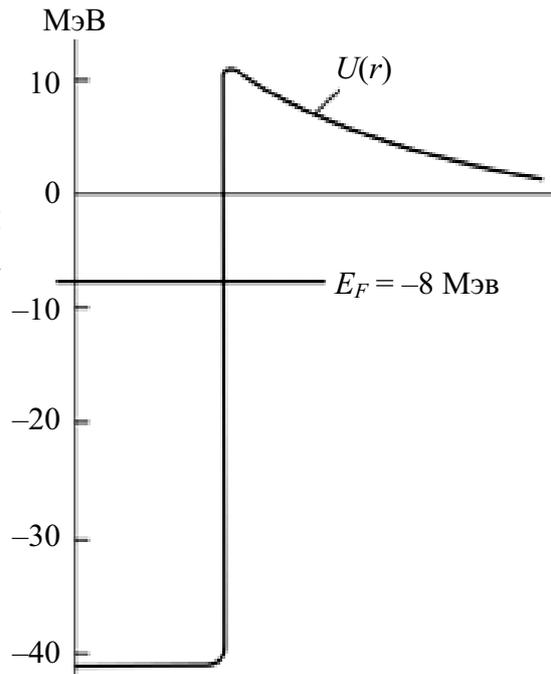
- Чему равна энергия вылетающего протона?
- Оцените примерное число соударений этого протона с потенциальным барьером в секунду.
- Если  $\psi_{\text{внеш}}/\psi_{\text{внутр}} \approx 10^{-8}$ , то чему приблизительно равно время жизни промежуточного состояния?

г) Пусть энергия фотона 12 МэВ. Время жизни будет длиннее или короче?

д) Чему равен энергетический порог этой фотоядерной реакции? (Какова минимальная энергия фотона, поглощение которого приводит к испусканию протона?)

14.  $\pi^0$ -мезон, кинетическая энергия которого равна энергии покоя, распадается на два  $\gamma$ -кванта, энергии которых равны. Каков угол между направлениями движения  $\gamma$ -квантов?

15. Допустим, что в трехмерном пространстве потенциальная энергия зависит только от расстояния  $r$  (см. рисунок). Постройте функции  $u(r) = r\psi(r)$ , отвечающие двум низшим энергетическим уровням в этой яме.



16. Определите длину  $L$  и время  $t$  пробега реакторного нейтрино в воде, воспользовавшись данными эксперимента Райнеса и Коуэна, получившими для сечения взаимодействия антинейтрино с веществом  $\sigma \approx 10^{-43} \text{ см}^2$ .

17. Начертите  $u(r)$  и  $\psi(r)$  для случая, рассмотренного в п. 1.8 с  $U_0 = (1/M) \cdot (\pi\hbar/2r_0)^2$ .

18. Какая доля дейтрона сосредоточена в области радиусом  $r_0$ ?

Указание: эта доля равна  $\int_0^{r_0} \psi^2 r^2 dr / \int_0^{\infty} \psi^2 r^2 dr$ .

19. Повторите решение в первом примере в п. 1.9 в случае  $A = 40$  и в случае  $A = 60$ . Чему равно отношение числа протонов к числу нейтронов?

20. Сколько граммов урана расходуется ежедневно в атомном реакторе для производства 1000 МВт электроэнергии? (КПД преобразования 30 %.)

21. Ежегодное потребление электроэнергии составляет примерно  $10^{13}$  кВт·ч. КПД преобразования тепла в электроэнергию составляет 30 %.

а) Сколько для этого приходится ежегодно сжигать тонн угля (или нефти)? Сколько потребовалось бы тонн урана, если бы соответствующие электростанции были ядерными?

б) Если бы электроэнергия извлекалась из подземного взрыва водородной бомбы мощностью 1 Мг, то сколько бы потребовалось ежедневно взрывов?

22. Число ядерных бомб, имеющих в настоящее время, оценивается примерно в 33 000. Допустим, что каждая бомба содержит около 20 кг  $^{239}\text{Pu}$ . Этот плутоний был изготовлен в ядерных реакторах для военных целей, в которых при каждом процессе деления образуется один нейтрон, обеспечивающий реакцию  $n + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{U}$ .

а) Сколько килограммов продуктов деления образовалось в этих реакторах?

б) Допустим, что производство ядерной энергии для промышленных целей достигло на протяжении 30 лет 10 % от уровня современного годового производства электроэнергии ( $10^{13}$  кВт·ч). Сколько килограммов продуктов деления образовалось в созданных для этого реакторах?

23. При вращении в магнитном поле с индукцией  $B$  электрон излучает электромагнитную энергию (магнитно-тормозное или синхротронное излучение). Интенсивность излучения такова, что за один оборот электрон теряет энергию  $\Delta E = 3 \cdot 10^{-5} E^2 B$ , где  $E$  – энергия электронов;  $E$  и  $\Delta E$  – в ГэВ,  $B$  – в Тл. Частота излучаемых квантов в среднем составляет  $\omega_\gamma \approx 10^{18} E^2 B$ ,  $\text{с}^{-1}$ . При каких значениях  $E$  потери на синхротронное излучение за оборот составляют 10 % от первоначальной энергии электронов? Сколько  $\gamma$ -квантов излучается при этом?

**24.** Для создания источника монохроматических фотонов с регулируемой энергией можно использовать комптоновское рассеяние лазерного излучения на ускоренных электронах. Энергия рассеянного фотона  $E_\gamma$  зависит от скорости  $v$  пучка электронов, энергии  $E_{\gamma 0}$  и угла столкновения  $\theta$  фотонов лазерного излучения с пучком электронов, а также угла  $\varphi$  между направлениями движения первичных и рассеянных фотонов:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \cdot \frac{1 - (v/c) \cos \theta}{1 - (v/c) \cos(\theta - \varphi)}.$$

Вычислите максимальную энергию полученного монохроматического излучения, если в качестве источника первичных фотонов использовать излучение рубинового лазера ( $E_{\gamma 0} = 1,78$  эВ), а электроны имеют кинетическую энергию: 1) 10 МэВ; 2) 1 ГэВ; 3) 5 ГэВ.

**25.** Теплотворная способность бензина составляет  $5 \cdot 10^7$  Дж/кг. Какая масса бензина эквивалентна по энергосодержанию 1 кг тяжелой воды, если эту воду можно было бы «сжечь» в термоядерной DD2-реакции по уравнению  $D + D \rightarrow T + p$  (см. табл. 1.2)?

**26.** Оцените число пар «положительный ион – электрон», созданных в пропорциональном счетчике протоном с энергией 10 МэВ, если размеры счетчика и давление газа достаточно велики для того, чтобы протон потерял в нем всю свою энергию. Какое количество электричества (в кулонах) возникает в этом счетчике при поглощении протона, если газовое усиление составляет  $10^3$ ? Оцените высоту импульса напряжения на выходе усилителя, если импульс тока имеет продолжительность  $10^{-4}$  с, а сопротивление утечки (см. рис. 1.48) равно  $10^4$  Ом.

**27.** Каковы два предельных направления испускания черенковского излучения при движении заряженной частицы сквозь вещество (вода с  $n = 1,33$ ) черенковского счетчика со скоростью  $v \rightarrow v_i$  и  $v \rightarrow c$ ?

**28.** Радиоактивные изотопы используются в маломощных источниках питания на искусственных спутниках, удаленных станциях связи и т. п. Вычислите удельную мощность (в Вт/кг) радиоактивного изотопа  $^{144}\text{Ce}$  со средней энергией испускаемых электронов 100 кэВ и  $\tau = 285$  дней.

## 2. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### 2.1. Краткая классификация и свойства

Одна из главных задач физики – описать разнообразие природы единым способом. Самые большие научные достижения прошлого были шагами к этой цели: объединение земной и небесной механики Исааком Ньютоном в XVII столетии; оптики с теорией электричества и магнетизма Джеймсом Клерком Максвеллом в XIX столетии; геометрии пространства–времени и гравитации Альбертом Эйнштейном с 1905 по 1916 г.; а также химии и атомной физики в квантовой механике в 20-х годах.

Последняя в их ряду – Стандартная модель взаимодействия элементарных частиц (СМ), включающая в себя минимальную модель электрослабого взаимодействия Глэшоу–Вайнберга–Салама и квантовую хромодинамику (КХД). Можно сказать, что на сегодняшний день именно СМ является реальным итогом многолетней работы сотен тысяч людей – от теоретиков до простых инженеров и лаборантов.

Есть идеи относительно того, как теория сильных взаимодействий может быть объединена с теорией слабых и электромагнитных взаимодействий – такое объединение часто называется великим объединением, но они могут сработать, только если подключить гравитацию. Это само по себе является тяжелейшей задачей.

В теории ненарушенной калибровочной симметрии, которая лежит в основе Стандартной модели сильного и электрослабого взаимодействий, массы всех фундаментальных частиц равны нулю. Ненулевыми они становятся в результате спонтанного нарушения симметрии в процессе взаимодействия с хиггсовым полем, квантами которого являются бозоны Хиггса с нулевым спином и неизвестной (плохо предсказываемой теоретически) массой. Существование бозонов Хиггса предсказано в теории электрослабого взаимодействия, а их поиск является одной из важнейших задач физики элементарных частиц ближайшего будущего.

Все частицы, наблюдаемые в настоящее время, можно разбить на три большие группы (рис. 2.1):

1. **Лептоны** – частицы, участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

2. **Адроны** – частицы, участвующие в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях, которые делятся:

- а) на **барионы** – адроны, состоящие из трех кварков ( $qqq$ ) и имеющие барионное число  $B = 1$ ;
- б) **мезоны** – адроны, состоящие из кварка и антикварка ( $q\bar{q}$ ) и имеющие барионное число  $B = 0$ .

3. **Калибровочные бозоны** – частицы, переносящие взаимодействие между фундаментальными фермионами (кварками и лептонами).

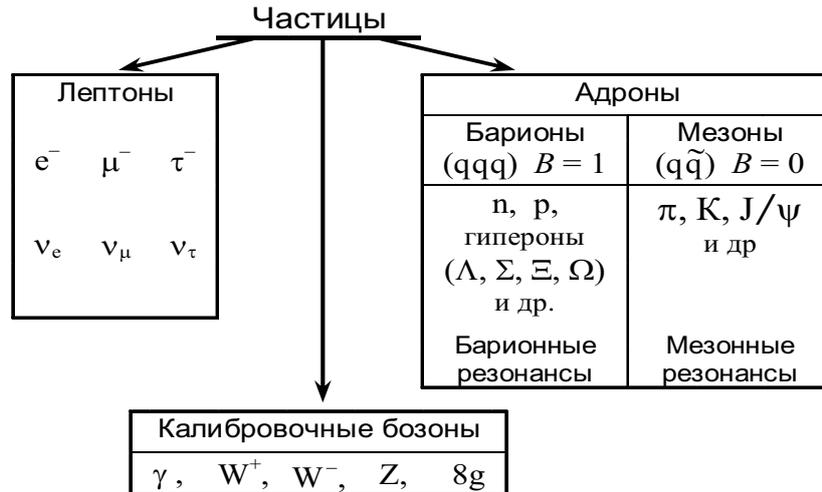


Рис. 2.1. Три группы частиц в современной классификации

Каждая частица описывается набором физических величин – квантовых чисел, определяющих ее свойства. Наиболее часто употребляемые характеристики частиц:

**Масса частицы  $m$ .** Массы частиц меняются в широких пределах от 0 (фотон) до 90 ГэВ (Z-бозон). Z-бозон – наиболее тяжелая из известных частиц. Однако могут существовать и более тяжелые частицы. Массы адронов зависят от типов входящих в их состав кварков, а также от их спиновых состояний.

**Время жизни  $\tau$ .** В зависимости от времени жизни частицы делятся на стабильные, имеющие относительно большое время жизни, и нестабильные.

К стабильным частицам относят частицы, распадающиеся по слабому или электромагнитному взаимодействию. Деление частиц на стабильные и нестабильные условно. Поэтому к стабильным принадлежат такие частицы, как электрон, протон, для которых в настоящее время распады не обнаружены, так и  $\pi^0$ -мезон, имеющий время жизни  $\tau = 8 \cdot 10^{-17}$  с.

К нестабильным частицам относят частицы, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Их обычно называют резонансами. Характерное время жизни резонансов –  $10^{-23} \dots 10^{-24}$  с.

**Спин  $J$ .** Величина спина измеряется в единицах  $\hbar$  и может принимать 0, полуцелые и целые значения. Например, спин  $\pi$ -,  $K$ -мезонов равен 0. Спин электрона, мюона равен  $1/2$ . Спин фотона равен 1. Существуют частицы и с большим значением спина. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми–Дирака, с целым спином – Бозе–Эйнштейна.

**Электрический заряд  $Q$ .** Электрический заряд является целой кратной величиной от  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, называемой элементарным электрическим зарядом. Частицы могут иметь заряды 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ .

**Внутренняя четность** – внутренняя характеристика частицы, определяющая поведение её вектора состояния при пространственной инверсии (переходе к системе координат, все оси которой направлены противоположно осям исходной системы). Внутренняя четность характеризуется квантовым числом  $P$ , которое имеет значение  $+1$ ,  $-1$ .

Наряду с общими для всех частиц характеристиками используют также квантовые числа, которые приписывают только отдельным группам частиц.

**Квантовые числа:** барионное число  $B$ , странность  $s$ , очарование (*charm*)  $c$ , красота (*bottomness* или *beauty*)  $b$ , верхний (*topness*)  $t$ , изотопический спин  $I$  приписывают только сильно взаимодействующим частицам – адронам.

**Лептонные числа  $L_e, L_\mu, L_\tau$ .** Приписывают частицам, образующим группу лептонов. Лептоны  $e, \mu$  и  $\tau$  участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны  $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  участвуют только в слабых взаимодействиях. Лептонные числа имеют значения  $L_e, L_\mu, L_\tau = 0, +1, -1$ . Например,  $e^-, \nu_e$  имеют  $L_e = +1$ , а античастицы  $e^+, \bar{\nu}_e$  имеют  $L_e = -1$ . Все адроны имеют  $L_e = L_\mu = L_\tau = 0$ .

**Барионное число  $B$ .** Барионное число имеет значение  $B = 0, +1, -1$ . Барионы, например  $n, p, \Lambda, \Sigma$ , нуклонные резонансы, имеют барионное число  $B = +1$ . Мезоны, мезонные резонансы –  $B = 0$ , антибарионы –  $B = -1$ .

**Странность  $s$ .** Квантовое число  $s$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$  и определяется кварковым составом адронов. Например, гипероны  $\Lambda, \Sigma$  имеют  $s = -1$ ;  $K^+, K^-$ -мезоны имеют  $s = +1$ .

**Charm  $c$ .** Квантовое число  $c$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружены частицы, имеющие  $c = 0, +1$  и  $-1$ . Например, барион  $\Lambda_c^+$  имеет  $c = +1$ .

**Bottomness  $b$ .** Квантовое число  $b$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружены частицы, имеющие  $b = 0, +1, -1$ . Например,  $B^+$ -мезон имеет  $b = +1$ .

**Topness  $t$ .** Квантовое число  $t$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружено всего одно состояние с  $t = +1$ .

**Изоспин  $I$ .** Сильно взаимодействующие частицы можно разбить на группы частиц, обладающих схожими свойствами (одинаковое значение спина, чётности, барионного числа, странности и др. квантовых чисел, сохраняющихся в сильных взаимодействиях), – изотопические мультиплеты. Величина изоспина  $I$  определяет число частиц, входящих в один изотопический мультиплет. Например,  $n$  и  $p$  составляют изотопический дуплет  $I = 1/2$ ;  $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$  входят в состав изотопического триплета  $I = 1$ ,  $\Lambda$  – изотопический синглет  $I = 0$ . Число частиц, входящих в один изотопический мультиплет, равно  $2I + 1$ .

**$G$ -четность** – это квантовое число, соответствующее симметрии относительно одновременной операции зарядового сопряжения  $C$  и изменения знака третьей компоненты  $I_z$  изоспина.  $G$ -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

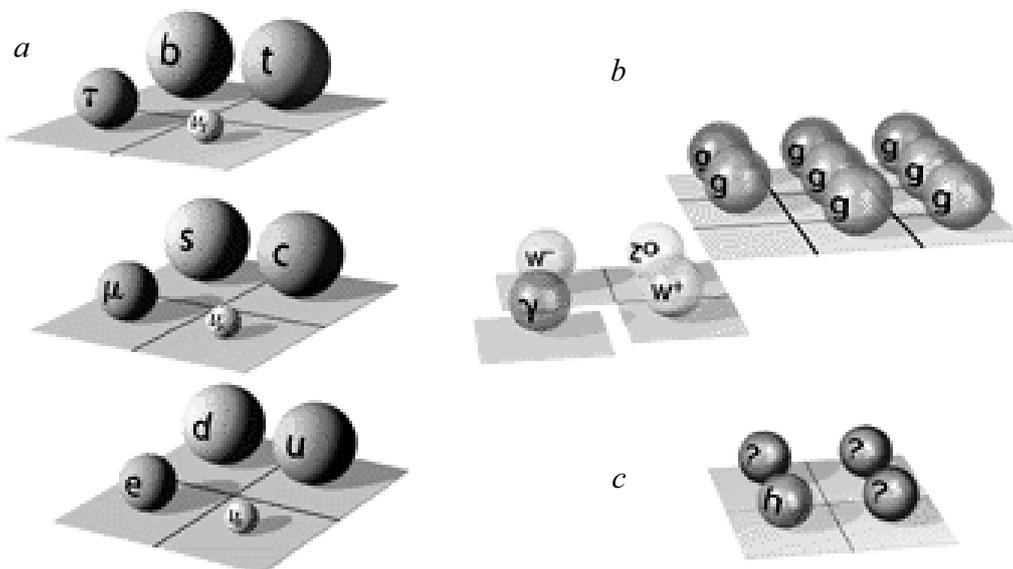
## 2.2. Квантовые поля

Стандартная модель – квантово-полевая теория. Основные объекты такой теории – поля, включая электромагнитное поле. Колебания таких полей переносят энергию и импульс. Эти волны собираются в пакеты, или кванты, которые наблюдаются в лаборатории как элементарные частицы. В частности, квант электромагнитного поля – частица, известная как фотон. Стандартная модель включает в себя поля для каждого типа элементарных частиц (рис. 2.2).

Имеются лептонные поля, кванты которых представляют собой знакомые нам электроны.

Более тяжелые частицы известны как мю-мезоны ( $\mu$ ) и тау-мезоны ( $\tau$ ), а также соответствующие им электрически нейтральные частицы известны как нейтрино ( $\nu$ ). Имеются также поля для кварков различных типов, некоторые из которых связаны вместе внутри протонов и нейтронов, составляющих ядра обычных атомов. Силы между этими частицами обусловлены процессами обмена фотонами и калибровочными бозонами  $W^+, W^-$  и  $Z^0$ , передающими слабые взаимодействия, а также восемью типами глюонов, ответственных за сильное взаимодействие.

Эти частицы демонстрируют широкое разнообразие масс, в котором скрыта еще не открытая закономерность, где электрон в 350 000 раз легче, чем самый тяжелый кварк, а нейтрино еще легче, чем электрон.



*Рис. 2.2. Стандартная модель физики элементарных частиц описывает каждую частицу материи и каждую силу как квантовые поля. Элементарные частицы материи – три поколения фермионов (а). Каждое поколение этих частиц имеет сходную структуру свойств. Фундаментальные взаимодействия переносятся бозонами (b), которые организованы согласно трем близко родственным симметриям. Кроме того, одна или большее количество частиц или полей Хиггса (с) порождают массы других полей*

Стандартная модель не позволяет рассчитать любую из этих масс, пока мы не введем в нее дополнительные скалярные поля. «Скаляр» означает, что эти поля не чувствительны к направлению в пространстве, в отличие от электрических, магнитных и других полей Стандартной модели. Скалярные поля могут заполнять все пространство, не противореча изотропным свойствам пространства. Взаимодействие других полей Стандартной модели со скалярными полями, как полагают, дает массы частицам Стандартной модели.

Чтобы завершить Стандартную модель, необходимо подтвердить существование скалярных полей и выяснять, сколько существует типов полей. Это – проблема обнаружения новых элементарных частиц, часто называемых частицами Хиггса, которые могут быть зарегистрированы как кванты этих полей. Имеется достаточно оснований ожидать, что эта задача будет выполнена к 2020 г., поскольку ускоритель, называемый Большим адронным коллайдером Европейской лаборатории физики элементарных частиц близ Женевы (CERN), будет работать для этого

более десяти лет (см. п. 1.18.6). По меньшей мере, должна быть обнаружена единственная электрически нейтральная скалярная частица.

*Объединение разнородных явлений в одной теории*

Электричество	Электромагнетизм	Электрослабое взаимодействие	Стандартная модель	?
Магнетизм				
Свет				
Бета-распад	Слабое взаимодействие			
Нейтрино				
Протоны	Сильное взаимодействие			
Нейтроны				
Пионы				
Земное притяжение	Универсальная гравитация		Общая теория относительности	
Небесная механика				
	Геометрия пространства–времени			

Объединение разнородных явлений в одной теории уже долгое время является центральной темой физики. Стандартная модель физики частиц успешно описывает три (электромагнетизм, слабые и сильные взаимодействия) из четырех известных науке сил, но впереди еще окончательное объединение с общей теорией относительности, которая описывает гравитацию и природу пространства и времени.

Самая тяжелая из известных частиц Стандартной модели – высший кварк (*top quark*) с массовым эквивалентом в 175 ГэВ (1 ГэВ =  $10^9$  эВ – приблизительно в 200 раз больше, чем энергия, содержащаяся в протонной массе). Еще не обнаруженные частицы Хиггса, как ожидается, будут иметь подобные массы от 100 до нескольких сотен ГэВ.

Но имеется основание считать, что шкала масс, которые будут появляться в уравнениях еще не сформулированной объединенной теории, будет намного большей. В Стандартной модели взаимодействия полей глюонов, W-бозонов, Z-бозонов и фотонов с другими полями этой модели имеют различную интенсивность; именно поэтому силы, произведенные обменом глюонами, приблизительно в 100 раз больше, чем другие при обычных условиях. Гравитация – значительно более слабое взаимодействие: гравитационное взаимодействие между электроном и протоном в атоме водорода составляет приблизительно  $10^{-39}$  от кулоновского.

Главные достижения фундаментальной физики сближаются, когда принципы различных теорий приводятся в соответствие в рамках новой единой структуры. Пока еще не известен принцип, лежащий в основе объединения квантовой теории поля (в лице Стандартной модели) с общей теорией относительности.

Главные достижения фундаментальной физики

Квантовая механика: корпускулярно-волновой дуализм, суперпозиция, вероятность	Квантовая теория поля: виртуальные частицы, перенормировка	?
Специальная теория относительности: геометрия пространства – времени, относительность движения		
Ньютоновская механика: универсальная гравитация, сила и ускорение	Общая теория относительности: принцип эквивалентности, динамика пространства – времени	

Силы взаимодействия зависят от энергии, при которой они измерены. Когда взаимодействия полей Стандартной модели экстраполируются в область высоких энергий, они все становятся равными друг другу при энергиях немного больше чем  $10^{16}$  ГэВ. Сила гравитации имеет ту же самую величину при энергиях не намного выше, чем  $10^{18}$  ГэВ. Предложенные уточнения в теории гравитации показывают, что величина силы гравитации может сравняться с другими силами уже при  $10^{16}$  ГэВ. Мы привыкли к довольно большим массовым отношениям в физике элементарных частиц, примерно от 1 до 350 000 раз в отношении массы высшего кварка к электронной массе, но это ничто по сравнению с огромным отношением фундаментальной шкалы энергии Великого объединения  $10^{16}$  ГэВ (возможно  $10^{18}$  ГэВ) к энергетической шкале приблизительно 100 ГэВ, типичной для Стандартной модели. Основная задача проблемы иерархии – объяснить столь огромное соотношение масштабов энергий при переходе от одного уровня до следующего в последовательности энергетических шкал (рис. 2.3). Причем это отношение должно быть следствием фундаментальных принципов.

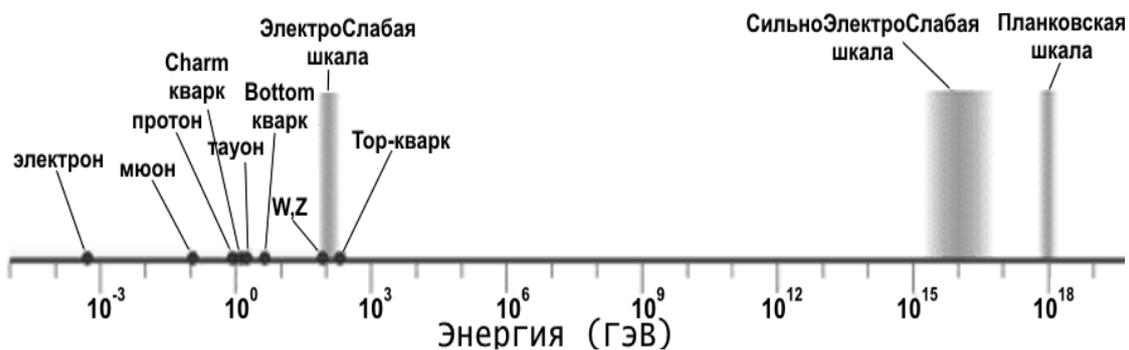


Рис. 2.3. Проблема иерархии – мера нашего незнания. В экспериментах, имеющих дело с энергиями приблизительно до 200 ГэВ, регистрируется целый ассортимент масс частицы и шкал энергии взаимодействия, которые весьма хорошо описаны Стандартной моделью. Загадкой является промежуток между двумя дальнейшими энергетическими шкалами, а именно сильно-электрослабым объединением ( $10^{16}$  ГэВ) и планковской шкалой, характерной для квантовой гравитации ( $10^{18}$  ГэВ)

Предложено несколько идей для решения проблемы иерархии, включая новый принцип симметрии, известный как суперсимметрия (который также улучшает точность, с которой силы взаимодействий сближаются при  $10^{16}$  ГэВ), или новое сильное взаимодействие, известное как техникolor. Эти теории содержат дополнительные силы, которые объединены с сильными, слабыми и электромагнитными силами при энергиях приблизительно  $10^{16}$  ГэВ. Новые взаимодействия становятся преобладающими при энергиях намного ниже  $10^{16}$  ГэВ. Но их нельзя наблюдать непосредственно, поскольку они не действуют на известные частицы Стандартной модели.

Вместо этого они действуют на другие частицы, которые являются слишком массивными, чтобы они могли быть получены в наших лабораториях. Эти «очень тяжелые» частицы, тем не менее, намного легче, чем  $10^{16}$  ГэВ, потому что они приобретают свою массу из энергии нового взаимодействия, которое является сильным только при энергии много ниже  $10^{16}$  ГэВ. В этой картине известные частицы Стандартной модели взаимодействовали бы с самыми тяжелыми частицами, и их массы возникали бы как вторичный эффект этого относительно слабого взаимодействия. Этот механизм решил бы проблему иерархии, делая известные частицы легче, чем самые тяжелые частицы, которые сами намного легче, чем  $10^{16}$  ГэВ.

Все эти идеи имеют общую черту: они требуют существования набора новых частиц с массами немного больше чем 1000 ГэВ. Если эти частицы будут обнаружены и их свойства измерены, удастся узнать, пережила ли какая-либо из них ранние моменты большого взрыва, чтобы теперь стать «темной материей» (*dark matter*) в межгалактическом пространстве, которая, как считается, составляет основную часть существующей массы Вселенной.

Стандартная модель – квантовая теория поля специального вида, а именно «перенормируемая» теория. В 40-х гг. XX в., когда физики использовали первые квантово-полевые теории для вычисления тонкой структуры атомных уровней, оказалось, что теория дает бесконечные величины. Был найден способ обращения с бесконечными величинами путем включения их при помощи переопределения или «перенормировки» в некоторые физические постоянные типа заряда и массы электрона. (Минимальная версия Стандартной модели с одной скалярной частицей имеет 18 таких констант.) Теории, в которых эта процедура работала, назывались перенормируемыми и имели более простую структуру, чем перенормируемые теории.

Именно простая перенормируемая структура Стандартной модели позволяет получать точные количественные предсказания эксперимен-

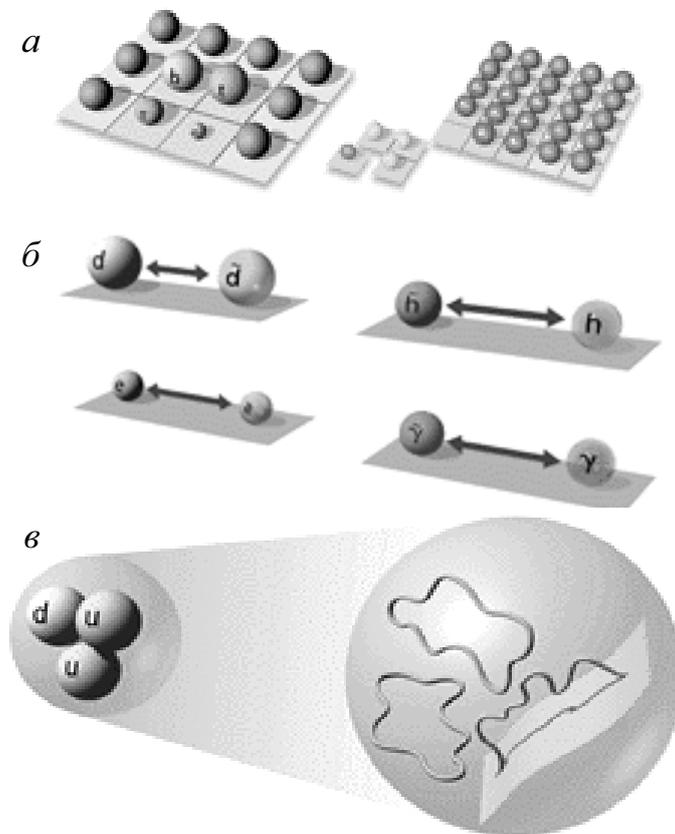
тальных результатов. В частности, принцип перенормируемости совместно с различными принципами симметрии Стандартной модели запрещает ненаблюдаемые процессы типа распада изолированных протонов и запрещает нейтрину иметь массу. Физики обычно имели обыкновение полагать, что квантовая теория поля, имеющая отношение к реальности, должна быть перенормируема. Этот принцип был господствующим в формулировках Стандартной модели. И тот факт, что по фундаментальным причинам невозможно было сформулировать перенормируемую квантовую теорию гравитации, вселял в теоретиков большую тревогу.

*Подавленные взаимодействия.* Практически нет шанса, что удастся ставить эксперименты при энергиях частиц  $10^{16}$  ГэВ. Диаметр ускорителя пропорционален энергии, сообщенной ускоренным частицам. Для разгона частицы до энергии  $10^{16}$  ГэВ необходим ускоритель диаметром в несколько световых лет. Но даже при том, что мы не можем изучать процессы при энергиях порядка  $10^{16}$  ГэВ непосредственно, имеется очень хороший шанс, что эти процессы производят эффекты при доступных энергиях, которые могут быть зафиксированы экспериментально, потому что они выходят за рамки дозволенного Стандартной моделью.

Сегодня положение дел изменилось. Разные теории в физике элементарных частиц различаются в зависимости от энергии рассматриваемых процессов и реакций. Взаимодействие, обусловленное обменом очень массивной частицы, будет чрезвычайно слабым при энергиях, низких по сравнению с этой массой. И другие эффекты также могут быть подавлены подобным образом. Такая область низких энергий рассматривается в эффективной теории поля, в которой эти взаимодействия являются ничтожными. Теоретики поняли, что любая фундаментальная квантовая теория, совместимая со специальной теорией относительности, превращается при низких энергиях в перенормируемую теорию. Но хотя бесконечности все еще не допускаются в теорию, эти эффективные теории не имеют простой структуры классической перенормируемой теории. Вместо того чтобы полностью исключать дополнительные сложные взаимодействия, их делают сильно подавленными в области ниже некоторого характерного энергетического порога. А гравитация и есть именно такое подавленное перенормируемое взаимодействие. Его величина при низких энергиях показывает, что фундаментальная энергетическая шкала распространяется на область примерно до  $10^{18}$  ГэВ.

Другое подавленное перенормируемое взаимодействие делало бы протон нестабильным с периодом полураспада в диапазоне от  $10^{31}$  до

$10^{34}$  лет, который, возможно, не удастся зафиксировать даже и к 2050 г. Другое же подавленное неперенормируемое взаимодействие сообщило бы нейтрино крошечные массы, приблизительно  $10^{-2}$  эВ. Уже сейчас имеются некоторые доказательства, что массы нейтрино имеют именно такой порядок. Такие наблюдения будут весьма полезны для объединенной теории всех сил, но открытие этой теории, вероятно, не будет возможно без появления радикально новых идей. Некоторые из них уже выдвинуты и обсуждаются. Имеются пять различных теорий крошечных одномерных объектов, известных как струны – различные моды колебаний, которые проявляются при низкой энергии как различные виды частиц и, очевидно, представляют собой конечные теории гравитации и других сил в 10-мерном пространстве–времени (рис. 2.4).



*Рис. 2.4. Имеется несколько путей объединения физики, находящейся вне Стандартной модели. Модели техниколора (а) представляют новые взаимодействия, аналогичные «цветной» силе, которая связывает кварки. Как следствие этого – появление новых поколений частиц, отличающихся от трех известных. Суперсимметрия (б), связывающая фермионы с бозонами, добавляет к каждой известной частице суперсимметричного партнера. М-теория и теория струн (в) видоизменяют полную модель в терминах новых объектов типа крошечных струн, петель и мембран, которые ведут себя подобно частицам при низких энергиях*

Конечно, мы не живем в 10 измерениях, но вероятно, что шесть из этих измерений могут быть свернуты настолько сильно, что они не наблюдаются в процессах при энергиях ниже  $10^{16}$  ГэВ в расчете на одну частицу. Ясность во всем этом появилась лишь в последние несколько лет, когда оказалось, что эти пять струнных теорий (а также квантовая теория поля в 11 измерениях) есть не что иное, как приближенные версии единственной фундаментальной теории (иногда называемой М-теорией).

*Вне пространства и времени.* Два больших препятствия стоят на пути к решению этой задачи. Во-первых, мы не знаем, какие физические принципы управляют такой фундаментальной теорией. В разработке общей теории относительности Эйнштейн руководствовался принципом, который он вывел из известных свойств гравитации, – принципом эквивалентности сил тяготения и инерционных эффектов типа центробежной силы. Развитие Стандартной модели исходило из принципа калибровочной симметрии (*gauge symmetry*), который является обобщением известного свойства электричества, заключающегося в том, что физический смысл имеет только разность потенциалов, но не сам потенциал непосредственно.

Но пока еще не обнаружен какой-либо фундаментальный принцип, исходя из которого можно было бы построить М-теорию (*M-theory*). Различные аппроксимации к этой теории напоминают струнные или полевые теории в пространстве–времени различной размерности, но возможно, что новая фундаментальная теория вообще не должна формулироваться в терминах пространства–времени. Квантовая теория поля довольно сильно ограничена принципами, лежащими в основе природы четырехмерного пространства–времени, которые включены в специальную теорию относительности. Неизвестно, каким образом мы можем получить идеи, необходимые для верной формулировки новой фундаментальной теории, если эта теория должна описывать область, где все интуитивные представления, приобретенные нами из жизни в пространстве–времени, станут неподходящими?

Другое препятствие состоит в том, что, даже если мы были бы способны сформулировать фундаментальную теорию, мы не могли бы знать, как ее использовать, чтобы делать предсказания, подтверждающие её истинность. Большинство успешных предсказаний Стандартной модели были основаны на методе вычисления, известном как теория возмущений (*perturbation theory*).

В квантовой механике вероятности физических процессов вычисляются суммированием по всем возможным последовательностям промежуточных шагов, через которые может происходить процесс.

Используя теорию возмущений, вначале рассматривают только самые простые промежуточные шаги, потом более сложные и так далее. Этот способ работает только в том случае, если все более и более сложные промежуточные шаги дают уменьшающиеся вклады в вероятность процесса. Такая сходимость обычно имеет место в том случае, если константа связи достаточно мала. Иногда теория с очень сильным взаимодействием эквивалентна другой теории с очень слабым взаимодействием, в которой применимы методы теории возмущений.

Такое отношение эквивалентности действует для некоторых пар из пятиструнных теорий в 10 измерениях и теории поля в 11 измерениях, упомянутых ранее. К сожалению, взаимодействия фундаментальной теории, очевидно, не являются ни очень сильными, ни очень слабыми, исключая тем самым любое использование теории возмущений.

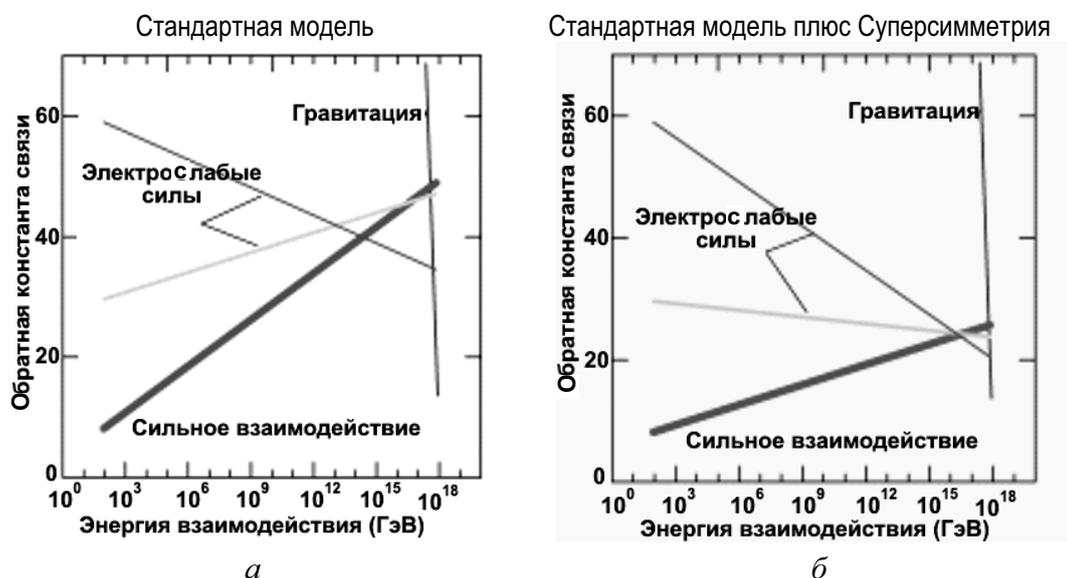


Рис. 2.5. Константы связи взаимодействий не остаются постоянными, а медленно изменяются в зависимости от энергии. Этот процесс точно описан квантовой теорией поля и проверен экспериментом вплоть до 200 ГэВ.

Теоретическая экстраполяция показывает, что три взаимодействия Стандартной модели (сильное и объединенные слабое и электромагнитное) имеют приблизительно равную интенсивность при очень высоких энергиях (а), а при учете суперсимметрии (б) это равенство становится еще более точным. Толщина кривой указывает приблизительно неопределенность в константах связи

Возможно, что когда мы, наконец, поймем, как частицы и силы ведут себя при энергиях до  $10^{18}$  ГэВ, мы только столкнемся с новыми тайнами, а до заключительного объединения будет гораздо дальше, чем когда-либо до этого. Но пока еще нет никаких намеков на то, что фундаментальная энергетическая шкала простирается дальше  $10^{18}$  ГэВ, а теория струн даже предполагает, что более высокие энергии не имеют физического смысла (рис. 2.5).

Открытие объединенной теории, описывающей природу в условиях любых энергий, позволит нам ответить на самые глубокие вопросы космологии (см. гл. 3). Имеет ли расширяющееся облако галактик, которое мы называем большим взрывом, начало во времени? Является ли большой взрыв только одним эпизодом истории Вселенной, в которой большие и маленькие взрывы происходят вечно? Изменяются ли физические константы или даже законы природы от одного взрыва к другому?

Это не будет концом физики. Это, вероятно, даже не поможет нам в решении некоторых проблем сегодняшней физики, таких как понимание турбулентности и высокотемпературной сверхпроводимости. Но это будет итогом физики определенного типа, а именно поиска объединенной теории, которая влечет за собой все другие факты физической науки.

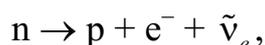
### 2.3. Слабое взаимодействие

Элементарные частицы в большинстве нестабильны – они распадаются, превращаясь в другие элементарные частицы с меньшей массой. Прежде чем обсуждать свойства новых частиц, необходимо более подробно познакомиться с бета-распадом и тем, что называется слабым взаимодействием. Это взаимодействие стремится в конечном счете превратить все элементарные частицы в электроны и нейтрино. Исторически электроны, образующиеся при таком распаде, получили название  $\beta$ -частиц.

Поскольку в бета-распаде всегда участвуют нейтрино, их описание является весьма существенным. Нейтрино – это элементарная частица, не имеющая электрического заряда. Более того, нейтрино взаимодействует с веществом настолько слабо, что оказывается почти ненаблюдаемым. Если представить себе, что на Землю падает пучок, содержащий  $10^{12}$  нейтрино, то все они, за исключением одного, прошли бы через земной шар без всяких последствий.

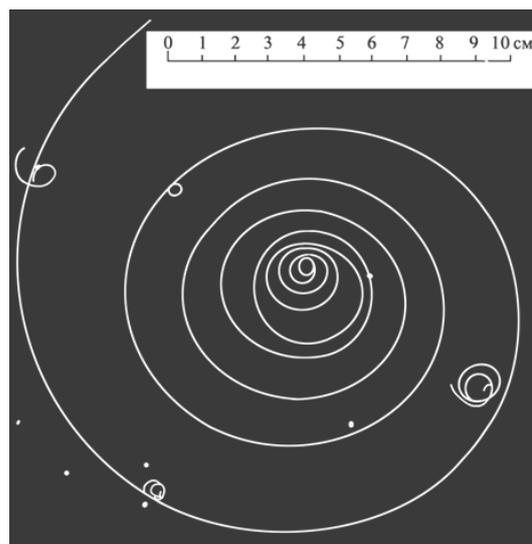
Было высказано предположение о существовании специфического взаимодействия, способного превращать частицы в электроны и нейтрино. Теория этого взаимодействия, названного универсальным взаимодействием Ферми, была разработана Р. Фейнманом и рядом других ученых. Новая теория, например, точно предсказывает время жизни мюона.

Одним из примеров слабого взаимодействия является бета-распад свободного нейтрона:



который происходит с периодом полураспада 12 мин и сопровождается выделением энергии 1,3 МэВ. Поскольку масса покоя электрона составляет 0,5 МэВ, то избыток энергии 0,8 МэВ выделяется в виде кинетической энергии электрона и антинейтрино (символом  $\bar{\nu}_e$  обозначено антинейтрино, сопровождающее рождение электрона).

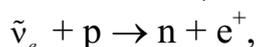
*Рис. 2.6. След электрона в жидководородной пузырьковой камере. След закручен в однородном магнитном поле, направленном на рисунке из плоскости чертежа. Радиус кривизны уменьшается по мере того, как скорость электрона в жидком водороде уменьшается*



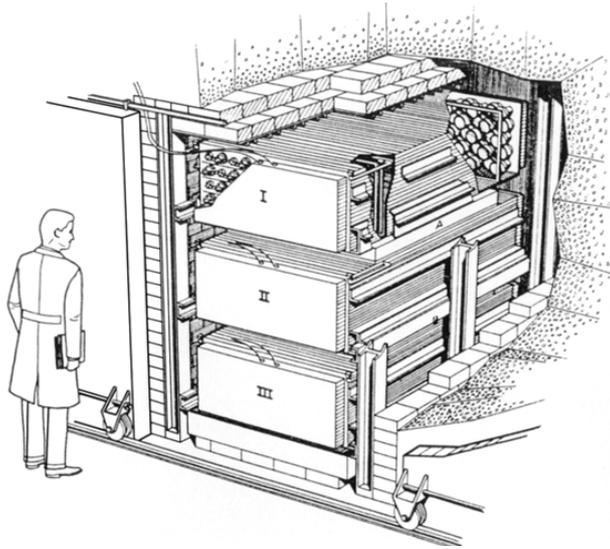
Кинетическая энергия 0,8 МэВ может распределяться между образующимися в результате распада электроном и нейтрино любым способом. При распаде большого числа нейтронов удастся обнаружить электроны с кинетическими энергиями от нуля до 0,8 МэВ. Если бы нейтрон распадался только на протон и электрон, то электрон всегда уносил бы всю кинетическую энергию 0,8 МэВ. Энергию электрона можно определить экспериментально, измеряя радиус кривизны его траектории в магнитном поле (рис. 2.6). Оказывается, что  $\beta$ -частицы редко приобретают максимально возможную кинетическую энергию. Именно «исчезновение» кинетической энергии послужило причиной «изобретения» нейтрино.

Чтобы избежать нарушения закона сохранения энергии, в 1930 году В. Паули предположил, что недостающая энергия уносится нерегистрируемой легкой нейтральной частицей. Э. Ферми назвал эту частицу нейтрино (нейтральная малютка) и разработал теорию бета-распада, сходную с современной теорией слабого взаимодействия.

Возможно и прямое наблюдение взаимодействия под действием пучка нейтрино. Согласно теории Ферми антинейтрино с энергией, достаточной для компенсации разности масс, должны вызывать реакцию:



где  $e^+$  – позитрон (положительно заряженный электрон). Наблюдать эту реакцию можно при наличии исключительно интенсивных пучков антинейтрино. Такая возможность была обеспечена развитием техники ядерных реакторов. Каждый процесс деления в ядерном реакторе сопровождается несколькими бета-распадами и, следовательно, испусканием нескольких антинейтрино. Этот эксперимент схематически показан на рис. 2.7.



*Рис. 2.7. Разрез нейтринного детектора в защите ядерного реактора. Каждый из трех баков (I, II и III) содержит примерно по 1400 л жидкого сцинтиллятора и снабжен 110 фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Позитроны, образующиеся в результате реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ , создают в жидком сцинтилляторе характерные световые вспышки*

По сравнению с ядерными реакторами ускорители частиц высоких энергий позволяют получать пучки нейтрино с гораздо более высокой энергией, но с меньшей интенсивностью. Поскольку сечение нейтринного взаимодействия линейно возрастает с энергией на пучках нейтрино высоких энергий, удалось зарегистрировать тысячи случаев нейтринных взаимодействий.

#### **2.4. Закон сохранения барионов**

Поскольку свободный нейтрон распадается благодаря слабым взаимодействиям, можно было бы предполагать, что и свободный протон будет также испытывать распад. Однако тщательные измерения показали, что свободные протоны стабильны. Этот факт, а также наблюдение за процессами с участием сильно взаимодействующих частиц привели к установлению закона сохранения барионов. К барионам относятся протон, нейтрон и примерно половина всех сильно взаимодействующих частиц.

Закон сохранения барионов утверждает, что в замкнутой системе разность полного числа барионов и полного числа антибарионов сохраняется неизменной. И поскольку протон самый легкий из барионов, ему не во что распадаться. Самое интересное, что в кварковой модели протоны, составляющие большую часть массы обычного вещества, могут спонтанно распадаться на более легкие частицы, такие как антиэлектроны. Причина в том, что при энергии великого объединения нет существ-

венной разницы между кварком и антиэлектроном. Три кварка внутри протона обычно не обладают достаточным количеством энергии для превращения в антиэлектроны, но один из кварков может совершенно случайно получить однажды энергию, достаточную для этого превращения, потому что в силу принципа неопределенности невозможно точно зафиксировать энергию кварков внутри протона. Тогда протон должен распасться, но вероятность того, что кварк будет иметь достаточную энергию, столь мала, что ждать этого придется, по крайней мере,  $10^{30}$  лет, что гораздо больше времени, прошедшего с момента Большого взрыва, которое составляет  $\sim 1,3 \cdot 10^{10}$  лет. Можно, однако, увеличить вероятность наблюдения распада протона, изучая очень большое число протонов. Наблюдая  $10^{30}$  протонов в течение года, можно надеяться обнаружить, согласно одной из простейших теорий великого объединения, более одного распада протона.

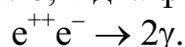
Несколько таких экспериментов уже выполнено, но они не дали определенных сведений о распадах протона. Один из экспериментов, в котором использовалось восемь тысяч тонн воды, проводился в соляной шахте штата Огайо (для того чтобы исключить космические помехи, которые можно принять за распад протона). Поскольку в течение всего эксперимента не было зарегистрировано ни одного распада протона, можно вычислить, что время жизни протона должно быть больше, чем  $10^{30}$  лет. Этот результат превышает предсказания простейшей теории великого объединения, но есть и более сложные теории, дающие более высокую оценку. Для их проверки потребуются еще более точные эксперименты с еще большим количеством вещества.

## 2.5. Антивещество

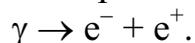
В 1928 г. П. Дираком на основании анализа релятивистского уравнения было предсказано существование позитрона или положительного электрона. Позитрон имеет ту же массу, что и электрон, но противоположный электрический заряд. В 1932 г. позитрон был обнаружен в космических лучах К. Андерсоном. Античастицы были открыты у лептонов ( $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ) и мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ).

Античастица должна иметь в точности ту же массу, что и частица, но противоположный электрический заряд. Античастица может аннигилировать с соответствующей ей частицей. В результате обе массы покоя непосредственно превращаются в энергию – в форме других частиц, например фотонов.

Тормозясь в веществе, позитрон быстро аннигилирует с электроном и превращается, как правило, в два фотона ( $\gamma$ -кванта):

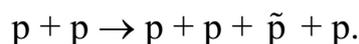


Каждый из фотонов должен иметь энергию 0,51 МэВ, которая равна массе покоя электрона. Позитроны легко возникают в так называемом процессе рождения пар (при соударении с ядром фотон с высокой энергией превращается в пару электрон–позитрон):



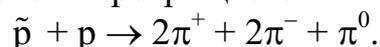
Эта реакция служит одним из множества примеров прямого превращения энергии в массу покоя.

Античастица протона всегда называется антипротоном или отрицательным протоном  $\bar{p}$ . Обычно античастицы обозначаются символом частицы с волнистой линией (иногда черточкой) наверху. Таким образом,  $\bar{p}$  – это антипротон, а  $\bar{n}$  – антинейтрон. Антиэлектрон (позитрон) должен был бы обозначаться как  $\bar{e}^{-}$ , однако его принято обозначать  $e^{+}$ . После открытия в 1933 г. позитрона стало ясно, что должен также существовать и антипротон. Антипротоны могли бы рождаться при бомбардировке ядер протонами с кинетической энергией 6 ГэВ. Одна из реакций рождения имеет вид



Энергия 6 ГэВ непосредственно превращается в энергию покоя пары протон–антипротон ( $p, \bar{p}$ ). Антипротон был открыт в 1955 г.

Через год был открыт антинейтрон  $\bar{n}$ . Поскольку нейтрон электрически нейтрален, то нейтральным должен быть и антинейтрон. Однако антинейтрон быстро аннигилирует либо с нейтроном, либо с протоном. Продуктами аннигиляции антинуклонов обычно являются пионы (см. п. 2.9). На рис. 2.8 показано, как антипротон, который попадает в пузырьковую камеру, наполненную жидким водородом, замедляется до полной остановки и аннигилирует с одним из ядер водорода. На этом снимке масса покоя антипротона и протона превращается в пять пионов:



Вещество, построенное из антинуклонов и орбитальных позитронов, называется антивеществом. Из общих соображений симметрии следовало бы ожидать, что половина атомов во Вселенной должна была бы представлять собой антивещество. Если бы на Земле или даже в нашей Галактике имелось бы антивещество, то оно не могло бы просуществовать очень долго, а довольно скоро аннигилировало бы; при этом энергия выделилась бы почти в 1000 раз эффективней, чем при взрыве водородной бомбы. Наиболее сложной формой антивещества, полученной и идентифицированной в лабораторных условиях, являются антиядра трития, гелия. Эти эксперименты были выполнены на серпуховском ускорителе в 1970–1974 гг. В 1998 г. были получены первые атомы антиводорода.

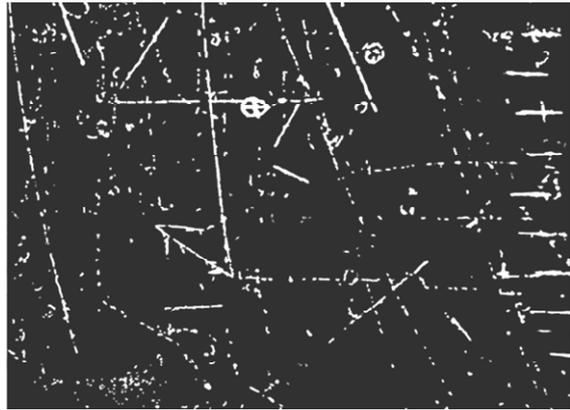
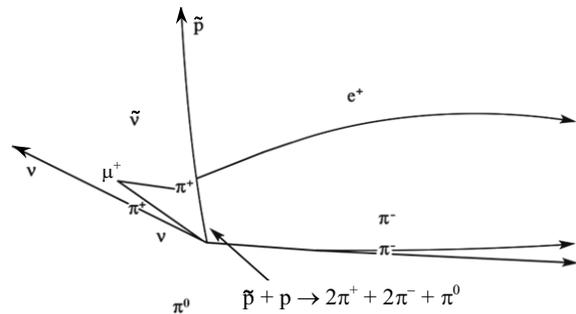


Рис. 2.8. Антипротон в жидководородной пузырьковой камере останавливается и аннигилирует с протоном (фотоснимок). Продуктами аннигиляции являются пять пионов: два положительных, два отрицательных и один нейтральный. Один из положительных пионов также тормозится и останавливается, распадаясь при этом на  $\mu^+$ , который, в свою очередь, останавливается и распадается на позитрон



Как уже упоминалось, античастицей нейтрино является антинейтрино  $\tilde{\nu}$ . В соответствии с теорией фотон должен быть тождествен своей античастице. С учетом античастиц список рассмотренных нами до сих пор элементарных частиц возрос до девяти:  $\gamma$ ,  $\nu$ ,  $\tilde{\nu}$ ,  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $p$ ,  $\tilde{p}$ ,  $n$ ,  $\tilde{n}$ .

## 2.6. Сохранение лептонного заряда (числа)

Лептоны (от греч. *leptos* – лёгкий<sup>\*)</sup>) – группа элементарных частиц, обладающих только слабым и (при наличии электрического заряда) электромагнитным взаимодействиями, но не обладающих, в отличие от адронов, сильным взаимодействием. Все лептоны имеют спин  $J = 1/2$ , т. е. являются фермионами. К их числу относятся: электрон ( $e^-$ ) и электронное нейтрино ( $\nu_e$ ), мюон ( $\mu^-$ ) и мюонное нейтрино ( $\nu_\mu$ ), тау-лептон ( $\tau^-$ ) и  $\tau$ -нейтрино ( $\nu_\tau$ ), а также их античастицы (см. табл. 2.1).

Лептоны считаются бесструктурными частицами. Размер их меньше  $10^{-18}$  м. Заряженные лептоны ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ) участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Нейтральные лептоны ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) участвуют только в слабых взаимодействиях. Детальное изучение

<sup>\*)</sup> Возникновение термина «лептон» относится к 1950 г. и связано с тем, что массы известных тогда лептонов – электронов, мюонов, нейтрино – были существенно меньше масс других изучавшихся в тот период элементарных частиц. Открытие в 1975 г.  $\tau$ -лептона с массой около двух протонных масс показало, что величина массы не является определяющей для свойств лептонов.

свойств лептонов показывает, что во всех процессах рождения лептоны возникают парами.

Каждая пара  $(e^-, \nu_e)$ ,  $(\mu^-, \nu_\mu)$  и  $(\tau^-, \nu_\tau)$  состоит из заряженного лептона и нейтрино. Таким образом, 3 пары лептонов образуют 3 поколения. Каждый лептон имеет античастицу. Они также объединены в три поколения:

Поколения лептонов	1-е поколение	2-е поколение	3-е поколение
Тип частиц			
Частицы	$(e^-, \nu_e)$	$(\mu^-, \nu_\mu)$	$(\tau^-, \nu_\tau)$
Античастицы	$(e^+, \tilde{\nu}_e)$	$(\mu^+, \tilde{\nu}_\mu)$	$(\tau^+, \tilde{\nu}_\tau)$

С каждым поколением (семейством) лептонов связывают равное 1 значение особого, присущего только ему квантового числа – лептонного числа  $L_e$ ,  $L_\mu$ ,  $L_\tau$ . При этом  $L_e$ ,  $L_\mu$  и  $L_\tau$  не тождественны друг другу. Например, электрону  $e^-$  и его нейтрино  $\nu_e$  приписывается электронное лептонное число (или «заряд»)  $L_e = +1$ , а соответствующим античастицам  $e^+$  и  $\tilde{\nu}_e$  – электронное лептонное число  $L_e = -1$ , табл. 2.1.

Таблица 2.1

*Лептоны ( $J = 1/2$ )*

Частица	Масса, МэВ	Время жизни	$Q$	Лептонное число (заряд)			Основные моды распада
				$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	
$\nu_e$	$< 7 \cdot 10^{-6}$	Стабильно	0	+1	0	0	
$\nu_\mu$	$< 0,17$	Стабильно	0	0	+1	0	
$\nu_\tau$	$< 18$	Стабильно	0	0	0	+1	
$e^-$	0,511	$> 4,3 \cdot 10^{23}$ лет	-1	+1	0	0	
$\mu^-$	105,66	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с	-1	0	+1	0	$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \tilde{\nu}_e$
$\tau^-$	1777	$2,9 \cdot 10^{-13}$ с	-1	0	0	+1	адроны + $\nu$ , $\mu + \nu + \tilde{\nu}$ , $e + \nu + \tilde{\nu}$

*Примечание.* У античастиц  $\tilde{\nu}_e$ ,  $\tilde{\nu}_\mu$ ,  $\tilde{\nu}_\tau$ ,  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$  лептонное число равно -1. Для элементарных частиц, не являющихся лептонами, лептонное число равно нулю.

Эксперимент показал, что во всех процессах взаимодействия с участием лептонов каждое из лептонных чисел ( $L_e$ ,  $L_\mu$  и  $L_\tau$ ) с высокой степенью точности сохраняется (что и явилось основанием для введения такой характеристики лептонов). Это привело к установлению нового эмпирического закона сохранения, а именно закона сохранения лептонов.

В соответствии с этим законом с большой вероятностью реализуются процессы, в которых лептонные числа сохраняются ( $\Delta L_e = 0$ ,  $\Delta L_\mu = 0$ ,  $\Delta L_\tau = 0$ ) и запрещены процессы с нарушением лептонного числа. Например, слабое взаимодействие вызывает распад мюонов с периодом полураспада  $1,5 \cdot 10^{-6}$  с:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow \nu_\mu + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ (+1) &\rightarrow (+1) + (0) + (0), \quad \Delta L_\mu = 0, \\ (0) &\rightarrow (0) + (+1) + (-1), \quad \Delta L_e = 0, \end{aligned}$$

в котором мюонное и электронное лептонные числа сохраняются. Первоначально мюонное лептонное число равно +1. Это число сохраняется, если при распаде возникает мюонное нейтрино  $\nu_\mu$ . Электрический заряд сохраняется благодаря испусканию электрона, однако для сохранения электронного лептонного числа должно также испускаться антинейтрино  $\tilde{\nu}_e$ .

При бета-распаде свободного нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$  электронное лептонное число  $(0) \rightarrow (0) + (1) + (-1)$ . Поскольку суммарное лептонное число до распада равно нулю, то суммарное лептонное число и в правой части уравнения, описывающего распад нейтрона, также должно быть равно нулю. Мы видим, что  $\Delta L_e = 0$ . Аналогично при бета-распаде с испусканием позитрона нейтрино должно иметь противоположное лептонное число. Поскольку лептонное число позитрона равно  $-1$ , нейтрино должно иметь лептонное число  $+1$  и, следовательно, это должно быть  $\nu_e$ , а не  $\tilde{\nu}_e$ .

При соударении высокоэнергетического положительного мюона и электрона они могут превратиться в два нейтрино:  $\mu^+ + e^- \rightarrow \nu + \nu$ . Определим типы этих нейтрино, используя закон сохранения лептонного числа. Одно нейтрино должно иметь мюонное лептонное число  $-1$ , такое же, как  $\mu^+$ , следовательно это  $\tilde{\nu}_\mu$ . Другим нейтрино является  $\nu_e$ , у которого электронное лептонное число такое же, как и у атомного электрона.

Низкоэнергетические реакции с нарушением закона сохранения лептонов практически не реализуются. Например, реакция  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$  запрещена, т. к.  $\Delta L_\mu \neq 0$  и  $\Delta L_e \neq 0$ . О степени запрета, налагаемого законом сохранения лептонов, можно судить по следующим цифрам:

$$\frac{P(\mu^- \rightarrow e^- + \gamma)}{P(\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \tilde{\nu}_e)} < 5 \cdot 10^{-11}, \quad \frac{P(\nu_\mu + N \rightarrow e^- + X)}{P(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X)} < 10^{-3},$$

где  $P$  – вероятность соответствующего процесса,  $X$  – совокупность вторичных адронов.

Ограничения на интенсивность процессов, нарушающих лептонное число, очень значительны при низких энергиях (распад мюона,  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ ) и не столь жёсткие при более высоких энергиях (ядерные реакции с захватом нейтрино,  $\nu_\mu + N \rightarrow e^- + X$ ).

Нет оснований считать закон сохранения лептонного числа абсолютно строгим законом сохранения. Поэтому точность выполнения эмпирического закона сохранения лептонного числа и сама природа этой характеристики элементарных частиц требуют дальнейшего, более углублённого изучения.

Например, при  $m_\nu \neq 0$  возможны нейтринные осцилляции, которые должны приводить к конечной вероятности перехода одного типа нейтрино в другие типы нейтрино и, следовательно, к нарушению лептонного числа (см. более подробно в п. 2.11).

Современные экспериментальные и теоретические оценки масс нейтрино таковы:  $m_{\nu_e} < 2,5$  эВ (из  $\beta$ -распада трития),  $m_{\nu_\mu} < 0,17$  МэВ (из  $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада);  $m_{\nu_\tau} < 24$  МэВ (из распада  $\tau$ -лептона). По астрофизическим оценкам  $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} \ll 40$  эВ. Оценки, полученные с помощью другой теоретической модели (так называемого механизма *seesaw*), дают  $m_{\nu_e} < 2 \cdot 10^{-4}$  эВ,  $m_{\nu_\mu} \leq 3 \cdot 10^{-3}$  эВ,  $m_{\nu_\tau} < 10^{-1}$  эВ.

Проблему равенства или отличия от нуля массы электронного нейтрино пытаются решить с помощью очень трудных экспериментов (проводимых глубоко под землей с использованием особо чувствительных установок) по поиску безнейтринного двойного  $\beta$ -распада ( $2\beta 0\nu$ ), обнаружение которого будет свидетельствовать, согласно теории Майорана, о том, что  $m_\nu \neq 0$ . В теории Майорана в отличие от теории Дирака предполагается, что  $\nu \equiv \tilde{\nu}$ , т. е. нейтрино считается истинно нейтральной частицей, которая, однако, может существовать в двух различных поляризационных состояниях: левом и правом. Разная поляризация позволяет отличать левые нейтрино от правых столь же уверенно, как лептонный заряд различает дираковские нейтрино от антинейтрино. Таким образом, несмотря на то, что в теории Майорана лептонное число не сохраняется, она не придет в противоречие с экспериментом в случае, если будет доказана ее справедливость.

По последним данным, наилучшая оценка нижней границы периода полураспада для  $2\beta 0\nu$ -процесса, полученная коллаборацией Гейдельберг–Москва, равна  $T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 5,7 \cdot 10^{25}$  лет, что дает для верхней границы майорановской массы электронного нейтрино  $m_\nu^{(M)} \leq 0,2$  эВ.

## 2.7. Адроны

Если лептоны – это частицы, участвующие в слабых взаимодействиях, то адроны – частицы, участвующие в сильных или ядерных взаимодействиях.

К адронам относятся все барионы (в т. ч. нуклоны – протон и нейтрон) и мезоны. Адроны обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: странностью, очарованием, красотой и др. Близкие по массе адроны, имеющие одинаковые значения указанных квантовых чисел, а также барионного числа и спина могут быть объединены в изотопические мультиплеты, включающие в себя адроны с различными электрическими зарядами.

В свободном состоянии все адроны (за исключением, возможно, протона) нестабильны. Те из них, которые распадаются благодаря сильному взаимодействию, имеют характерное время жизни порядка  $10^{-22} \dots 10^{-23}$  с и называются резонансами (исключение – так называемые векторные мезоны со скрытым очарованием,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , или со скрытой красотой,  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ , время жизни которых  $\sim 10^{-20}$  с). Адроны, распадающиеся за счет слабого или электромагнитного взаимодействия, условно называются стабильными, поскольку их время жизни на много порядков больше характерного времени сильного взаимодействия. К «стабильным» (в этом смысле) адронам, кроме нуклонов, относятся гипероны  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$ , барион  $\Lambda_c$ , мезоны  $\pi$  (пи-мезон или пион),  $K$  (ка-мезон или каон),  $\eta$  (эта-мезон), очарованные мезоны  $D$ ,  $F$  и др.

Адроны представляют собой составные системы. Большинство известных барионов состоит из трех кварков, а мезоны – из кварка и антикварка (хотя возможны состояния, имеющие в своем составе дополнительные пары кварк–антикварк, например мезоны из 2 кварков и 2 антикварков). Значения странности, очарования и др. подобных квантовых чисел адронов определяются числом входящих в их состав странных ( $s$ ), очарованных ( $c$ ), красивых ( $b$ ) и др. возможных типов (ароматов) кварков и соответствующих антикварков.

Для электромагнитных взаимодействий не существует таких ограничений, и в этих взаимодействиях участвует любая заряженная частица, а также фотон. Электромагнитные взаимодействия присущи как заряженным лептонам, так и заряженным адронам.

Среди адронов лучше всего изучены протоны и нейтроны. Однако, начиная с 1947 г. было открыто множество других нестабильных адронов. Из последних 21 частица обладает достаточно большими периодами полураспада и оставляет видимые следы в ядерных фотоэмульсиях или пузырьковых камерах. У большинства из этих 21 частиц периоды

полураспада оказываются порядка  $10^{-10}$  с. За это время частица, движущаяся со скоростью  $v = c$ , пролетает путь длиной 3 см. Несмотря на наличие среди частиц определенных объединений и групп, их количество может показаться чрезмерным и заставить нас заподозрить, не скрывается ли за ними нечто более элементарное и простое.

Мезоны имеют спины 0, 1, 2 или другие целые значения. Спины барионов являются полуцелыми, а именно  $1/2, 3/2, 5/2$  и т. п. Барионы подчиняются закону сохранения барионов, и конечным продуктом их распада всегда оказывается протон или антипротон. У всех барионов, таких как протон и нейтрон, барионное число равно +1, а у всех антибарионов, таких как  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$ , барионное число равно -1. В замкнутой системе суммарное барионное число остается неизменным. Мезоны имеют нулевое барионное число.

## 2.8. Кварки и калибровочные бозоны

На современном уровне знания фундаментальными частицами вещества считаются кварки и лептоны. Они имеют полуцелый спин и являются фермионами. Из кварков состоят адроны. Кроме кварков и лептонов существуют частицы с целым значением спина, переносящие взаимодействие между фундаментальными частицами. Эти частицы получили название калибровочных бозонов (табл. 2.2).

Таблица 2.2

*Калибровочные бозоны*

Взаимодействие	Характерная константа взаимодействия	Кванты (калибровочные бозоны)	Масса кванта, ГэВ	Характерные масштабы, м
Сильное	1	g (глюон)	0	$\sim 10^{-15}$
Электромагнитное	$10^{-2}$	$\gamma$	$< 2 \cdot 10^{-16}$	$\infty$
Слабое	$10^{-6}$	$W^-, W^+$	80,39	$10^{-18}$
		Z	91,19	
Гравитационное	$10^{-38}$	гравитон (?)		$\infty$

### Основные положения модели кварков

1. Все сильновзаимодействующие частицы состоят из кварков. Кварки являются фермионами и по современным представлениям они бесструктурны.

2. Кварки имеют внутренние квантовые числа: электрический заряд  $Q$ , спин  $J$ , четность  $P$ , барионное число  $B$ , изоспин  $I$ , проекцию изоспина  $I_3$ , странность  $s$ , шарм  $c$ , bottomness  $b$ , topness  $t$ . Совокупность этих 10 квантовых чисел, характеризующих определенный тип кварка,

называется также «ароматом» кварка. Характеристики кварков приведены в табл. 2.3.

3. Квантовые числа кварков определяют характеристики адронов.

4. Барионы (фермионы с барионным числом  $B = 1$ ) строятся из трех кварков. Антибарионы (фермионы с барионным числом  $B = -1$ ) строятся из трех антикварков.

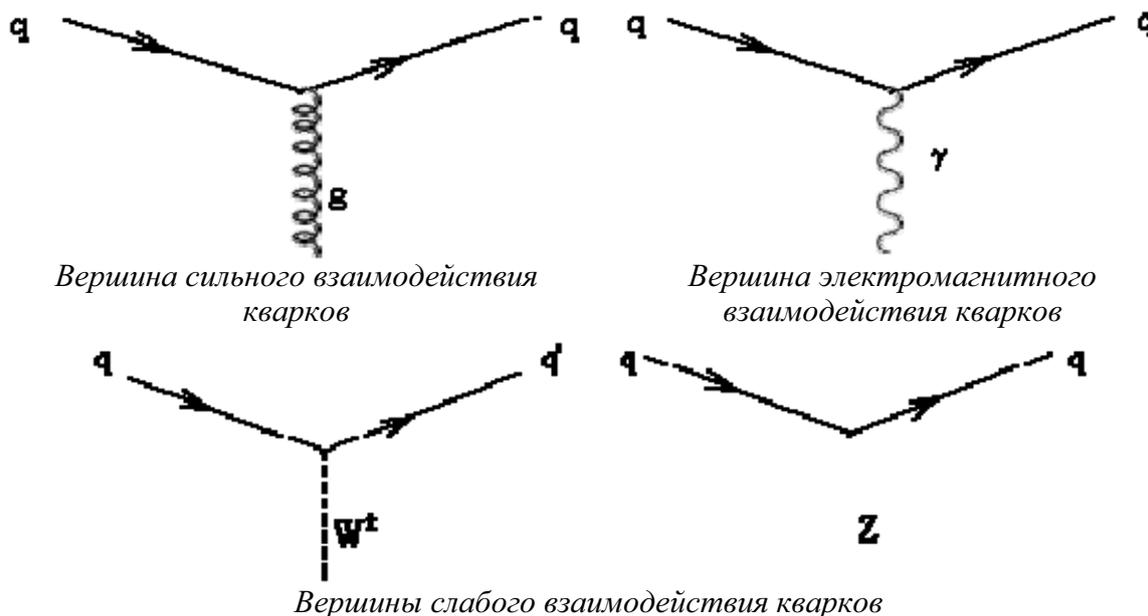
5. Мезоны (бозоны с барионным числом  $B = 0$ ) строятся из кварка и антикварка.

6. Квантовое число «цвет» приписывается всем кваркам независимо от типа (аромата). Цвет имеет три значения: красный (К), зеленый (З), синий (С). Кварк обладает единичным цветовым зарядом К, З или С. Цвет соответствующего антикварка обозначается  $\bar{K}$  (антикрасный),  $\bar{Z}$  (антизеленый),  $\bar{C}$  (антисиний) и является дополнительным к цвету кварка. Сильное взаимодействие кварка не зависит от его цветового состояния, т. е. оно одинаково для всех трех цветов<sup>\*)</sup>.

7. Известные барионы и мезоны – бесцветны, в них все цвета смешаны равномерно. Такие состояния, называемые цветовыми синглетами, не меняются при вращении в трехмерном цветовом пространстве.

8. Кварки в адронах связаны глюонами.

9. Кварки участвуют в сильных взаимодействиях, излучая или поглощая глюон  $g$ , при этом тип (аромат) кварка остается неизменным, а цвет кварка может измениться.



<sup>\*)</sup> Следует подчеркнуть, что это просто обозначения, так как размер кварков значительно меньше длины волны видимого света и поэтому цвета в обычном смысле слова у них нет. Дело просто в том, что современным физикам нравится придумывать названия новых частиц и явлений, не ограничивая больше свою фантазию греческим алфавитом.

10. Кварки участвуют в электромагнитных взаимодействиях, излучая или поглощая  $\gamma$ -квант, при этом не изменяется ни цвет, ни тип (аромат) кварков.

11. Кварки участвуют в слабых взаимодействиях, излучая или поглощая  $W^\pm$  или  $Z$ -бозоны, при этом может изменяться тип (аромат) кварка, а цвет кварка остается без изменения.

12. Каждому адрону приписывается определенная внутренняя четность. Внутреннюю четность адрона легко получить, воспользовавшись следующими правилами:

**Правило 1.** Четность кварка равна +1 и не зависит от типа кварка.

**Правило 2.** Четность антикварка равна  $-1$  и не зависит от типа кварка.

**Правило 3.** Внутренняя четность адрона равна произведению четностей входящих в его состав кварков, умноженному на  $(-1)^{\sum L}$ , где  $L$  – орбитальные моменты кварков в составе адрона.

Таблица 2.3

Характеристика	Кварки					
	Тип кварка					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд $Q$	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Барионное число $B$	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Спин $J$	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Четность $P$	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Изоспин $I$	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина $I_3$	-1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность $s$	0	0	-1	0	0	0
<i>Charm</i> (очарование) $c$	0	0	0	+1	0	0
<i>Bottomness (beauty)</i> $b$	0	0	0	0	+1	0
<i>Topness (truth)</i> $t$	0	0	0	0	0	+1
Масса в составе адрона, ГэВ	0,33	0,33	0,51	1,8	5	180
Масса «свободного» кварка, ГэВ	0,007	0,005	0,15	1,3	4,1...4,4	174

Сама идея кварков возникла в результате попытки классифицировать большое количество частиц, участвующих в сильных взаимодействиях и называемых адронами. М. Гелл-Ман и Г. Цвейг независимо предположили, что все адроны состоят из соответствующего набора фундаментальных частиц – кварков, их антикварков и переносчиков сильного взаимодействия – глюонов. Поскольку адроны состоят из кварков, то структура адронов в основном определяется сильным и электромагнитным взаимодействием кварков.

Полное число адронов, наблюдаемое в настоящее время, составляет более ста частиц (и столько же античастиц). Много десятков частиц еще не зарегистрировано. Все адроны подразделяются на тяжелые частицы, названные барионами, и средние, названные мезонами.

Барионы характеризуются барионным числом  $B = 1$  для частиц и  $B = -1$  для антибарионов. Их рождение и уничтожение всегда происходят парами: бариона и антибариона. У мезонов барионный заряд  $B = 0$ . Согласно идее Гелл-Мана и Цвейга, все барионы состоят из трех кварков, антибарионы – из трех антикварков. Поэтому каждому кварку было приписано барионное число  $1/3$ , чтобы в сумме у бариона было  $B = 1$  (или  $-1$  для антибариона). Мезоны имеют барионное число  $B = 0$ , поэтому они могут быть составлены из любой комбинации пар любого кварка и любого антикварка. Помимо одинаковых для всех кварков квантовых чисел – спина и барионного числа – имеются другие важные их характеристики, такие как величина их массы покоя  $m$ , величина электрического заряда  $Q/e$  (в долях заряда электрона  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл) и некоторого набора квантовых чисел, характеризующих так называемый аромат кварка. К ним относятся:

1) величина изотопического спина  $I$  и величина его третьей проекции, то есть  $I_3$ . Так,  $u$ -кварк и  $d$ -кварк образуют изотопический дублет, им приписан полный изотопический спин  $I = 1/2$  с проекциями  $I_3 = +1/2$ , соответствующей  $u$ -кварку, и  $I_3 = -1/2$ , соответствующей  $d$ -кварку. Обе компоненты дублета имеют близкие значения массы и идентичны по всем остальным свойствам, за исключением электрического заряда (см. табл. 2.3);

2) квантовое число  $s$  – странность – характеризует странное поведение некоторых частиц, имеющих аномально большое время жизни ( $\sim 10^{-8} \dots 10^{-13}$  с) по сравнению с характерным ядерным временем ( $\sim 10^{-23}$  с). Сами частицы были названы странными, в их состав входит один или несколько странных кварков и странных антикварков. Рождение или исчезновение странных частиц вследствие сильных взаимодействий происходят парами, то есть в любой ядерной реакции сумма  $\sum s$  до реакции должна быть равна  $\sum s$  после реакции. Однако в слабых взаимодействиях закон сохранения странности не выполняется.

В опытах на ускорителях наблюдали частицы, которые было невозможно описать с помощью  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков. По аналогии со странностью потребовалось ввести еще три новых кварка с новыми квантовыми числами:  $c = +1$ ,  $b = +1$  и  $t = +1$ . Частицы, составленные из этих кварков, имеют существенно большую массу ( $> 2$  ГэВ). Они имеют большое разнообразие схем распадов со временем жизни  $\sim 10^{-13}$  с. Сводка характеристик всех кварков приведена в табл. 2.3.

Электрический заряд кварка выражается через упомянутые внутренние квантовые числа и даётся (в единицах элементарного заряда  $e$ ) обобщённой формулой Гелл-Мана–Нишиджимы:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + s + c - b + t).$$

Например, для  $u$ -кварка имеем:

$$Q = +1/2 + (1/3 + 0 + 0 - 0 + 0)/2 = +2/3.$$

Каждому кварку табл. 2.3 соответствует свой антикварк. У антикварков все квантовые числа имеют знак, противоположный тому, который указан для кварка. О величине массы кварков необходимо сказать следующее. Приведенные в табл. 2.3 значения соответствуют массам «голых» кварков, то есть собственно кварков без учета окружающих их глюонов. Масса «одетых» кварков за счет энергии, несомой глюонами, больше. Особенно это заметно для легчайших  $u$ - и  $d$ -кварков, глюонная «шуба» которых имеет энергию около 300 МэВ.

Кварки, которые определяют основные физические свойства частиц, называют валентными кварками. Помимо валентных кварков в составе адронов имеются виртуальные пары частиц – кварки и антикварки, которые испускаются и поглощаются глюонами на очень короткое время  $t \leq \hbar/E$  (где  $E$  – энергия виртуальной пары), что происходит с нарушением закона сохранения энергии в соответствии с соотношением неопределенности Гейзенберга. Виртуальные пары кварков называют кварками моря или морскими кварками. Таким образом, в структуру адронов входят валентные и морские кварки и глюоны.

Главная особенность всех кварков в том, что они являются обладателями соответствующих сильных зарядов. Заряды сильного поля имеют три равноправные разновидности (вместо одного электрического заряда в теории электрических сил). В исторически сложившейся терминологии эти три разновидности заряда называют цветами кварков, а именно: условно красным, зеленым и синим. Таким образом, каждый кварк в табл. 2.3 может быть в трех ипостасях и является цветной частицей. Смешение всех трех цветов, подобно тому, как это имеет место в оптике, дает белый цвет, то есть обесцвечивает частицу. Все наблюдаемые адроны бесцветны.

Взаимодействия кварков осуществляют восемь разных глюонов. Термин «глюон» означает в переводе с английского клей, то есть эти кванты поля как бы склеивают кварки между собой. Как и кварки, глюоны являются цветными частицами, но поскольку каждый глюон изменяет цвета сразу двух кварков (кварка, который испускает глюон, и кварка, который поглотил глюон), то глюон окрашен дважды, неся на себе цвет и антицвет, как правило, отличный от цвета.

Масса покоя глюонов, как и у фотона, равна нулю. Кроме того, глюоны электрически нейтральны и не обладают слабым зарядом. Глюоны взаимодействуют только с кварками и с другими глюонами. У сильного взаимодействия есть одно необычайное свойство – оно обладает конфайнментом (англ. *confinement* – ограничение, удержание) – невылетание (пленение) цветных кварков и глюонов, удержание их внутри бесцветных адронов. Конфайнмент состоит в том, что частицы всегда удерживаются в бесцветных комбинациях. Один кварк не может существовать сам по себе, потому что тогда он должен был бы иметь цвет (красный, зеленый или синий). Поэтому красный (К) кварк должен быть соединен с зеленым (З) и синим (С) посредством глюонной «струи» ( $K + Z + C = \text{белый}$ ). Такой триплет оказывается протоном или нейтроном.

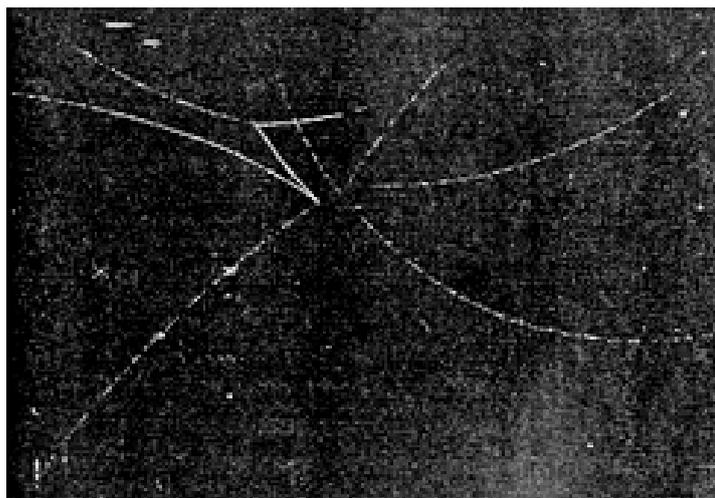
Существует и другая возможность – когда кварк и антикварк объединяются в пару (красный + антикрасный ( $K + \tilde{K}$ ), или зеленый + антизеленый ( $Z + \tilde{Z}$ ), или синий + антисиний ( $C + \tilde{C}$ ) = белый).

Такие комбинации входят в состав частиц, называемых мезонами. Эти частицы нестабильны, потому что кварк и антикварк могут аннигилировать друг с другом, образуя электроны и другие частицы. Аналогичным образом один глюон не может существовать сам по себе из-за конфайнмента, потому что глюоны тоже обладают цветом. Следовательно, глюоны должны группироваться таким образом, чтобы их цвета в сумме давали белый цвет. Описанная группа глюонов образует нестабильную частицу – глюбол.

Мы не можем наблюдать отдельный кварк или глюон из-за конфайнмента. Не означает ли это, что само представление о кварках и глюонах как о частицах несколько метафизично? Нет, потому что сильное взаимодействие характеризуется еще одним свойством, которое называется асимптотической свободой. Благодаря этому свойству понятие кварков и глюонов становится вполне определенным. При обычных энергиях сильное взаимодействие действительно является сильным и «плотно» прижимает кварки друг к другу. Но, как показывают эксперименты на мощных ускорителях, при высоких энергиях сильное взаимодействие заметно ослабевает, а кварки и глюоны начинают вести себя почти как свободные частицы.

На рис. 2.9 представлен фотоснимок столкновения протона и антипротона высокой энергии. Видно, что несколько почти свободных кварков, родившихся в результате взаимодействия, образовали «струи» треков, которые видны на фотографии.

Рис. 2.9. Столкновение протона и антипротона высоких энергий. Хорошо видны «струи» треков почти свободных кварков



## 2.9. Кварковая модель адронов

Кварковую модель адронов начнем описывать с рисунка силовых линий, исходящих из источника – кварка с цветным зарядом – и заканчивающихся на антикварке (рис. 2.10, б).

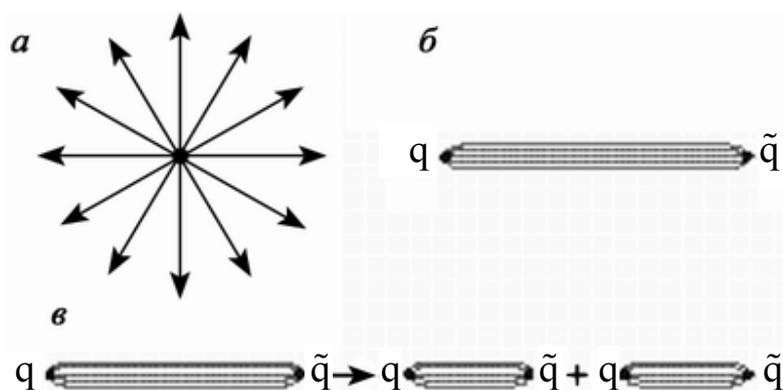
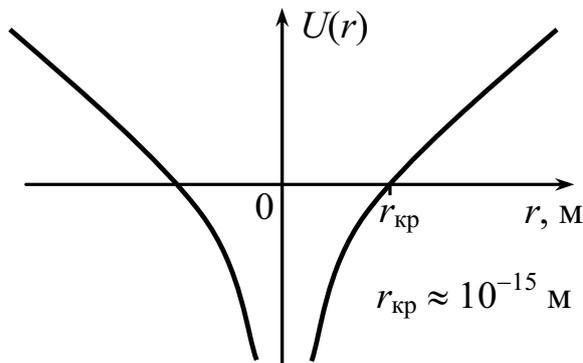


Рис. 2.10. Силовые линии электрического поля (а), глюонного взаимодействия кварк–антикварк (б), схема разрыва жгута при высоких энергиях (в)

Для сравнения на рис. 2.10, а показано, что в случае электромагнитного взаимодействия силовые линии расходятся от их источника – электрического заряда – веером, ибо виртуальные фотоны, испущенные одновременно источником, не взаимодействуют друг с другом. В результате получаем закон Кулона.

В отличие от этой картины глюоны сами обладают цветными зарядами и сильно взаимодействуют друг с другом. Вместо веера из силовых линий получается жгут силовых линий, показанный на рис. 2.10, б. Жгут протянут между кварком и антикварком. Сами глюоны, имея цветные заряды, становятся источниками новых глюонов, число которых нарастает по мере их удаления от кварка.

Такая картина взаимодействия соответствует зависимости потенциальной энергии взаимодействия между кварками, показанной на рис. 2.11. До расстояния  $r \leq 10^{-15}$  м зависимость  $U(r)$  имеет воронкообразный характер, причем сила цветного заряда в этой области расстояний относительно невелика, так что кварки при  $r < 10^{-15}$  м в первом приближении можно рассматривать как свободные, невзаимодействующие частицы. Это явление имеет специальное название асимптотической свободы кварков при малых  $r$ . Однако при  $r$  больше некоторого критического  $r_{кр} \approx 10^{-15}$  м величина потенциальной энергии взаимодействия  $U(r)$  становится прямо пропорциональной величине  $r$ . Отсюда следует, что сила  $F = -dU/dr = \text{const}$  практически не зависит от расстояния. Никакие другие взаимодействия, которые физики ранее изучили, не обладали столь необычным свойством.



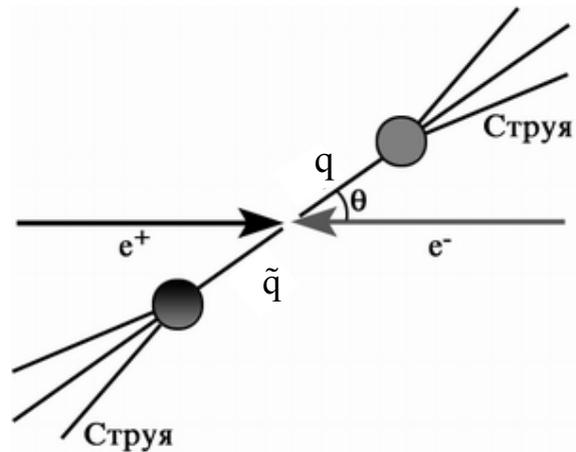
*Рис. 2.11. Потенциальная энергия взаимодействия кварк–антикварк. При  $r > r_{кр}$  сила взаимодействия между кварк–антикварк не зависит от расстояния*

Расчеты показывают, что силы, действующие между кварком и антикварком, действительно, начиная с  $r_{кр} \approx 10^{-15}$  м, перестают зависеть от расстояния, оставаясь на уровне огромной величины, близкой к  $2 \cdot 10^5$  Н. На расстоянии  $r \sim 10^{-14}$  м (равном радиусу средних атомных ядер) цветные силы более чем в 100 тыс. раз больше электромагнитных сил. Если сравнить цветную силу с ядерными силами между протоном и нейтроном внутри атомного ядра, то оказывается, что цветная сила в тысячи раз больше!

Потенциальная энергия между кварками линейно растет с ростом  $r$ , пока энергетически не становится более выгодно образовать разрыв с рождением кварк-антикварковой пары частиц. Это происходит, когда потенциальная энергия в месте разрыва больше массы покоя кварка и антикварка. Процесс разрыва жгута силовых линий глюонного поля показан на рис. 2.10, в.

Такие качественные представления о рождении кварка – антикварка позволяют понять, почему одиночные кварки вообще не наблюдаются и не могут наблюдаться в природе. Кварки навечно заключены внутри адронов. Это явление невылета кварков называется конфайнментом. При высоких энергиях жгуту выгоднее разорваться сразу во многих местах, образовав множество  $q\bar{q}$ -пар. Возникает множественное рождение кварк-антикварковых пар с образованием жестких кварковых струй (см. рис. 2.9 и 2.12).

Рис. 2.12. Рождение кварковых струй в реакции столкновения позитрона и электрона высокой энергии  
 $e^+ e^- \rightarrow \gamma_{\text{вирт}} \rightarrow q + \bar{q}$



Рассмотрим строение легких адронов – мезонов. Мезоны состоят из одного кварка и одного антикварка. Оба партнера пары имеют одинаковый цветной заряд и такой же антизаряд (например, кварк синий и антикварк антисиний), так что их пара независимо от ароматов кварков не имеет цвета (а только бесцветные частицы мы и наблюдаем). Все кварки и антикварки имеют спин (в долях от  $\hbar$ ), равный  $1/2$ . Суммарный спин кварка с антикварком равен либо  $0$  – когда спины антипараллельны, либо  $1$  – когда спины параллельны друг другу. Но спин частицы может быть и больше  $1$ , если кварки вращаются по каким-либо орбитам внутри частицы.

В табл. 2.4 приведены некоторые парные и более сложные комбинации кварков с указанием, каким известным ранее адронам данное сочетание кварков соответствует.

Из наиболее изученных в настоящее время мезонов и мезонных резонансов наибольшую группу составляют легкие неароматные частицы, у которых квантовые числа  $s = c = b = 0$ . В эту группу входят около 40 частиц. Таблица начинается с пионов  $\pi^{\pm,0}$ , открытых английским физиком С.Ф. Пауэллом в 1949 г.

Таблица 2.4

## Комбинации кварков

Кварки	Мезоны		Кварки	Барионы	
	$J = 0$	$J = 1$		$J = 1/2$	$J = 3/2$
	частицы	резонансы		частицы	резонансы
$u\bar{d}$	$\pi^+$ (пион +)	$\rho^+$ (ро +)	$uuu$		$\Delta^{++}$ (делта ++)
$\bar{u}d$	$\pi^-$ (пион-)	$\rho^-$ (ро-)	$uud$	p (протон)	$\Delta^+$ (дельта +)
$u\bar{u} - d\bar{d}$	$\pi^0$ (пион0)	$\rho^0$ (ро0)	$udd$	n (нейтрон)	$\Delta^0$ (дельта0)
$u\bar{u} + d\bar{d}$	H (эта)	$\omega$ (омега)	$ddd$		$\Delta^-$ (дельта-)
$d\bar{s}$	$K^0$ (каон0)	$K^{0*}$ (каон0*)	$uus$	$\Sigma^+$ (сигма +)	$\Sigma^{+*}$ (сигма +*)
$u\bar{s}$	$K^+$ (каон +)	$K^{+*}$ (каон +*)	$uds$	$\Lambda^0$ (лямбда0)	$\Sigma^{0*}$ (сигма0*)
$\bar{u}s$	$K^-$ (каон-)	$K^{-*}$ (каон-*)	$dds$	$\Sigma^-$ (сигма-)	$\Sigma^{-*}$ (сигма-*)
$c\bar{d}$	$D^+$ (дэ +)	$D^{+*}$ (дэ +*)	$uss$	$\Xi^0$ (кси0)	$\Xi^{0*}$ (кси0*)
$c\bar{s}$	$D_s^+$ (де-эс +)	$D_s^{+*}$ (дэ-эс +*)	$dss$	$\Xi^-$ (кси-)	$\Xi^{-*}$ (кси-*)
$c\bar{c}$	Чармоний	$J/\psi$ (джей-пси)	$sss$	$\Omega^-$ (омега-)	
$b\bar{b}$	Боттоний	Ипсилон	$udc$	$\Lambda_c^+$ (лямбда-цэ +)	
$c\bar{u}$	$D^0$ (дэ0)	$D^{0*}$ (дэ0*)	$uuc$	$\Sigma_c^{++}$ (сигма-цэ ++)	
$b\bar{u}$	$B^-$ (бэ-)	$B^{*-}$ (бэ*)	$udb$	$\Lambda_b$ (лямбда-бэ)	

Заряженные пионы живут около  $10^{-8}$  с, распадаясь на лептоны по следующим схемам:  $\pi^+ \rightarrow \mu + \nu_\mu$ ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ . Их «родственники» в табл. 2.4 – резонансы  $\rho^{\pm,0}$  (ро-мезоны) – имеют в отличие от пионов спин  $J=1$ , они нестабильны и живут всего около  $10^{-23}$  с. Причина распада  $\rho^{\pm,0}$  – сильное взаимодействие. Причина распада заряженных пионов обусловлена слабым взаимодействием, а именно тем, что составляющие частицу кварки способны испускать и поглощать в результате слабого взаимодействия на короткое время  $t$  в соответствии с соотношением  $t \leq \hbar/E$  виртуальные калибровочные бозоны:  $u \rightarrow d + W^+$  или  $d \rightarrow u + W^-$ , причем, в отличие от лептонов, осуществляются и переходы кварка одного поколения в кварк другого поколения, например  $u \rightarrow b + W^+$  или  $u \rightarrow s + W^+$  и т. д., хотя такие переходы существенно более редкие, чем переходы в рамках одного поколения. Вместе с тем при всех подобных превращениях электрический заряд в реакции сохраняется.

Изучение мезонов, включающих s- и c-кварки, привело к открытию нескольких десятков странных и чармированных частиц. Их исследование проводится сейчас во многих научных центрах мира. Изучение мезонов, включающих b- и t-кварки, интенсивно началось на ускорителях, и мы пока не будем говорить о них более подробно.

Перейдем к рассмотрению тяжелых адронов, то есть барионов. Все они составлены из трех кварков, но таких, у которых имеются все три разновидности цвета, поскольку так же, как и мезоны, все барионы бесцветны. Кварки внутри барионов могут иметь орбитальное движение. В этом случае суммарный спин частицы будет превышать суммарный спин кварков, равный  $1/2$  или  $3/2$  (если спины всех трех кварков параллельны друг другу). Барионом с минимальной массой является протон  $p$ .

Другой основной частицей атомных ядер является нейтрон  $n$ . Нейтрон немного тяжелее протона, он неустойчив и в свободном состоянии со временем жизни около  $900$  с распадается на протон, электрон и нейтрино. В табл. 2.4 показано кварковое состояние протона  $uud$  и нейтрона  $udd$ . Но при спине этой комбинации кварков  $J = 3/2$  образуются резонансы  $\Lambda^+$  и  $D^0$  соответственно. Все другие барионы, состоящие из более тяжелых кварков  $s$ ,  $b$ ,  $t$ , имеют и существенно бóльшую массу. Среди них особый интерес вызывал  $W^-$ -гиперон, состоящий из трех странных кварков. Он был открыт сначала на бумаге, то есть расчетным путем, с использованием идей кваркового строения барионов. Были предсказаны все основные свойства этой частицы, подтвержденные затем экспериментами.

Многие экспериментально наблюдаемые факты убедительно говорят сейчас о существовании кварков. В частности, речь идет и об открытии нового процесса в реакции соударения электронов и позитронов, приводящей к образованию кварк-антикварковых струй. Схема этого процесса показана на рис. 2.12. Эксперимент выполнен на коллайдерах в Германии и США. На рисунке показаны стрелками направления пучков  $e^+$  и  $e^-$ , а из точки их столкновения – вылет кварка  $q$  и антикварка  $\tilde{q}$  под зенитным углом  $\theta$  к направлению полета  $e^+$  и  $e^-$ . Такое рождение  $q + \tilde{q}$  пары происходит в реакции



Жгут силовых линий (струна) при достаточно большом растяжении рвется на составляющие. При большой энергии кварка и антикварка струна рвется во многих местах, в результате чего в обоих направлениях вдоль линии полета кварка  $q$  и антикварка  $\tilde{q}$  образуются два узких пучка бесцветных вторичных частиц (рис. 2.12). Такие пучки частиц названы струями. Часто на опыте наблюдается образование трех, четырех и более струй частиц одновременно.

В экспериментах, которые проводились при сверхускорительных энергиях в космических лучах, получены фотографии процесса образо-

вания многих струй. Дело в том, что жгут или струна одномерны и поэтому центры образования трех, четырех и более струй также располагаются вдоль прямой линии.

Теория, описывающая сильные взаимодействия, называется квантовой хромодинамикой или сокращенно КХД. Особенно успешно КХД описывает жесткие процессы взаимодействия частиц с большой передачей импульса между частицами.

В заключение кратко остановимся на том, исчерпывают ли шесть лептонов и 18 разноцветных кварков (и их античастицы), а также кванты фундаментальных полей – фотон,  $W^\pm$ -,  $Z^0$ -бозоны, восемь глюонов – и, наконец, кванты гравитационного поля – гравитоны – весь арсенал истинно элементарных, точнее, фундаментальных частиц. По-видимому, нет. Скорее всего, описанные картины частиц и полей суть отражение лишь наших знаний в настоящее время. Недаром уже сейчас есть много теоретических идей, в которые вводятся большая группа еще не наблюдавшихся так называемых суперсимметричных частиц, например октет сверхтяжелых кварков, и многое другое.

## 2.10. Симметрия античастиц. Несохранение четности

До 1956 г. считалось, что законы физики инвариантны относительно трех преобразований симметрии –  $C$ ,  $P$  и  $T$ . Симметрия  $C$  означает, что все законы одинаковы для частиц и античастиц. Симметрия  $P$  означает, что законы физики одинаковы для любого явления и для его зеркального отражения (зеркальным отражением частицы, вращающейся по часовой стрелке, будет частица, вращающаяся против часовой стрелки). Смысл симметрии  $T$  состоит в том, что при изменении направления движения всех частиц и античастиц на обратное система вернется в то состояние, в котором она находилась раньше. Иными словами, законы одинаковы при движении во времени вперед или назад.

В 1956 г. два американских физика Тзундао Ли и Чженьнин Янг высказали предположение, что слабое взаимодействие на самом деле не инвариантно относительно  $P$ -преобразований. Таким образом, в результате слабого взаимодействия развитие Вселенной может пойти иначе, чем развитие ее зеркального изображения. Ли и Янг предложили экспериментально проверить сохранение четности в слабых взаимодействиях, исследуя  $\beta^-$ -распад поляризованных ядер.

Впервые несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях было обнаружено в эксперименте Ву и др. в 1957 г., где использовался  $\beta^-$ -активный источник  $^{60}\text{Co}$ , помещенный в магнитное поле. У ядра  $^{60}\text{Co}$  величина спина  $J = 5$  и, соответственно, большой

магнитный момент. Это позволяло получить большую степень поляризации ядер в магнитном поле. Источник  $^{60}\text{Co}$  помещался в магнитное поле кругового тока, под действием которого спины ядер выстраивались вдоль направления поля. Для того чтобы тепловое движение не уничтожило поляризацию,  $^{60}\text{Co}$  охлаждался до низкой температуры  $\sim 0,01$  К. Измерялось количество электронов  $\beta^-$ -распада:



испущенных по направлению магнитного поля (спинов ядер) и в противоположном направлении. Вся установка зеркально симметрична относительно плоскости, в которой расположен круговой ток. При зеркальном отражении импульс (полярный вектор) меняет направление на противоположное, а напряженность магнитного поля, магнитный момент, спин (аксиальные вектора) направления не меняют. Если бы пространственная четность сохранялась, что эквивалентно зеркальному отражению, одинаковое количество электронов должно было бы регистрироваться как по направлению магнитного поля, так и в противоположном направлении. Действительно, закон сохранения пространственной четности в сферических координатах для квадрата модуля волновой функции имеет вид:

$$|\Psi(r, \theta, \varphi)|^2 = |\Psi(r, (\pi - \theta), \varphi)|^2,$$

из чего следует, что вероятности найти частицу под углом  $\theta$  и  $(\pi - \theta)$  равны.

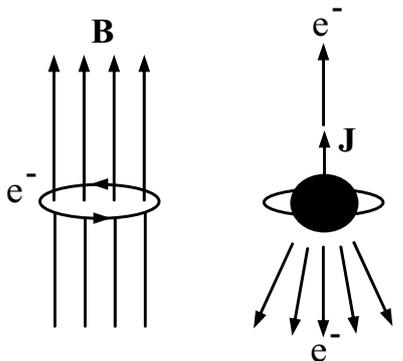


Рис. 2.13. Схема опыта Ву

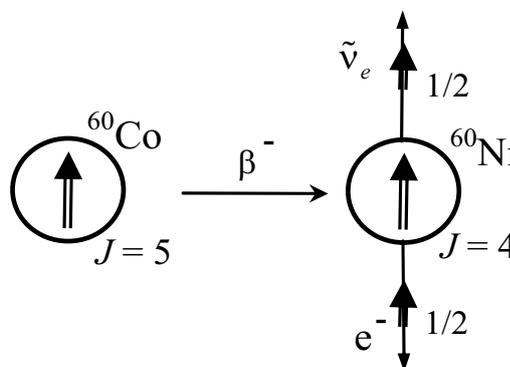


Рис. 2.14. Ориентации спинов и импульсов при  $\beta^-$ -распаде кобальта

Однако оказалось (рис. 2.13), что электроны испускаются преимущественно в направлении противоположном направлению магнитного поля (спинов ядер), т. е. тем самым было доказано, что в слабых распадах четность не сохраняется. Спин у антинейтрино  $\tilde{\nu}_e$  всегда направлен по импульсу (рис. 2.14) (положительная, или правая спиральность), у нейтрино  $\nu_e$  против импульса (отрицательная, или левая спиральность).

При  $\beta$ -распаде сохраняется комбинированная  $CP$ -четность – последовательное применение пространственной  $P$  и зарядовой  $C$  инверсии (замене частиц на их античастицы (рис. 2.15)).

В том же году Цзиньсян Ву, коллега Ли и Янга, сумела доказать, что их предположение правильно. Расположив в магнитном поле ядра радиоактивных атомов так, чтобы их спины были направлены одинаково, она показала, что электронов вылетает больше в одном направлении, чем в другом. В следующем году Ли и Янг за свое открытие были удостоены Нобелевской премии.

В 1964 г. еще два американца Джеймс Кронин и Вел Фитч обнаружили, что в распаде частиц, которые называются  $K$ -мезонами, нарушается даже  $CP$ -симметрия.

Речь идет о следующих вариантах распада:

$$K^0 \text{ или } \tilde{K}^0 \begin{cases} \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-; \\ \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \pi^+. \end{cases}$$

Оказывается, что несколько предпочтительнее идет распад с образованием  $e^+$ , нежели  $e^-$ . И это не зависит от того, был ли исходной частицей  $K^0$  или  $\tilde{K}^0$ .

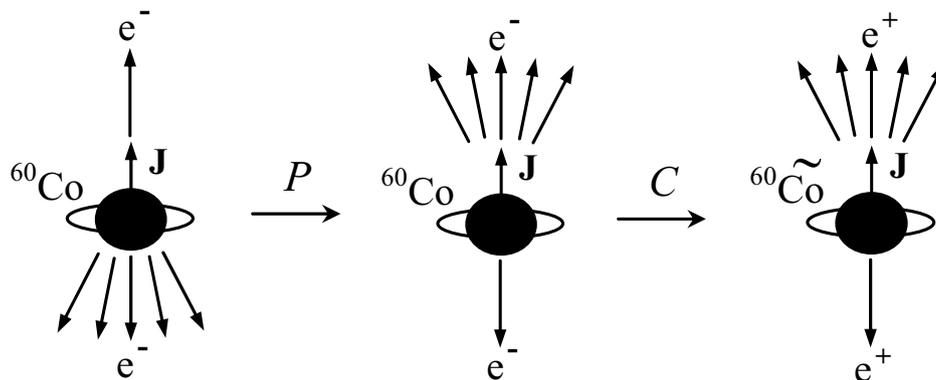


Рис. 2.15.  $CP$ -преобразование распада  $^{60}\text{Co}$

Существует математическая теорема, в которой утверждается, что любая теория, подчиняющаяся квантовой механике и теории относительности, должна всегда быть инвариантна относительно комбинированной симметрии  $CPT$ . Другими словами, поведение Вселенной не изменится, если заменить частицы античастицами, отразить все в зеркале и еще изменить направление времени на обратное. Но Кронин и Фитч показали, что если заменить частицы античастицами и произвести зеркальное отражение, но при этом не изменять направление времени на обратное, то Вселенная будет вести себя по-другому. Следовательно, при обращении времени законы физики должны измениться, т. е. они не инвариантны относительно симметрии  $T$ .

Понятно, что в ранней Вселенной нарушалась симметрия  $T$ : когда время течет вперед, Вселенная расширяется, а если бы время пошло назад, то Вселенная начала бы сжиматься. А поскольку существуют силы, не инвариантные относительно симметрии  $T$ , то отсюда следует, что по мере расширения Вселенной под действием этих сил антиэлектроны (позитроны) должны превращаться в кварки чаще, чем электроны в антикварки. Затем, когда Вселенная расширялась и охлаждалась, антикварки и кварки должны были аннигилировать, но поскольку кварков оказалось бы больше, чем антикварков, кварки остались бы в небольшом избытке. И они-то и есть те самые кварки, из которых состоит сегодняшнее вещество, которое мы видим и из которого сотворены мы сами. Таким образом, само наше существование можно рассматривать как подтверждение теории великого объединения, правда, только как качественное подтверждение. Неопределенности происходят из-за того, что мы не можем предсказать, ни сколько кварков останется после аннигиляции, ни даже будут ли оставшиеся частицы кварками или антикварками.

Симметрия в числе и свойствах лептонов и кварков давно предсказывалась теоретиками, но она стала действительно полной только после того, как в 1994–1995 гг. был, наконец, открыт шестой  $t$ -кварк. Теперь шести лептонам (трем нейтральным –  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  и трем заряженным –  $e, \mu, \tau$  с  $Z = -1$ ) соответствуют шесть кварков (три «верхних» –  $u, c, t$  с  $Z = +2/3$  и три «нижних» –  $d, s, b$  с  $Z = -1/3$ ). Разность зарядов нейтральных и заряженных лептонов равна разности зарядов «верхних» и «нижних» кварков. Четыре первые (самые легкие) частицы из каждой тройки ( $\nu_e, e, u, d$ ) образуют первое поколение фундаментальных фермионов, четыре вторых ( $\nu_\mu, \mu, c, s$ ) – второе поколение и четыре последних ( $\nu_\tau, \tau, t, b$ ) – третье.

Из перечисленных трех поколений вполне очевидна роль только первого. Действительно, три частицы этого поколения являются основным «строительным материалом», использованным природой для устройства окружающего нас мира и нас самих. Это  $u$ -,  $d$ -кварки, входящие в состав нуклонов, из которых состоят атомные ядра, и электроны  $e$ , образующие атомные оболочки. Еще одна частица – электронное нейтрино  $\nu_e$  – как известно, тоже играет не последнюю роль: это она делает наш мир теплым и живым, обеспечивая термоядерные реакции на Солнце.

Роль второго и третьего поколений фундаментальных фермионов менее очевидна и, как мы уже говорили, казалась совсем непонятной еще с момента открытия мюонов. Однако теперь так не считают. В настоящее время физики предполагают, что второе и третье поколения

фундаментальных фермионов сыграли очень важную роль при формировании ранней Вселенной, потому что именно они отвечают за нарушение  $CP$ -инвариантности.

## 2.11. Нейтринные осцилляции

Одним из немногих экспериментальных указаний на неполноту Стандартной модели служат результаты наблюдений, свидетельствующие о существовании нейтринных осцилляций, т. е. о превращении части  $\nu_e$ -нейтрино на пути от центра Солнца до Земли в  $\nu_\mu$ - и (или)  $\nu_\tau$ -нейтрино.

Необходимым условием существования нейтринных осцилляций является наличие у нейтрино массы. В 1998 г. были обнаружены нейтринные осцилляции и тем самым установлено, что, по крайней мере, нейтрино одного аромата (сорта) имеет массу, отличную от нуля. Сейчас в существовании нейтринных осцилляций нет никаких сомнений, выяснилось, что именно эти осцилляции ответственны за загадку в области нейтринного излучения Солнца.

Экспериментально измеряемый поток нейтрино от Солнца оказался почти в три раза меньше вычисленного, согласно Стандартной модели Солнца (в этой модели делаются определенные предположения о структуре и температуре в центральной части Солнца). Попытки как-то устранить противоречие за счет изменений модели Солнца выглядели все менее правдоподобными. Главной стала гипотеза о роли нейтринных осцилляций.

Эта гипотеза в 2001 г. блестяще подтвердилась. На подземной установке SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), содержащей 1000 тонн ультрачистой тяжелой воды ( $D_2O$ ), был измерен поток электронных нейтрино с энергией, большей 6,75 МэВ, и он оказался равным  $(1,75 \pm 0,14) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такой поток равен лишь 35 % потока, вычисленного по Стандартной модели. Однако комбинация этих данных с результатами, полученными на установке Супер-Камиоканде, регистрирующей нейтрино трех типов,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ , позволила определить полный поток нейтрино этих трех типов или, как говорят, ароматов (*flavours*), испускаемых Солнцем и наблюдаемых на Земле. Поток оказался равным  $(5,44 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Это значение прекрасно совпадает с вычисленным потоком в  $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и, таким образом, подтверждает как справедливость Стандартной модели Солнца, так и существование нейтринных осцилляций. Имеющиеся данные ограничивают массу всех нейтрино значением (2...3) эВ; это верхний предел, возможно, массы значительно меньше.

## 2.12. Проблемы будущего

Работы, посвященные частицам, которые уже открыты или будут открыты в обозримом будущем, получили название «феноменологических». Работы, посвященные частицам, которые никогда не будут открыты на опыте, получили название «теоретических». Эти работы исходят из того, что квантовая теория поля вообще и Стандартная модель в частности являются эффективными феноменологическими теориями. А фундаментальной является теория не точечных частиц, а струн размером порядка  $\hbar/(m_p c) \approx 10^{-35}$  м. Эти струны движутся в многомерных пространствах и обладают бозон-фермионной симметрией, т. е. являются суперструнами. Суперструны присоединены к многомерным супермембранам. Существенным достижением в этой области стала идея о существовании всеобъемлющей М-теории. Различные варианты суперструнных моделей, предложенные ранее, получают разложением в ряд теории возмущений в различных точках пространства параметров будущей М-теории.

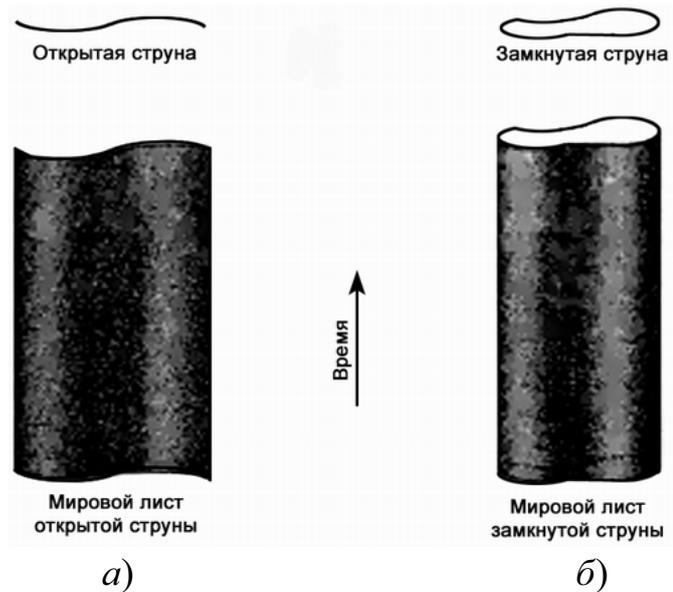


Рис. 2.16. Мировой лист открытой (а) и замкнутой (б) струны

Основными объектами струнных теорий выступают не частицы, занимающие всего лишь точку в пространстве, а некие структуры вроде бесконечно тонких кусочков струны, не имеющих никаких измерений, кроме длины. Концы этих струн могут быть либо свободны (так называемые открытые струны), либо соединены друг с другом (замкнутые струны) (рис. 2.16).

Частица в каждый момент времени представляется одной точкой в пространстве. Ее историю можно изобразить линией в пространстве–времени (мировая линия). Но струне в каждый момент времени

отвечает линия в трехмерном пространстве. Следовательно, ее история в пространстве–времени изображается двумерной поверхностью, которая называется «мировым листом». Любую точку на таком мировом листе можно задать двумя числами, одно из которых – время, а другое – положение точки на струне. Мировой лист открытой струны представляет собой полосу, края которой отвечают путям концов струны в пространстве–времени (рис. 2.16, *а*). Мировой лист замкнутой струны – это цилиндр или трубка (рис. 2.16, *б*), сечением которой является окружность, отвечающая положению струны в определенный момент времени.

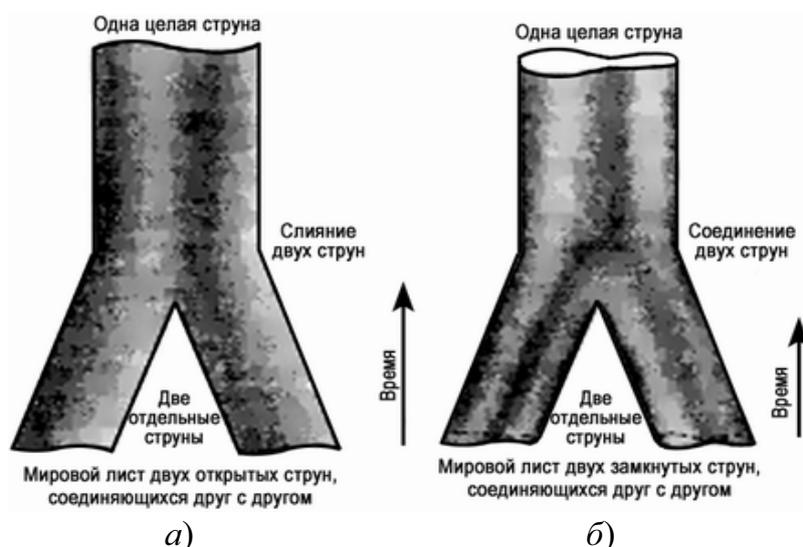


Рис. 2.17. Слияние двух открытых струн концами (*а*), соединение двух замкнутых струн друг с другом (*б*)

Два куска струны могут соединиться в одну струну; в случае открытых струн они просто смыкаются концами (рис. 2.17, *а*), а соединение замкнутых струн напоминает соединение двух штанин в брюках (рис. 2.17, *б*). Аналогичным образом кусок струны может разорваться на две струны. То, что раньше считалось частицами, в струнных теориях изображается в виде волн, бегущих по струне так же, как бегут волны по натянутой веревке, если ее дернуть за конец. Испускание и поглощение одной частицы другой отвечает разделению и соединению струн.

Например, гравитационная сила, с которой Солнце действует на Землю, в теориях частиц изображалась как результат испускания какой-нибудь частицей на Солнце гравитона и последующего его поглощения какой-нибудь частицей на Земле (рис. 2.18, *а*). В теории струн этот процесс изображается *H*-образным соединением трубок (рис. 2.18, *б*). Две вертикальные стороны соответствуют частицам, находящимся на Солнце и на Земле, а горизонтальная поперечина отвечает летящему между ними гравитону.

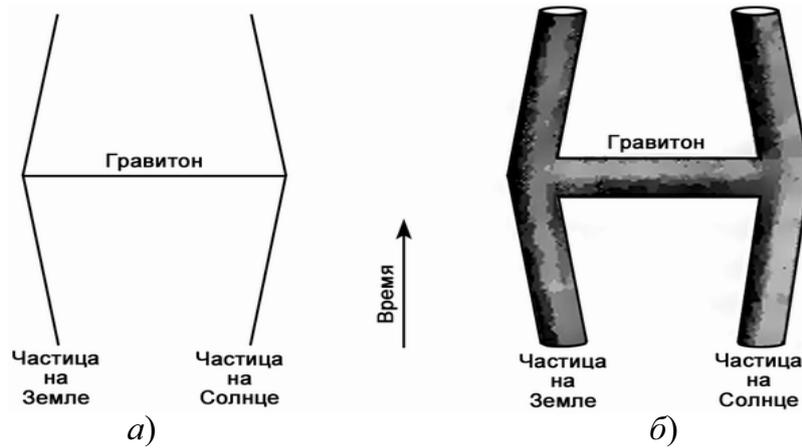


Рис. 2.18. Изображение гравитационного взаимодействия в теориях частиц (а) и в струнных теориях (б)

Теория струн возникла в конце шестидесятых годов при попытках построить теорию сильных взаимодействий. Идея была в том, чтобы частицы типа протона и нейтрона рассматривать как волны, распространяющиеся по струне. Тогда силы, действующие между частицами, соответствуют отрезкам струн, соединяющим между собой, как в паутине, другие участки струн. Для того чтобы вычисленная в этой теории сила взаимодействия имела значение, отвечающее эксперименту, струны должны быть эквивалентны резиновым лентам, натянутым с силой около  $10^5$  Н.

В 1974 г. парижанин Джоэль Шерк и Джон Шварц из Калифорнийского технологического института опубликовали работу, в которой было показано, что теория струн может описывать гравитационное взаимодействие, но только при значительно большем натяжении струны – порядка  $10^{43}$  Н. В обычных масштабах предсказания такой струнной модели и общей теории относительности совпадали, но начинали различаться на очень малых расстояниях, меньших  $10^{-35}$  м. Но в то время многие отказались от первоначальной струнной теории сильного взаимодействия, обратившись к теории кварков и глюонов, результаты которой значительно лучше согласовывались с экспериментом. В 1984 г. интерес к струнам возродился. Во-первых, никто не мог ничего добиться, пытаясь показать, что супергравитация конечна или что с ее помощью можно объяснить существование всех разнообразных частиц, которые мы наблюдаем; во-вторых, было показано, что с помощью теории струн можно объяснить существование частиц с левой спиральностью, как у некоторых из тех частиц, что мы наблюдаем. В результате этого появилась новая разновидность модели теории струн – теория так называемой гетеротической струны, которая дает надежду на объяснение разнообразия видов наблюдаемых частиц.

В теориях струн тоже возникают бесконечности, но есть надежда, что в тех или иных теориях гетеротической струны эти бесконечности сократятся (хотя пока это еще не известно). Но струнные теории содержат значительно более серьезную трудность: они непротиворечивы, по-видимому, лишь в десяти или более многомерном пространстве–времени, а не в обычном четырехмерном! Представьте себе, что пространство, в котором мы живем, имеет только два измерения и искривлено, как поверхность бублика, или тора (рис. 2.19). Если мы находимся в какой-то точке на внутренней стороне тора и хотим попасть в противоположную точку, нам придется обойти тор по внутреннему кольцу. А если бы мы умели перемещаться в третьем измерении, мы могли бы «срезать», пойдя напрямик.

Мы не замечаем все эти дополнительные измерения, если они свернуты в очень малое пространство размером порядка  $10^{-32}$  м. Мы видим одно временное и три пространственных измерения, в которых пространство–время выглядит довольно плоским.

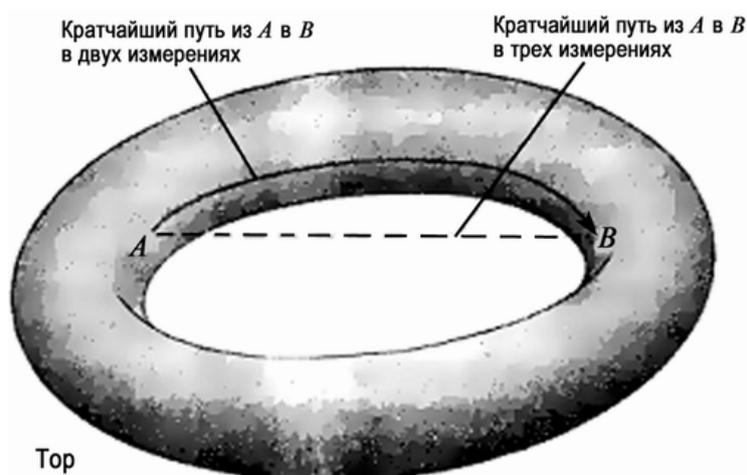


Рис. 2.19. Кратчайший путь между двумя точками в пространствах разной размерности

Пространство–время в очень малых масштабах десятимерно и сильно искривлено, а в больших масштабах кривизна и дополнительные измерения не видны. На очень ранней стадии все измерения во Вселенной были, по-видимому, очень сильно искривлены. Почему же одно временное и три пространственных измерения развернулись, а все остальные остаются туго свернутыми?

Трудности возникали бы и в том случае, если бы число пространственных измерений было больше трех. Гравитационная сила между двумя телами быстрее возрастала бы с расстоянием, чем в трехмерном пространстве. Это значит, что орбиты планет, например Земли, вра-

щающихся вокруг Солнца, были бы нестабильны: малейшее отклонение от круговой орбиты привело бы к тому, что Земля стала бы двигаться по спирали либо от Солнца, либо к Солнцу. Если бы зависимость гравитационной силы от расстояния была одинаковой в пространствах с размерностью выше трех, то Солнце не могло бы существовать в стабильном состоянии, в котором сохраняется равновесие между давлением и гравитацией. Оно либо распалось бы на части, либо, сколлапсировав, превратилось бы в черную дыру. На меньших масштабах электрические силы, под действием которых электроны обращаются в атоме вокруг ядра, вели бы себя так же, как гравитационные. Следовательно, электроны либо все вместе вылетели бы из атома, либо по спирали упали бы на ядро. В том и другом случае не существовало бы таких атомов, как сейчас.

Кроме определения числа измерений, которыми обладает пространство–время, в теории струн есть еще и другие задачи, которые надо решить, прежде чем провозглашать теорию струн окончательной единой теорией физики. Пока не известно, все ли бесконечности компенсируют друг друга, и мы не умеем точно находить соответствие между волнами на струне и определенными типами частиц, которые наблюдаем.

Не будет ничего особенно удивительного, если окажется неверным предсказание, сделанное в рамках современных теорий великого объединения, о том, что не должно быть никаких существенно новых явлений в промежутке от значения энергии электрослабого объединения 100 ГэВ до энергии великого объединения, равной примерно  $10^{15}$  ГэВ. На самом деле можно ожидать, что будут открыты какие-то новые слои структуры, более элементарные, чем кварки и электроны, которые мы сейчас считаем элементарными.

Но гравитация может, по-видимому, наложить ограничение на эту последовательность вложенных одна в другую «матрешек». Если бы существовала частица, энергия которой превышала бы планковское значение –  $10^{19}$  ГэВ, – то ее масса была бы столь сильно сжата, что частица выдавилась бы из Вселенной, образовав черную дыру. Таким образом, последовательность все более точных теорий должна, по-видимому, иметь предел при переходе к все более и более высоким энергиям, а потому при каких-то энергиях должна существовать окончательная теория Вселенной.

Планковская энергия  $10^{19}$  ГэВ, конечно, отделена пропастью от энергий порядка тысячи гигаэлектронвольт – того максимума, который сейчас можно достичь в лаборатории, и с помощью ускорителей вряд ли удастся возвести мост через эту пропасть в обозримом будущем! Но

столь высокие энергии могли возникнуть на очень ранних стадиях развития Вселенной. Изучение ранней Вселенной и требования математической согласованности приведут к созданию полной единой теории.

### Основные выводы

В любых взаимодействиях обычно участвует пара электрон– $\nu_e$  или пара мюон– $\nu_\mu$ . Как электрон  $e^-$ , так и нейтрино  $\nu_e$  имеют электронное лептонное число  $L_e = +1$ . Мюоны  $\mu^-$  и  $\nu_\mu$  имеют мюонное лептонное число  $L_\mu = +1$ . Оба электронное и мюонное лептонные числа строго сохраняются, как и барионное число  $B$ . Адроны (сильно взаимодействующие частицы) с полуцелыми спинами обладают барионным числом  $B = +1$ . Адроны с целым спином называются мезонами и имеют нулевое барионное число. Всем элементарным частицам соответствуют античастицы с квантовыми числами противоположного знака. Например, у антипротона барионное число  $B = -1$ , а электрический заряд  $Q = -1$ .

При наличии достаточной энергии сильные взаимодействия на протяжении примерно  $10^{-23}$  с могут приводить к обильному рождению адронов. Адроны распадаются на более легкие адроны за такой же промежуток времени при условии, что это возможно энергетически и не запрещено другими законами сохранения, такими как сохранение заряда, барионного числа и странности. Для распада странных частиц требуется примерно в  $10^{13}$  раз больше времени в силу закона сохранения странности, который не выполняется для процессов, вызванных слабыми взаимодействиями.

Все известные адроны объединяются в регулярные группы, которые можно объяснить существованием четырех субчастиц, называемых кварками. Заряд кварков  $Q = -1/3$  или  $+2/3$ , а барионное число  $B = 1/3$ . Мезоны состоят из кварка и антикварка ( $q\bar{q}$ ), а барионы – из трех кварков ( $qqq$ ). «Обычные» частицы, такие как нуклоны, пионы и  $\rho$ -мезоны, построены из  $u$ - и  $d$ -кварков, например протон ( $uud$ ) и нейтрон ( $udd$ ). Странные частицы содержат, по крайней мере, один  $s$ -кварк, а очарованные частицы – один  $c$ -кварк.

Слабые взаимодействия нарушают не только законы сохранения странности и очарования, но также законы сохранения четности и симметрии античастиц.

Элементарные частицы взаимодействуют всеми возможными способами, если только нет запретов, налагаемых одним или несколькими законами сохранения.

## Упражнения

1. Какие фундаментальные взаимодействия существуют? В чем состоит универсальный механизм фундаментальных взаимодействий?
2. Какие частицы называют виртуальными?
3. Чем отличаются бозоны от фермионов, мезоны от барионов? Существуют ли барионы с целым или нулевым спином?
4. Сколько и какие кварки экспериментально обнаружены в настоящее время?
5. Что понимают под теорией конфайнмента?
6. Из каких кварков состоят адроны?
7. Из каких кварков состоят мезоны? Как ориентированы спины кварков у мезонов?
8. Какие квантовые заряды элементарных частиц Вам известны?
9. Почему  $u$ -кварк не может перейти в  $d$ -кварк?
10. Одинаковым ли спином обладают частицы и античастицы?
11. Объясните, к какой группе элементарных частиц и почему относятся: 1)  $\Lambda^0$ -гиперон, 2) протон, 3) таон, 4)  $\pi^0$ -мезон.
12. Произойдет ли аннигиляция при столкновении электрона с электронным антинейтрино?
13. Чему равен период полураспада антинейтрона? Каковы продукты его распада?
14. За альфа-распадом  $^{238}\text{U}$  следует два последовательных бета-распада (с испусканием  $e^-$ ). Чему равны значения  $Z$  и  $A$  у конечного ядра-продукта?
15. Выберите из четырех типов нейтрино ( $\nu_e, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$ ) то, которое подходит для каждой из приведенных реакций:
  - а)  $? + p \rightarrow n + e^+$ ;
  - б)  $? + n \rightarrow p + \mu^-$ ;
  - в)  $? + n \rightarrow p + e^-$ .
16. Предположим, что все продукты процесса аннигиляции, изображенного на рис. 2.8, в дальнейшем не взаимодействуют, но все распадаются. Заряженные пионы сначала распадаются на мюоны, которые затем также распадаются. Конечными продуктами являются  $e^-, e^+, \nu, \tilde{\nu}$  и фотоны. Сколько образуется каждой из этих частиц?
17. При захвате мюонов  $\mu^-$  протоном они превращаются, благодаря универсальному взаимодействию Ферми, в нейтрон и еще одну частицу. Что это за частица?

18. Ниже приведен список запрещенных способов распада. Для каждого из них перечислите законы сохранения, которые он нарушает:

- а)  $\Lambda \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ;
- б)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ;
- в)  $\tilde{n} \rightarrow e^- + p + \tilde{\nu}$ ;
- г)  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ ;
- д)  $n \rightarrow e^+ + e^- + \nu$ .

19. Установите, запрещены или нет перечисленные ниже реакции. Если имеется запрет, то укажите, с нарушением какого закона сохранения он связан:

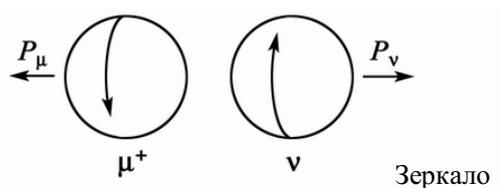
- а)  $\Lambda \rightarrow p + \pi^0$ ;
- б)  $\tilde{p} + p \rightarrow \mu^+ + e^-$ ;
- в)  $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ ;
- г)  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ;
- д)  $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$ .

20. Нарисуйте, как будет выглядеть на фотографии следов, полученных с помощью пузырьковой камеры, процесс  $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$  в предположении, что  $K^-$  останавливается в камере, а  $\Sigma^-$  распадается на лету. Магнитное поле направлено за плоскость чертежа.

21. Изображение правого винта проецируется на матовое стекло, и картина воспроизводится также в виде правого винта. А если взглянуть на экран с другой стороны, что мы увидим – изображение правого или левого винта?

22. Правый винт ввертывается в отверстие с резьбой. Если смотреть со стороны отверстия, то винт будет казаться правым или левым?

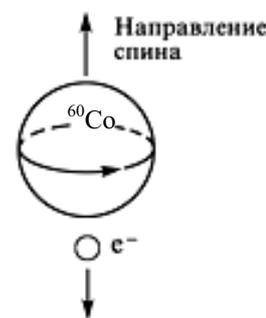
23. На рисунке вращающиеся сферы отражаются в зеркале. Нарисуйте, как выглядит их зеркальное изображение. Каким будет изображение мюона  $\mu^+$  в зеркале – право- или левовинтовым?



24. Если ядра  $^{60}\text{Co}$  выстраиваются таким образом, что их спины направлены вверх, то вниз вылетает больше бета-частиц, чем вверх. Нарисуйте зеркальное изображение приведенного ниже рисунка.

а) Каким будет направление спина в зеркальном изображении  $^{60}\text{Co}$ , если зеркало расположено горизонтально?

б) Если зеркало расположено вертикально?



в) В каждом из этих случаев установите, как движется электрон, параллельно или антипараллельно направлению спина? Не нарушает ли этот распад закона сохранения четности? Для определения направления спина всегда пользуйтесь правилом правой руки.

**25.** Из эксперимента известно, что при распаде остановившихся положительных (левовинтовых) мюонов позитроны распада вылетают преимущественно назад. Рассмотрим случай, когда позитрон вылетает точно назад, а  $\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_\mu$  – вперед. Будет позитрон лево- или правовинтовым?

### Задачи

**1.** Рассмотрите пучок частиц с полной энергией  $E_b$ , падающих на покоящиеся частицы мишени. Обе частицы имеют одинаковую массу покоя  $m$ . Известно, что в системе центра масс энергия любой из этих частиц равна:

$$E' = \left[ \frac{mc^2}{2} (E_b + mc^2) \right]^{1/2}.$$

а) Рассмотрите два сталкивающихся встречно пучка протонов с энергиями 1000 ГэВ каждый. Чему равна эквивалентная энергия пучка  $E_b$  в условиях, когда пучок падает на неподвижную протонную мишень? (Для осуществления подобного столкновения пучков предлагается использовать ускоритель Национальной лаборатории им. Э. Ферми.)

б) Покажите, что в случае электрон-позитронных встречных пучков эквивалентная энергия пучка  $e^+$  (для покоящихся электронов в мишени) составляет  $E_b = 3914E'^2$  ГэВ (величина  $E'$  измеряется в ГэВ).

**2.** Предположите, что существуют  $\tau^-$ -лептон и соответствующее ему нейтрино  $\nu_\tau$ . Этот лептон в ряде случаев будет распадаться на три мюона и два нейтрино. Определите эти нейтрино.

**3.** Ядро плутония-239 ( $Z = 94$ ) испытывает альфа-распад, а ядро-продукт претерпевает бета-распад (с испусканием  $e^-$ ) и образует ядро-продукт, которое, в свою очередь, участвует в бета-распаде ( $e^-$ ). Затем это полученное в конечном счете ядро облучается нейтронами и поглощает 4 нейтрона. Что при этом образуется?

**4.**  $\pi^0$ -мезон, кинетическая энергия которого равна энергии покоя, распадается на два  $\gamma$ -кванта, энергии которых равны. Каков угол между направлениями движения  $\gamma$ -квантов?

**5.** Определите величину суммарной кинетической энергии  $\pi$ -мезонов  $T_{\Sigma\pi}$ , образующихся при распаде покоящегося  $K^+$ -мезона:  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ . Массы покоя частиц в энергетических единицах:  $m_{K^+} = 493,646$  МэВ,  $m_{\pi^{+,-}} = 139,658$  МэВ.

6. Какие из приведенных ниже реакций под действием антинейтрино возможны, какие запрещены и почему? 1)  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ ; 2)  $\nu_e + n \rightarrow p + \mu$ ; 3)  $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu$ .

7.  $\pi^+$ -мезон распадается в состоянии покоя. Нарисовать импульсы и спины частиц, образующихся в результате распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Совершить  $C$ -,  $P$ -,  $CP$ -,  $T$ - и  $CPT$ -преобразования этого распада.

8. Возможен ли опыт по визуальному наблюдению промежуточных бозонов  $W^\pm$ , например, в пузырьковой, искровой, дрейфовой камере, ядерных фотоэмульсиях или другом трековом приборе?

9. Определите длину  $L$  и время  $t$  пробега реакторного нейтрино в воде, воспользовавшись данными эксперимента Райнеса и Коуэна, получившими для сечения взаимодействия антинейтрино с веществом  $\sigma \approx 10^{-43} \text{ см}^2$ .

10. Из характеристик переносчиков слабого взаимодействия  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов определить радиус слабых сил. Массы покоя  $W$ - и  $Z$ -бозонов в энергетических единицах:  $m_W \approx 80 \text{ ГэВ}$ ,  $m_Z \approx 90 \text{ ГэВ}$ .

11. Какая энергия нужна для «переворота» кварка в нуклоне?

12. Определите магнитные моменты  $u$ - и  $d$ -кварков в ядерных магнетонах, считая, что их масса равна  $1/3$  массы нуклона.

13. Могут ли топ-кварк ( $t$ ) и его антикварк ( $\bar{t}$ ) образовать связанную систему  $t\bar{t}$  – топоний, аналогичную чармонию ( $c\bar{c}$ ) и ботомонию ( $b\bar{b}$ )?

14. Покажите, что кварк, испустив глюон, не может перейти в антикварк.

15. Что можно сказать об электрическом квадрупольном моменте протона, нейтрона и других адронов?

16. Оцените поток солнечных нейтрино на поверхности Земли.

17. Почему реакции синтеза ядер в звездах начинаются с реакции  $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$ , идущей за счет слабого взаимодействия, а не с реакции  $p + p \rightarrow D + \gamma$ , идущей за счет электромагнитного взаимодействия, или других реакций, идущих в результате сильного взаимодействия?

18. Определите, какую часть своей массы  $\delta M$  потеряло Солнце за последние  $t = 10^6$  лет (светимость Солнца  $W = 4 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$ , масса Солнца  $M = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$ ).

19. Определите электрический заряд  $d$ -кварка, воспользовавшись обобщённой формулой Гелл-Мана–Нишиджимы.

20. Пучок протонов с кинетической энергией  $T = 500 \text{ МэВ}$  и током  $I = 1 \text{ мА}$  проходит через медную пластину толщиной  $d = 1 \text{ см}$ . Рассчитать мощность  $W$ , рассеиваемую пучком в пластине.

21. Определите радиус фундаментального взаимодействия из характеристик переносчиков сильного взаимодействия –  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ -мезонов, – используя соотношение неопределенностей  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ .

## 3. АСТРОФИЗИКА

### 3.1. Расширяющаяся Вселенная

Считается, что около 15 миллиардов лет назад вся наша Вселенная была сконцентрирована в одной точке – «сингулярности», не описываемой современными физическими понятиями<sup>\*)</sup>. Вселенная или имела гораздо большее, чем сейчас, число размерностей, или представляла собой сгусток энергии, сконцентрированный в одной исходной точке, теоретический размер которой равен нулю. Другие физические величины, такие как температура, давление, плотность энергии и т. д., в этой точке должны были быть бесконечно большими.

Процесс расширения Вселенной не следует рассматривать как взрыв сгустка материи, осколки которого разлетаются в беспредельном изначально существовавшем вакууме. Расширяется всё пространство. Заметно это становится только в галактических масштабах.

В качестве аналогии удобно рассмотреть медленно раздувающийся воздушный шар, покрытый точками – галактиками. Когда шар раздувается, его резиновая оболочка растягивается, и точки на ее поверхности все дальше отходят друг от друга. Заметим, что сами точки на поверхности не движутся по направлению к чему-нибудь или от чего-нибудь. Раздвижение точек происходит вследствие расширения самой поверхности. Сейчас считается, что Вселенная расширяется на (5–10) % за миллиард лет.

Чтобы отступить от нулевого «момента неопределенности», модельное описание взрывоподобного рождения Вселенной начинают с некоторого минимального момента времени после взрыва. Его называют временем Планка – именно М. Планк предложил для него «конструкцию» из скорости света  $c$ , постоянной Планка  $\hbar$  и гравитационной постоянной  $G$ :

---

<sup>\*)</sup> Космологическая сингулярность (от лат. *singularis* – отдельный, особый) – состояние нашей Вселенной в определённый момент времени в прошлом, когда плотность энергии материи и кривизна пространства–времени были очень велики – порядка планковских значений. Это состояние, вместе с последующим этапом эволюции Вселенной, пока плотность энергии материи оставалась высокой, называют также Большим взрывом. Английский физик Стивен Хокинг определяет сингулярность как «место, где разрушается классическая концепция пространства и времени так же, как и все известные законы физики, поскольку все они формулируются на основе классического пространства–времени».

$$t_{\text{pl}} = \sqrt{\hbar G/c^5} = 5,4 \cdot 10^{-44} \text{ с}.$$

В момент времени Планка  $t_{\text{pl}}$  размеры только что рожденной Вселенной не превышают нескольких микрон<sup>\*)</sup>. Ее температура  $T = 10^{32}$  К настолько высока, что весь мир еще абсолютно симметричен (суперсимметрия). Все известные основные взаимодействия (гравитационное, сильное, слабое и электромагнитное) объединены в единую силу, и ни одна из частиц еще не имеет массы. Вселенная представляет идеальный газ безмассовых (т. е. виртуальных, еще не материализовавшихся) частиц со средней энергией  $E \sim kT \sim 10^{28}$  эВ в состоянии термодинамического равновесия.

Чуть позже планковского времени произошло первое нарушение всеобщей симметрии, и первоначальная сила разделилась на гравитацию и остальные три взаимодействия, которые пока связаны вместе (симметрия Великого объединения).

Через  $10^{-36}$  с с момента Большого взрыва тепловая энергия снизилась до  $10^{24}$  эВ, при размерах Вселенной порядка 10 см, симметрия Великого объединения нарушилась и возникли первые из частиц –  $X$ - и  $Y$ -бозоны. Бозоны – частицы-переносчики взаимодействия. Все другие частицы, которые, собственно, и составляют материальный мир, или предмет взаимодействия и относятся к классу фермионов, в этот момент приобрели массы. Практически сразу они распались на кварки – «материал» для протонов и нейтронов – и лептоны (частицы, участвующие в слабом взаимодействии, – нейтрино, электроны, мюоны, тау и их античастицы) и первыми «выпали» из термодинамического равновесия. На этом этапе сильные (ядерные) взаимодействия разделились с электро-слабыми (электромагнитными и слабыми) взаимодействиями.

В период  $10^{-36} \dots 10^{-10}$  с Вселенная состояла из смеси безмассовых кварков и лептонов, а также фотонов, возникших при взаимной аннигиляции электронов и позитронов, следующего (более легкого) поколения  $Z$ - и  $W$ -бозонов, ответственных за слабое взаимодействие, и других гипотетических (суперсимметричных) частиц. В это время все частицы, включая нейтрино, находились в почти полном равновесии между собой, т. е. рождение частиц компенсировалось их аннигиляцией. Вселенная тогда, как и в настоящее время, содержала намного больше фотонов, чем кварков.

Через  $10^{-10}$  с Вселенная остыла до температуры  $10^{15}$  К и достигла размера около миллиарда километров. Произошло спонтанное нарушение симметрии, объединявшей слабые и электромагнитные взаимодей-

<sup>\*)</sup> По современным представлениям, в промежутках времени порядка планковского  $t_{\text{pl}}$  и при расстояниях порядка  $\ell_{\text{pl}} = c \cdot t_{\text{pl}} = 1,6 \cdot 10^{-35}$  м перестаёт быть применимо понятие непрерывного пространства–времени.

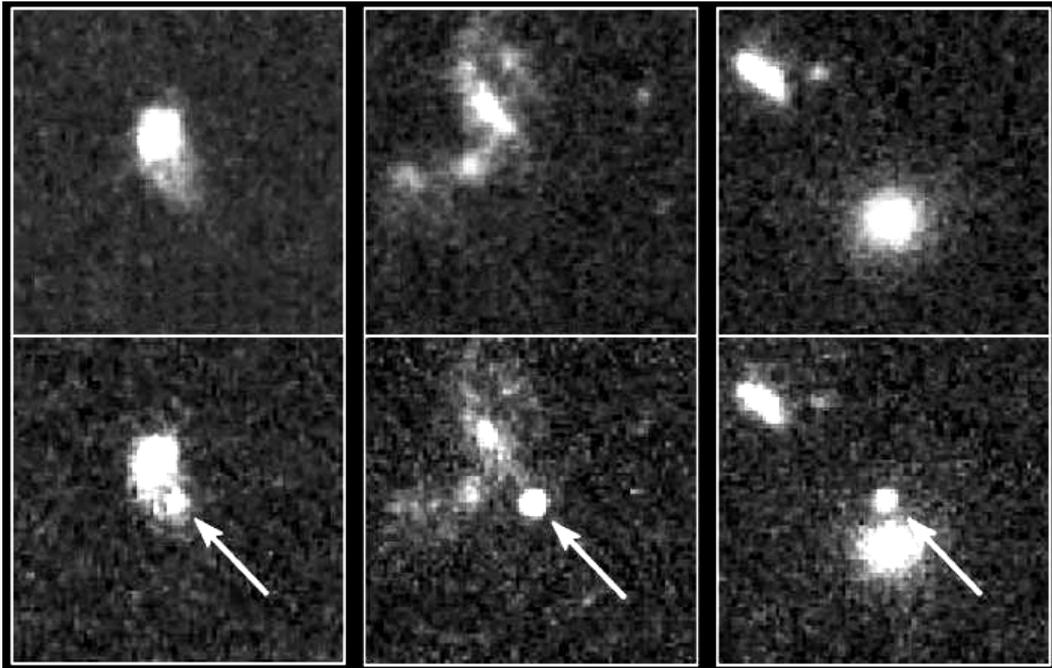
ствия. Четыре основных взаимодействия стали самостоятельными, безмассовые частицы приобрели свои массы покоя, а из состояния термодинамического равновесия вышли промежуточные бозоны.

Спустя  $10^{-6}$  с, когда средняя энергия упала до  $10^9$  эВ ( $T = 10^{13}$  К, размер Вселенной порядка  $10^{11}$  км), из кварков начали формироваться мезоны, затем стабильные протоны и относительно стабильные нейтроны. Протоны и нейтроны носят общее название – барионы. Обычную состоящую из атомов и молекул материю называют барионной, чтобы отличать ее от небарионной, состоящей из других имеющих массу частиц. При снижении средней энергии до  $3 \cdot 10^8$  эВ должны были приобрести массы гипотетические псевдоскалярные частицы аксионы (затем распадающиеся на 2 фотона), которые могут составлять некоторую часть небарионной материи, а для образования новых барионов уже не хватало энергии, и они начали превращаться в фотоны за счет аннигиляции со своими античастицами. Полной аннигиляции не произошло, поскольку число частиц несколько превышало число античастиц. Этот небольшой излишек «выживших» барионов составляет всю барионную материю сегодняшней Вселенной. Родившиеся в результате фотоны к настоящему времени остыли до температуры 2,7 К и присутствуют во Вселенной в виде космического микроволнового фона (реликтового излучения), впервые зарегистрированного в 1964 г. (см. Квантовая физика, п. 2.6). Из сравнения числа фотонов с количеством барионов в современной Вселенной следует, что после аннигиляции осталась только одна миллиардная часть от первоначальных барионов.

Спустя несколько секунд при энергиях ниже миллиона электронвольт перестали образовываться электроны и позитроны. Те же, что уже были, почти полностью уничтожились за счет аннигиляции. Количество оставшихся электронов равнялось числу протонов – чтобы сбалансировать их положительный электрический заряд и оставить Вселенную (как и в самом исходном состоянии) электрически нейтральной.

Через 100 с после Большого взрыва ( $T = 10^9$  К и размеры Вселенной достигли сотен световых лет) протоны и нейтроны начали сливаться в легчайшие ядра водорода  $^1\text{H}$ , дейтерия  $^2\text{D}$ , гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и лития  $^7\text{Li}$  (более тяжелые ядра не могли тогда образоваться из-за отсутствия стабильных ядер с массовыми числами 5 и 8). Кроме водорода, в основном появлялись ядра  $^4\text{He}$ , который с тех пор составляет около 1/4 барионной массы Вселенной; оставшиеся нейтроны распались в течение нескольких последующих часов. Этот процесс называется первичным нуклеосинтезом, а относительная распространенность в космосе легчайших ядер, которая с достаточно высокой точностью измеряется сегодня, служит хорошим тестом для проверки модели Большого взрыва.

Спустя 300 000 лет температура упала до  $10^4$  К и диаметр Вселенной достиг размеров десятков миллионов световых лет ( $10^{20}$  км). Возникли первые легкие атомы водорода и гелия. Излучение в виде фотонов отделилось от материи, продолжая остывать (реликтовое излучение). До этого «пробег» фотонов с большой средней энергией из-за интенсивного взаимодействия с другими частицами, а затем и атомами, был настолько мал, что фотоны были «привязаны» к материи и Вселенная не светилась, т. е. была невидимой.



*Рис. 3.1. Проведенные недавно измерения яркости удаленных и древних взрывов звезд или сверхновых показывают, что расширение Вселенной начало ускоряться от 4 до 6 миллиардов лет тому назад, когда сила отталкивания темной массы (энергии) начала превышать силу притяжения гравитации на космических масштабах. На изображениях космического телескопа Хаббла даны примеры удаленных взрывов сверхновых на расстоянии нескольких миллиардов световых лет от Солнца. Вверху эти сверхновые показаны перед изображениями слабых хозяйских галактик, а внизу – за ними. Сверхновые, наблюдавшиеся на космическом телескопе Хаббла, свидетельствуют также о том, что сила отталкивания темной массы (энергии) была постоянной на космической шкале времени, что, в принципе, согласуется с первоначальной теорией гравитации Эйнштейна. Но если на самом деле сила меняется со временем, Вселенная может закончить свое существование, но не ранее чем через 30 миллиардов лет*

Когда температура снизилась до 3000 К, гравитационное притяжение между молекулами начало превосходить их взаимное отталкивание за счет теплового движения. Гравитация, действуя на случайные флуктуации плотности в пространственном распределении молекул (в ос-

новном водорода и гелия), стала стягивать материю, формируя первоначальные крупномасштабные структуры и группирования – протогалактики, на основе которых позднее (через сотни миллионов лет после взрыва при температуре в сотни К) стали образовываться звезды и звездные скопления – галактики. Изначальные флуктуации плотности сейчас можно детектировать в виде очень небольшой анизотропии (неоднородности) в наблюдаемом угловом распределении реликтового излучения (рис. 3.1).

Первые звезды состояли практически только из водорода и гелия в виде горячей плазмы с температурой в центральной части, достаточной для протекания термоядерных реакций, в результате которых образовывались более тяжелые элементы, вплоть до железа. Химические элементы тяжелее железа рождались в результате взрыва сверхновых звезд. Чем больше масса звезды, тем меньше она живет.

По мере «выгорания» термоядерного топлива в достаточно массивной звезде (более десяти солнечных масс) силы гравитационного притяжения приводят к схлопыванию звезды – гравитационному коллапсу, – когда внешняя часть звезды с огромной скоростью начинает сжиматься в направлении к центру. В результате такого взрыва образуются новые, более компактные объекты в виде нейтронных звезд или черных дыр и выделяется колоссальная энергия, большую часть которой уносят нейтрино.

В космическое пространство разлетается газообразное облако остатков прежней звезды, унося в космос новые химические элементы (рис. 3.2). Именно отсюда более поздние звездные образования, включая наше Солнце, как и планеты Солнечной системы, получают полный набор элементов таблицы Менделеева.

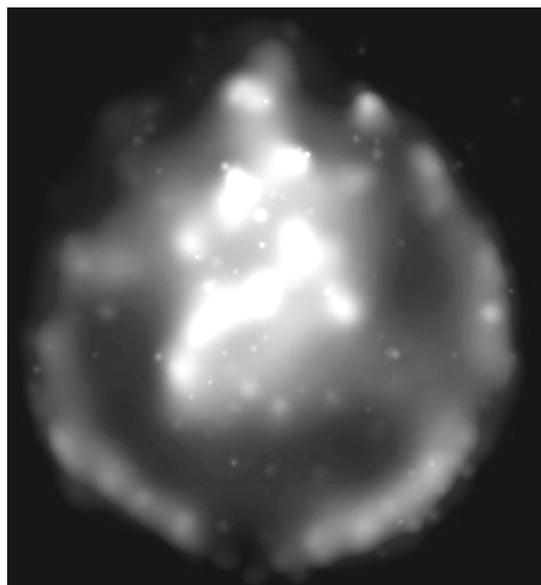
До недавнего времени считалось, что основная масса нашей Вселенной состоит из звезд и их производных – планет, межгалактического газа, космической пыли, – т. е. из видимой (излучающей или отражающей электромагнитные волны) барионной материи. Небарионная материя, в которую до недавних пор включали только электромагнитное (фотонное) и нейтринное излучения, казалось, не могла давать существенного вклада в общую массу Вселенной, так как фотоны не имеют массы, а массы нейтрино ничтожно малы.

Вопрос о возможном существовании во Вселенной некой скрытой массы впервые начал серьезно обсуждаться в начале 30-х годов, после того как Э.П. Хаббл (*E.P. Hubble*) в 1929 г. из измерений красного смещения спектральных линий 18 галактик сделал вывод о том, что галактики и галактические скопления разбегаются друг от друга, т. е. наша Вселенная расширяется.

Рис. 3.2. Расширяющееся облако – изображение в рентгеновских лучах остатка сверхновой SNR 0103-72.6 в соседней галактике – Малом Магеллановом Облаке. Размер внешней оболочки из газа, нагретого ударной волной, составляет 150 световых лет<sup>\*)</sup>.

Это означает, что излучение от вспышки сверхновой впервые достигло Земли около 10 000 лет тому назад. Остатки сверхновых весьма популярны как астрономические лаборатории для изучения циклического процесса синтеза химических элементов.

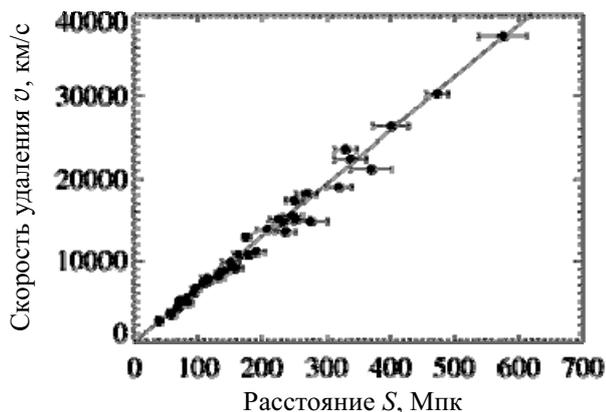
Полученные рентгеновские данные показывают, что горячий газ в центре этого остатка сверхновой необычайно богат неонам и кислородом



Красное смещение – это наблюдаемое смещение спектральных линий (например, линии ионизированного водорода) в сторону длинных волн от удаляющегося космического объекта по сравнению с длиной волны тех же линий, измеренной в земных условиях от неподвижного источника – эффект Доплера.

Рис. 3.3. Хаббловская диаграмма зависимости скорости удаления (в км/с), измеренной по красному смещению, от расстояния (в Мпк) для сверхновых типа Ia. Тангенс угла наклона прямой, аппроксимирующей эту зависимость, дает современное значение постоянной Хаббла

$$H_0 = 64 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$$



Хаббл, исследовав множество спектров галактик и изучив расстояние до них, впервые показал, что скорости разлета ближайших галактик, определенные по их красному смещению, линейно зависят от расстояния до этих галактик (закон Хаббла, рис. 3.3):

$$v = HS,$$

<sup>\*)</sup> В астрономии и астрофизике в пределах Солнечной системы как эталон длины используется астрономическая единица (а.е.) – внесистемная единица длины, равная среднему расстоянию от Земли до Солнца; 1 а.е. =  $1,49597870 \cdot 10^{11}$  м (принято в 1976 Международным астрономическим союзом). Для оценки больших расстояний (до звёзд и галактик) единицей измерения служит парсек (пк) – такое расстояние, при котором а.е. видна под углом в 1"; 1 ПК =  $3,0857 \cdot 10^{16}$  м. Другая единица межзвездных расстояний – световой год (1 с.г. равен расстоянию, проходимому светом за 1 год); 1 с.г. = 0,3068 парсек =  $9,4605 \cdot 10^{15}$  м.

где  $v$  – скорость удаления галактики;  $S$  – расстояние до нее;  $H$  – коэффициент пропорциональности (постоянная Хаббла).

Закон Хаббла выполняется с большой точностью на расстояниях  $S > 10$  Мпк  $\approx 3 \cdot 10^{23}$  м и относится к нерелятивистскому пределу ( $v \ll c$ ); при  $v \approx c$  он видоизменяется таким образом, что скорость удаления не превышает скорости света (доплеровское красное смещение остаётся конечным). Постоянная Хаббла  $H_0$  определяет также возраст Вселенной (отсчитанный от космологической сингулярности)  $t_0 \sim H_0^{-1}$ .

Таким образом, чем больше величина красного смещения галактики, тем быстрее она удаляется и тем дальше от нас находится. Из закона Хаббла можно непосредственно оценить скорость расширения нашей Вселенной и, как следствие, дать оценку времени ее жизни (те самые 13 миллиардов лет) и других основных космологических параметров.

Постоянная Хаббла  $H$  (показатель расширения Вселенной) не совсем постоянна: она определяет относительное изменение размера Вселенной за единицу времени:

$$H(t) = \frac{1}{R(t)} \cdot \frac{dR(t)}{dt},$$

где  $R$  – радиус Вселенной на момент времени  $t$  и зависит только от времени.

Современное значение постоянной Хаббла обозначают  $H_0$ . Поскольку она экспериментально еще не определена с достаточной точностью, ее обычно записывают как  $H_0 \equiv 100h$  км/(с·Мпк), где  $h \approx 0,65$  или  $H_0 = 2,1 \cdot 10^{-18}$  с $^{-1}$ .

А так как постоянная Хаббла меняется во времени, т. е. как протекает процесс расширения, зависит от общей массы Вселенной.

Среднюю плотность материи – энергии во Вселенной – принято характеризовать относительным параметром

$$\Omega = \rho / \rho_c,$$

где  $\rho_c$  – критическая плотность, при которой Вселенная расширяется хоть и неограниченно, но замедляясь так, что скорости стремятся к нулю при  $t \rightarrow \infty$ . Поэтому особую роль в космологии играет величина критической плотности  $\rho_c$ . От соотношения с ней плотности  $\rho$  вещества Вселенной зависит, в частности, судьба Вселенной в будущем.

Надо оговориться, что в моделях Вселенной есть некоторая неопределенность, связанная с природой вакуума. Не исключено, что сам вакуум вносит некоторый вклад в энергию Вселенной – многие решения квантовой теории поля требуют ненулевой энергии вакуума. Кос-

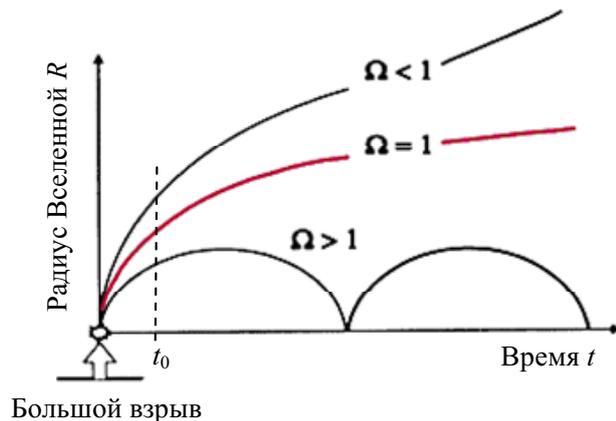
мологические уравнения учитывают такую возможность с помощью дополнительного слагаемого, так называемой космологической константы  $\Lambda$ , которую ввел еще Эйнштейн, правда, из других соображений. Если энергия вакуума принимается равной нулю ( $\Lambda = 0$ ), критическая плотность равна:

$$\rho_c = 3H_0^2 / (8\pi G).$$

При  $h \approx 0,65$  значение  $H_0 = 65 \text{ км}/(\text{с}\cdot\text{Мпк}) = 2,1 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ , критическая плотность  $\rho_c = 7,9 \cdot 10^{-27} \text{ кг}/\text{м}^3$ , т. е.  $\rho_c \approx 5 \text{ нуклон}/\text{м}^3$ . Однако в моделях, основанных на новых наблюдательных данных,  $\Lambda \neq 0$  ( $\Omega_\Lambda \approx 0,7$ ), что ведет к соответствующему уменьшению величины  $\rho_c$ .

Точное современное значение параметра общей плотности материи  $\Omega_0$  играет важнейшую роль при решении вопроса о пути эволюции Вселенной. Если общее количество материи хотя бы немного меньше критической массы ( $\Omega < 1$ ), Вселенная будет расширяться постоянно, причем с ускорением, и галактики будут удаляться все дальше и дальше друг от друга (рис. 3.4).

Рис. 3.4. Зависимости радиуса Вселенной от времени для открытой ( $\Omega < 1$ ), «останавливающейся» ( $\Omega = 1$ ) и замкнутой ( $\Omega > 1$ ) моделей;  $t_0$  – современная Вселенная



Однако материи во Вселенной может быть вполне достаточно ( $\Omega = 1$ ) для того, чтобы силы гравитационного притяжения между космическими объектами начали замедлять и остановили (асимптотически) это расширение или даже (если масса Вселенной окажется больше критической,  $\Omega > 1$ ) начали «сжимать» Вселенную, что в конечном итоге может привести тоже к большому, но на этот раз схлопыванию.

Современные методы изучения скоплений (кластеров) галактик дают весьма надежные оценки общей плотности материи во Вселенной. По измерениям рентгеновского излучения газа в густонаселенных кластерах было определено, что общая плотность всех видов материи составляет примерно  $1/3$  от критической плотности, т. е.  $\Omega_m \approx 0,3$ . Имеется много других независимых методов оценки  $\Omega_m$ , большинство которых дают примерно такие же результаты.

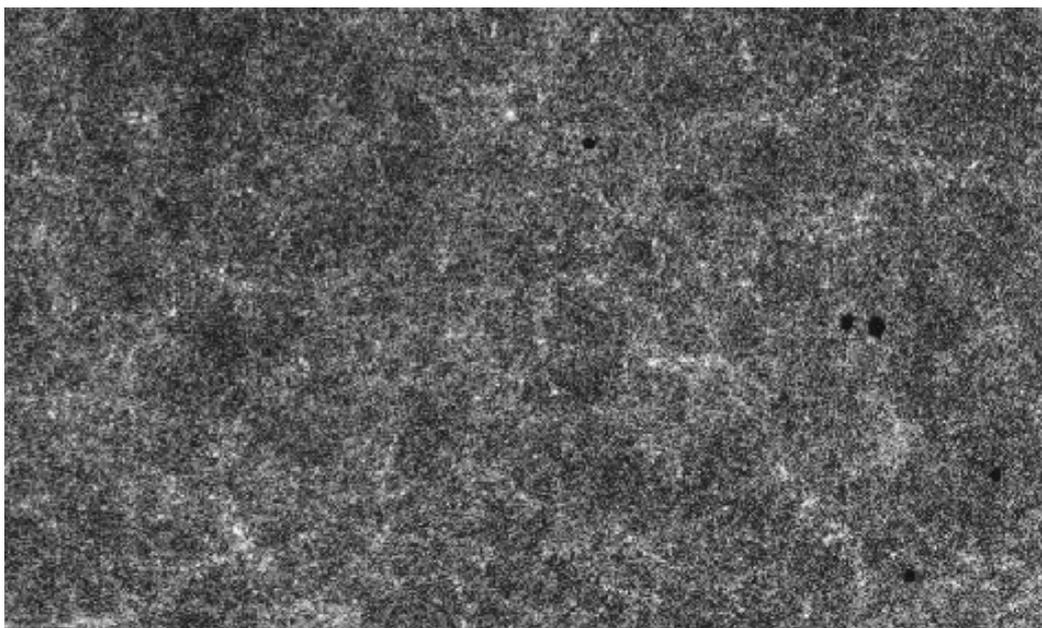
Но данные, полученные недавно в результате измерений реликтового излучения с помощью приборов на высокополетных воздушных шарах над Антарктидой (эксперимент «Бумеранг»), показали, что Вселенная содержит достаточное количество материи для реализации модели «останавливающегося» разлета. Существует скрытая от нас невидимая (темная) материя, восполняющая дефицит общей массы Вселенной до критического значения.

Наблюдаемые небольшие (тысячные доли процента) флуктуации в пространственном распределении реликтового излучения, как уже говорилось, служат свидетельством первичного группирования материи в ранней Вселенной – начала зарождения галактик. Это еще одно косвенное подтверждение «необходимости» первичной небарионной темной материи, так как именно ее неоднородности в пространстве могли быть изначальными центрами для концентрации видимого барионного вещества и служить причиной существующей крупномасштабной структуры Вселенной.

С другой стороны, последние данные из наблюдений очень далеких сверхновых звезд могут интерпретироваться в пользу ускорения расширения Вселенной, т. е. модели «открытой» Вселенной. Правда, эти наблюдения удастся также объяснить, вводя в модель Вселенной космологическую константу  $\Lambda$ . Ассоциируемая с последней ненулевая плотность вакуума (отрицательное давление вакуума) может также влиять на раннюю структуру Вселенной (рис. 3.5) и вызывать наблюдаемые флуктуации в угловом распределении реликтового излучения.

Таким образом, вопрос о качественном и количественном составе темной материи играет важнейшую роль не только для понимания современного строения Вселенной, но и для выбора наиболее адекватной модели ее эволюции и дальнейшего развития. Сложилась очень редкая в истории науки ситуация. Практически все согласны, что скрытая масса есть. Она проявляет себя на разных масштабах посредством гравитационного влияния на объекты, доступные для наблюдения, – звезды, газ, галактики.

Без вездесущей скрытой массы не объяснить ни плоские протяженные кривые вращения галактик, ни динамику карликовых спутников в окрестностях массивных галактик, ни движения галактик в группах и скоплениях, ни гравитационное линзирование далекими скоплениями, ни формирование крупномасштабной структуры Вселенной, ни рентгеновские короны скоплений галактик, а также множество других, совершенно независимых явлений. Но вот уже несколько десятилетий скрытую массу никак не удастся идентифицировать.



*Рис. 3.5. Из-за расширения Вселенной далекие галактики разбегаются и удаляются друг от друга. В то же самое время соседние галактики притягиваются друг к другу силами гравитации, образуя группы галактик и скопления галактик, а также более крупные пространственные образования. Часть этих структур видна на карте, построенной по результатам автоматического поиска галактик, осуществленного в начале 1990-х гг. В области размером 100 градусов находятся более 2 миллионов галактик. В центре области – южный полюс галактики Млечный Путь. В ярких областях находится больше галактик. Анализ полученных данных привел к признанию того факта, что Вселенная на больших масштабах удивительно сложно построена*

Неизвестна даже форма, в которой находится эта скрытая (от современных наблюдений) масса. Она может быть в виде обычной барионной материи (звезд низкой светимости, остатков звездной эволюции, холодного молекулярного газа) или в небарионной форме (например, нейтрино, аксионов или гипотетических слабо взаимодействующих массивных частиц – WIMP). Возможно, на разных масштабах скрытая масса имеет разную природу. Например, есть косвенные указания на то, что в пределах галактик распределение скрытой массы может быть связано с распределением обычного вещества (звезд и газа) и, скорее всего, она имеет барионную природу. Внешние протяженные короны галактик могут состоять из небарионного вещества. Однако все это пока только предположения.

Рассмотрим источники энергии, излучаемой звездами, и что происходит со звездой, когда иссякнет источник ее энергии. Звезда возникает в процессе гравитационного сжатия облака холодного водорода соответствующей массы, и основным источником излучаемой звездой энергии является термоядерная реакция превращения водорода в гелий.

Оценим, как долго просуществовало бы Солнце на химической реакции горения и за счет превращения водорода в гелий. Масса Солнца  $M_C = 2 \cdot 10^{30}$  кг, мощность излучения  $W = 4 \cdot 10^{26}$  Вт.

Количество теплоты, выделяемое в результате химической реакции горения,  $Q = Mq$ , где  $M$  – масса продуктов реакции,  $q$  – удельная теплота реакции горения. При сгорании углерода (типичная химическая реакция  $C + O_2 \rightarrow CO_2$ )  $q = 7,9 \cdot 10^6$  Дж/кг. Поскольку, по определению, мощность  $W = Q/t$  и, учитывая, что  $M = M_C$ , получим:

$$t_{\text{гор}} = \frac{Q}{W} = \frac{M_C q}{W} = \frac{2 \cdot 10^{30} \cdot 7,9 \cdot 10^6}{4 \cdot 10^{26}} = 3,85 \cdot 10^{10} \text{ с} \approx 1220 \text{ лет}.$$

Следовательно, если бы Солнце состояло из смеси углерода с кислородом, а источником его энергии было горение углерода, то спустя 1220 лет оно погасло бы.

При превращении водорода в гелий высвобождается энергия, составляющая  $\delta = 0,7\%$  энергии покоя исходного количества водорода  $M_C c^2$ . Отсюда время термоядерного «горения» водорода

$$t_{\text{т.я.}} = \frac{Q}{W} = \frac{\delta \cdot M_C c^2}{W} = \frac{7 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{30} \cdot (3 \cdot 10^8)^2}{4 \cdot 10^{26}} = 3,15 \cdot 10^{18} \text{ с} \approx 10^{11} \text{ лет},$$

что приблизительно в 20 раз превосходит настоящий возраст Солнца.

Когда в звезде исчерпываются запасы ядерного горючего, она может сжаться еще сильнее и превратиться в белый карлик, нейтронную звезду или стать черной дырой. Законы физики, в основе которых лежат явления микромира, применимы и к астрономическим объектам. Достигнуто понимание единства процессов на микро- и мегауровнях. Оказывается возможным описание нейтронной звезды в виде гигантского «атомного» ядра, которое по своим размерам в  $\approx 10^{56}$  раз превосходит обычное атомное ядро.

Наша Галактика, содержащая около  $10^{11}$  звезд, имеет форму линзы диаметром 80 тысяч световых лет и толщиной  $\approx 30$  тысяч световых лет. Она находится на периферии гигантского скопления (более тысячи) галактик с центром в направлении созвездия Девы, удаленным на расстояние  $\approx 60$  миллионов световых лет. Ближайшая к нам галактика М31 в созвездии Андромеды удалена от нас на расстояние порядка 2 миллионов световых лет. Образующийся тип галактики (спиральная или эллиптическая) главным образом определяется моментом импульса вещества, которое сжимается из-за гравитационной неустойчивости. Полный момент импульса Вселенной равен нулю. Локальные гравитационные взаимодействия возмущений плотности приводят к появлению момента импульса у гравитационно-связанной системы. Наличие значительного момента импульса приводит к гравитационному сжатию пре-

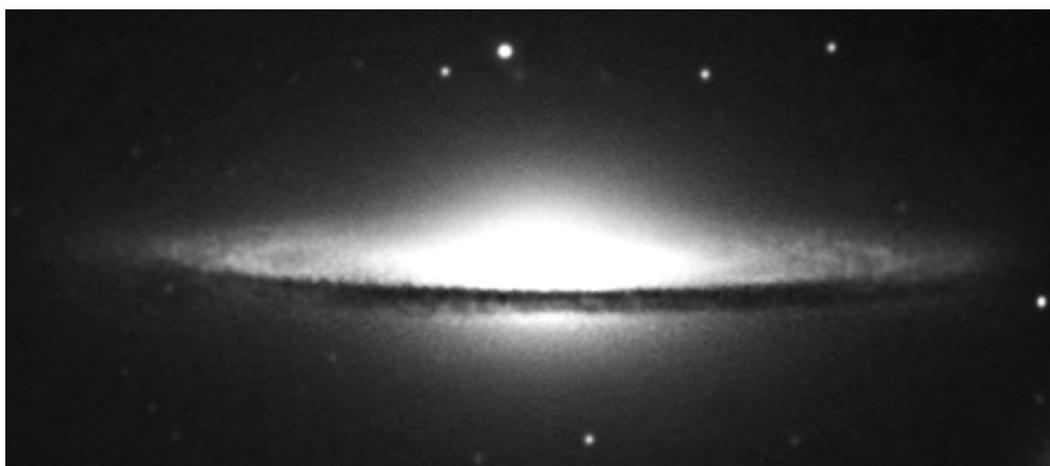
имущественно вдоль вектора момента импульса (оси вращения). В итоге образуются дискообразные системы – спиральные галактики (рис. 3.6).

Отличительная черта спиральных галактик – наличие четко выраженного диска, в котором находится газ и пыль (до 10 % от массы диска). В дисках спиральных галактик происходит основной процесс звездообразования из газа. Дифференциально вращающиеся самогравитирующие диски неустойчивы относительно образования спиральных волн плотности (спиральных рукавов), которые вращаются как единое целое в большинстве случаев по направлению вращения галактики. При движении спирального рукава по газовому диску возникает ударная волна, газ сжимается, и это инициирует процессы звездообразования. Между спиральными рукавами процесс звездообразования значительно ослаблен.



*Рис. 3.6. Туманность Андромеды (M31) – гигантская спиральная галактика*

В другом крайнем случае, когда момент импульса мал, образуются квазисферические (эллипсоидальные) гравитационно-связанные системы – эллиптические галактики (рис. 3.7).



*Рис. 3.7. M104, Галактика «Сомbrero», NGC 4594. Центральное сфероидное звездное облако, имеющее оранжевый цвет, характерный для старого населения, окружено сияющим облаком пыли поперечником почти в 50 000 световых лет*

Эллиптические галактики характеризуются практически полным отсутствием газовой составляющей, поэтому темп звездообразования в них в современную эпоху мал. Эллиптические галактики могут возникать и при взаимодействии двух спиральных галактик. Звезды в эллиптических галактиках движутся по вытянутым орбитам в общем гравитационном потенциале.

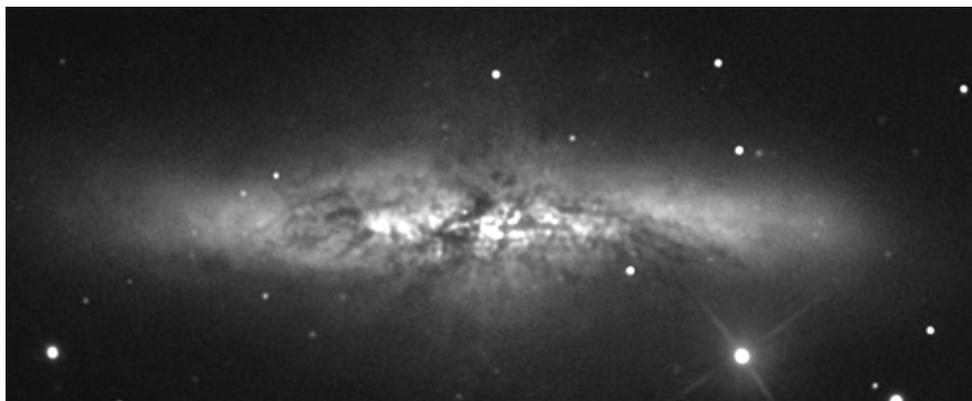


Рис. 3.8. M82 – неправильная галактика

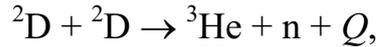
Кроме спиральных и эллиптических галактик, существуют неправильные (или иррегулярные) галактики с нечетко выраженной формой (рис. 3.8). Как правило, массы неправильных галактик меньше  $10^{11} \cdot M_{\text{Солнца}}$ . В этих галактиках много газа (до 50 % от массы), идет активное звездообразование. Примером неправильных галактик могут служить Магеллановы Облака – спутники нашей Галактики, находящиеся на расстоянии около 200 000 световых лет.

### 3.2. Источник энергии звезд

Элементы, из которых состоит Вселенная, образовались в ходе звездной эволюции. Звезды конденсируются под действием гравитационных сил из гигантских молекулярных газовых скоплений. Масса вещества, сосредоточенного в молекулярных облаках, составляет значительную часть всей массы галактик. Газовые облака первичного вещества состоят преимущественно из ядер водорода. Небольшую примесь составляют ядра гелия, образовавшиеся в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху.

Когда масса вещества звезды в результате аккреции<sup>\*)</sup> достигает 0,1 массы Солнца, температура в центре звезды достигает  $10^6$  К, в протозвезде начинаются реакции термоядерного синтеза:

<sup>\*)</sup> Аккреция (от лат. *accretio* – приращение, увеличение) – падение вещества на звезду (галактику или другое космическое тело) из окружающего пространства, сопровождающееся выделением гравитационной энергии. Эффективность выделения энергии при аккреции на нейтронные звезды в десятки раз больше, чем в ядерных реакциях.



где  $Q = 3,26$  МэВ – выделяющаяся энергия.

Дейтерий, как и  ${}^4\text{He}$ , образуется на дозвездной стадии эволюции Вселенной, и его содержание в веществе протозвезды составляет  $10^{-5}$  от содержания протонов.

Протекающие на Солнце реакции синтеза:



требуют более высокой температуры  $\sim 10^7$  К. Выделяющаяся в реакции энергия  $Q$  обычно распределяется между продуктами реакции ( ${}^2\text{D}$ ,  $\text{e}^+$  и  $\nu_e$ ) обратно пропорционально их массам.

Непрозрачность протозвездного вещества приводит к возникновению в звезде конвективных потоков газа. Нагретые пузыри газа устремляются от центра звезды к периферии. Холодное вещество с поверхности спускается к центру протозвезды и поставляет дополнительное количество дейтерия. На следующем этапе горения дейтерий начинает перемещаться к периферии протозвезды, разогревая ее внешнюю оболочку, что приводит к разбуханию протозвезды. Протозвезда с массой, равной массе Солнца, имеет радиус, в пять раз превышающий солнечный.

Сжатие звездного вещества за счет гравитационных сил приводит к повышению температуры в центре звезды, что создает условия для начала ядерной реакции горения водорода (рис. 3.9).

Когда температура в центре звезды повышается до  $\sim 10^7$  К, кинетические энергии сталкивающихся ядер водорода оказываются достаточными для преодоления кулоновского отталкивания и начинаются ядерные реакции горения водорода. Ядерные реакции начинаются в ограниченной центральной части звезды. Начавшиеся термоядерные реакции сразу же останавливают дальнейшее сжатие звезды.

Тепло, выделяющееся в процессе термоядерной реакции горения водорода, создает давление, которое противодействует гравитационному сжатию и не позволяет звезде коллапсировать<sup>\*)</sup>. Происходит качественное изменение механизма выделения энергии в звезде. Если до начала ядерной реакции горения водорода нагревание звезды происходило за счет гравитационного сжатия, то теперь открывается другой механизм – энергия выделяется за счет ядерных реакций синтеза.

---

<sup>\*)</sup> Гравитационный коллапс – катастрофически быстрое сжатие массивных тел под действием гравитационных сил. Гравитационным коллапсом может заканчиваться эволюция звезд с конечной массой свыше двух солнечных масс.

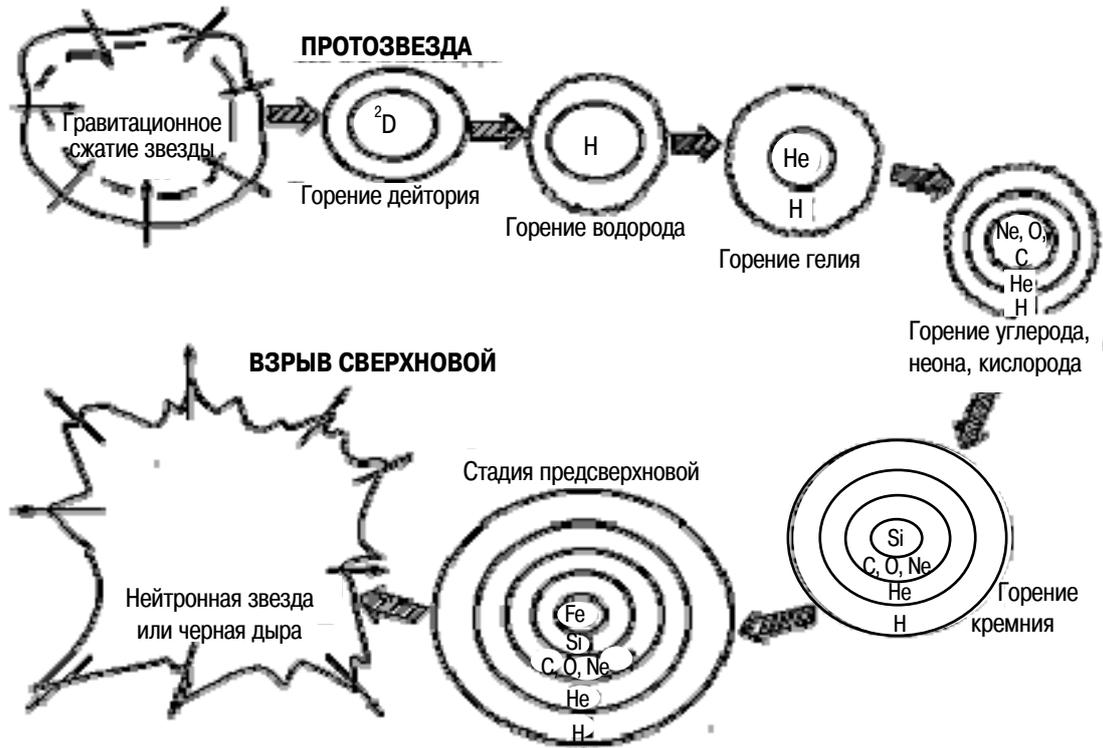


Рис. 3.9. Основные этапы эволюции массивной звезды ( $M > 25M_{\odot}$ );  
 $M_{\odot}$  – масса Солнца

Звезда приобретает стабильные размеры и светимость, которые для звезды с массой, близкой к солнечной, не меняются в течение миллиардов лет, пока происходит сгорание водорода. Это самая длительная стадия в звездной эволюции. Начальный этап термоядерных реакций синтеза состоит в образовании ядер гелия из четырех ядер водорода. По мере того как в центральной части звезды происходит горение водорода, его запасы там истощаются и происходит накопление гелия. В центре звезды формируется гелиевое ядро. Когда водород в центре звезды выгорел, энергия за счет термоядерной реакции горения водорода не выделяется и в действие вновь вступают силы гравитации. Гелиевое ядро начинает сжиматься. Сжимаясь, ядро звезды начинает нагреваться еще больше, температура в центре звезды продолжает расти. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер гелия увеличивается и достигает величины, достаточной для преодоления сил кулоновского отталкивания.

Начинается термоядерная реакция горения гелия. В результате ядерных реакций горения гелия образуются ядра углерода. Затем начинаются реакции горения углерода, неона, кислорода. По мере горения элементов с большим атомным номером  $Z$  температура и давление в центре звезды увеличиваются со все возрастающей скоростью, что, в свою очередь, увеличивает скорость ядерных реакций (рис. 3.10).

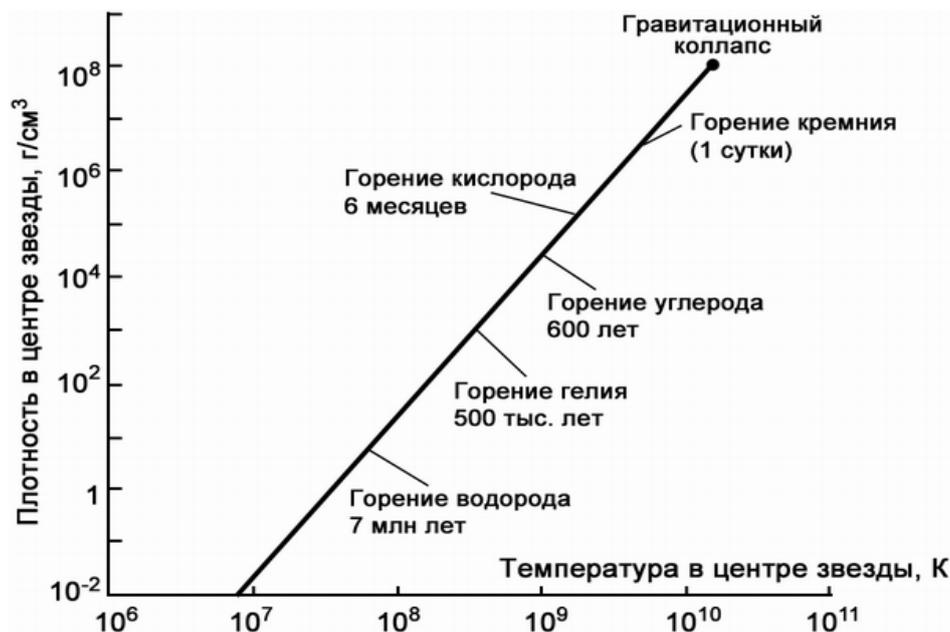


Рис. 3.10. Эволюция массивной звезды

Если для массивной звезды (масса звезды  $\approx 25$  масс Солнца) реакция горения водорода продолжается несколько миллионов лет, то горение гелия происходит в десять раз быстрее. Процесс горения кислорода длится около 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки. Ядерные реакции синтеза более тяжелых элементов могут продолжаться до тех пор, пока возможно выделение энергии. На завершающем этапе термоядерных реакций в процессе горения кремния образуются ядра в районе железа. Это конечный этап звездного термоядерного синтеза, так как ядра в районе железа имеют максимальную удельную энергию связи. Ядерные реакции, происходящие в звездах в условиях термодинамического равновесия, существенно зависят от массы звезды. Масса звезды определяет величину гравитационных сил сжатия. Это в конечном итоге определяет максимальную температуру, достижимую в центре звезды. В табл. 3.1 приведены результаты теоретического расчета возможных ядерных реакций синтеза для звезд различной массы.

Таблица 3.1

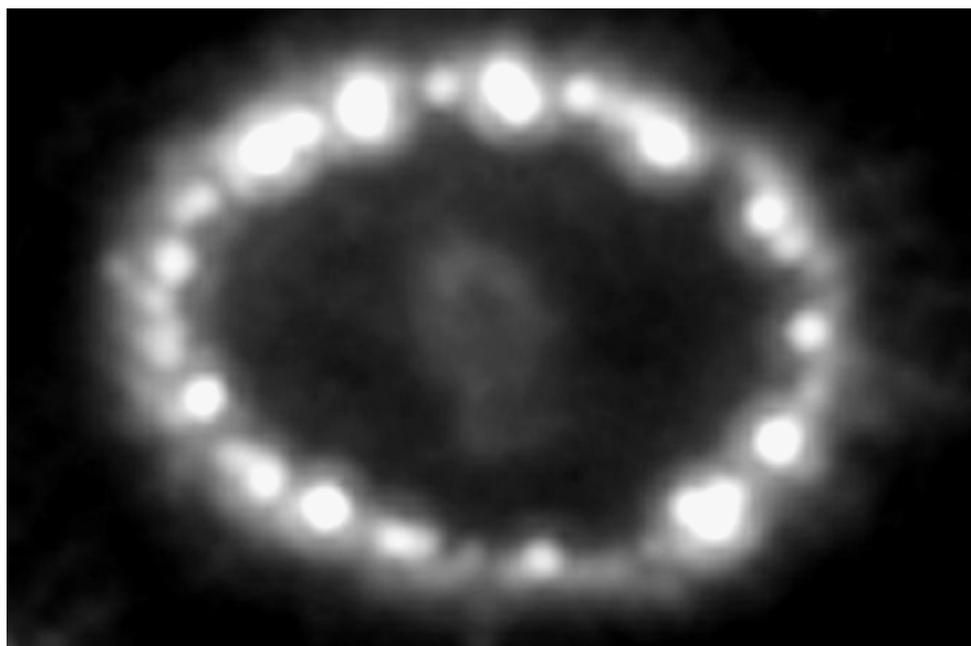
Возможные ядерные реакции в звездах различной массы

Масса, $M_{\odot}$	Возможные ядерные реакции
0,08	Нет
0,3	Горение водорода
0,7	Горение водорода и гелия
5,0	Горение водорода, гелия, углерода
25,0	Все реакции синтеза с выделением энергии

Если начальная масса звезды превышает  $10 M_{\odot}$ , конечной стадией ее эволюции является так называемый «взрыв сверхновой» (рис. 3.11).

Когда в массивной звезде иссякают ядерные источники энергии, гравитационные силы продолжают сжимать центральную часть звезды. Давления вырожденного электронного газа недостаточно для противодействия силам сжатия. Сжатие приводит к повышению температуры.

Температура поднимается настолько, что начинается расщепление ядер железа, из которого состоит центральная часть (ядро) звезды, на нейтроны, протоны и  $\alpha$ -частицы. При температурах ( $T \sim 5 \cdot 10^9$  К) происходит эффективное превращение пары протон + электрон в пару нейтрон + нейтрино. Сечение взаимодействия низкоэнергетических нейтрино ( $E_{\nu} < 10$  МэВ) с веществом мало ( $\sigma \sim 10^{-43}$  см<sup>2</sup>), нейтрино быстро покидают центральную часть звезды, эффективно унося энергию и охлаждая ядро звезды. Распад ядер железа на более слабо связанные фрагменты также интенсивно охлаждает центральную область звезды. При резком уменьшении температуры в центральной части звезды происходит окончательная потеря устойчивости.



*Рис. 3.11. На этом изображении, полученном в ноябре 2003 г., видно место взрыва сверхновой SN1987A спустя 16 лет. Ударная волна от сверхновой продолжает сталкиваться с существовавшим до взрыва кольцом из вещества, а зарождающийся в центре остаток вспышки продолжает расширяться. Горячие яркие пятна возникли в середине 1990-х гг., когда ударная волна нагрела окружающее вещество до нескольких миллионов градусов. Сверхновая SN1987A находится в Большом Магеллановом Облаке – соседней галактике, удаленной на 170 тысяч световых лет. Коллапс ядра и детонация звезды примерно в 20 раз массивнее Солнца произошли за 170 тысяч лет до 1987 г.*

За несколько секунд ядро звезды коллапсирует в сильно сжатое состояние – нейтронную звезду или черную дыру. Происходит взрыв сверхновой с выделением огромной энергии. В результате образования ударной волны внешняя оболочка нагревается до температуры  $\sim 10^9$  К и выбрасывается в окружающее пространство под действием давления излучения и потока нейтрино. Невидимая до этого глазом звезда мгновенно вспыхивает. Энергия, излучаемая сверхновой в видимом диапазоне, сравнима с излучением целой галактики (рис. 3.11).

В момент взрыва сверхновой температура резко повышается и во внешних слоях. Образующиеся интенсивные потоки нейтронов приводят к появлению элементов в области массовых чисел  $A > 60$ . Взрыв сверхновой довольно редкое событие. В нашей Галактике, насчитывающей  $\sim 10^{11}$  звезд, за последние 1000 лет было замечено всего 3 вспышки сверхновых. Однако частота вспышек сверхновых и количество вещества, выбрасываемого в межзвездное пространство, вполне достаточны для объяснения интенсивности космических лучей. После взрыва сверхновой уплотнившееся ядро звезды может образовать нейтронную звезду или черную дыру в зависимости от массы вещества, оставшегося в центральной части взорвавшейся сверхновой.

Таким образом, внутри звезды происходит превращение водорода в более тяжелые элементы. Вновь образовавшиеся элементы рассеиваются в окружающее пространство при взрыве сверхновых звезд или в менее катастрофических процессах, происходящих в красных гигантах. Выброшенное в межзвездное пространство вещество используется снова в процессе образования и эволюции звезд второго и последующих поколений. В процессе эволюции звезд происходит образование все более тяжелых элементов. Основное время эволюции звезды связано с горением водорода. При плотностях, характерных для звездных недр, горение водорода происходит при температуре  $(1...3) \cdot 10^7$  К. При этих температурах требуется  $10^6...10^{10}$  лет для того, чтобы значительная часть водорода в центре звезды переработалась в гелий.

При формировании планет, таких как Земля, происходит отбор преимущественно тяжелых элементов, так как гравитационное поле оказывается недостаточно сильным, чтобы оно могло удержать более легкие элементы, находящиеся в газообразном состоянии и стремящиеся улетучиться.

Зная массу Солнца ( $M_C = 2 \cdot 10^{30}$  кг), «вычислим» его радиус. Будем считать, что массовая плотность Солнца постоянна. В действительности плотность в центре звезды значительно превышает плотность на периферии. Предположение о постоянстве плотности дает результат, правильный по порядку величины и даже точнее. Гравитационное сжатие

газообразного водорода массой  $2 \cdot 10^{30}$  кг происходит до тех пор, пока давление, обусловленное термоядерным нагревом, не уравновесит гравитационное давление.

Гравитационное давление в центре однородного шара радиусом  $R$  равно:  $P = \rho g R / 2$ . Здесь  $g = GM_C / R^2$  – величина ускорения свободного падения на поверхности шара;  $\rho$  – плотность вещества. Таким образом,

$$P = \frac{1}{2} \frac{\rho GM_C}{R}.$$

Давление нагретого идеального протонного газа

$$P = \rho k T / m_p,$$

где  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  кг – масса протона;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана. Приравнивая эти давления, получаем:

$$\frac{kT}{m_p} = \frac{1}{2} \frac{GM_C}{R},$$

откуда радиус Солнца

$$R = \frac{GM_C m_p}{2kT}.$$

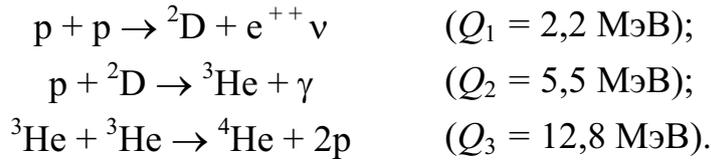
В случае  $T \approx 10^7$  К мы имеем:

$$R = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 2 \cdot 10^{30} \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}}{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1 \cdot 10^7} \approx 8 \cdot 10^8 \text{ м.}$$

Измерения дают  $R = 7 \cdot 10^8$  м. По порядку величины результаты этих расчетов и эксперимента хорошо согласуются между собой.<sup>\*)</sup>

Если исходная масса невелика, то гравитационное сжатие продолжается до тех пор, пока атомы не приходят в соприкосновение друг с другом. В конечном счете образуется планета, такая как Земля. Если же исходная масса значительно больше и достигаются столь высокие давления и плотности, что волновые функции отдельных атомов перекрываются, то возникает плазма, и результирующий радиус будет определяться выражением, которое мы получим ниже, в п. 3.6. К этому классу относится Юпитер – планета достаточно больших размеров. В таких случаях гравитационные силы компенсируются квантово-механическим давлением плазмы. Можно показать, что если исходная масса превосходит величину, равную 0,08 массы Солнца, то температура окажется достаточно высокой, чтобы начали протекать следующие термоядерные реакции:

<sup>\*)</sup> При расчете нами не учтено давление света (фотонного газа), также противодействующее силам гравитации.



Последовательность этих трех реакций называется протон-протонным циклом и схематически показана на рис. 3.12. Это основной механизм выделения энергии на Солнце и других водородных звездах. В результате этой последовательности реакций 4 протона превращаются в  $\alpha$ -частицу, 2 позитрона, 2 нейтрино и 2 фотона с общей кинетической энергией около 26 МэВ.

Первая из реакций с образованием пары позитрон–нейтрино представляет собой пример слабого взаимодействия. Эта реакция аналогична превращению протона в радиоактивном ядре в нейтрон и пару электрон–нейтрино (один из видов бета-распада).

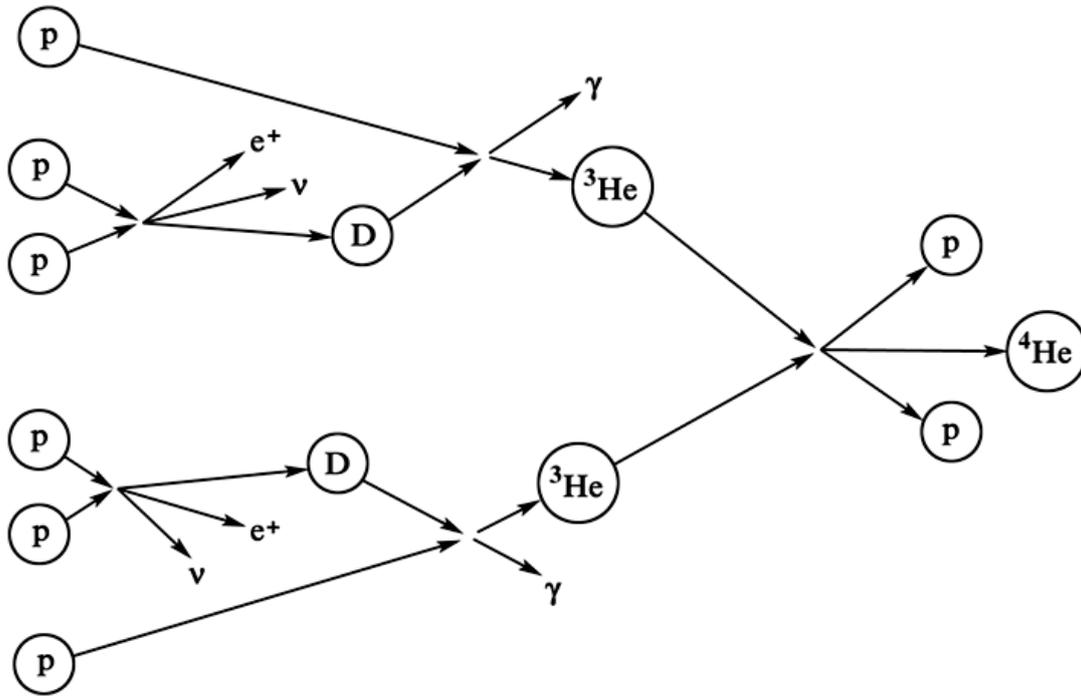


Рис. 3.12. Схематическое представление протон-протонного цикла.  
Из шести протонов образуются  ${}^4\text{He} + 2p + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$

Определим температуру, необходимую для сближения протонов на расстояние  $r = 5 \cdot 10^{-15}$  м (расстояние порядка радиуса действия ядерных сил притяжения). Энергия каждого протона  $(3/2)kT$ . Полная кинетическая энергия двух протонов составляет  $3kT$  и равна энергии Кулоновского отталкивания двух протонов  $e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ . Откуда находим:

$$T = \frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 kr} = 1,1 \cdot 10^9 \text{ К.}$$

Даже если температуры будут меньше этой величины на один или два порядка, в центре звезды имеется достаточное число протонов с энергией выше средней, чтобы поддерживалась реакция.

Таким образом, при гравитационном сжатии облака холодного водорода температура должна стать выше  $10^7$  К, прежде чем начнется протон-протонный цикл.

### 3.3. Черные дыры

Черные дыры в их нынешнем понимании предсказал немецкий астроном К. Шварцшильд, основываясь на решении уравнений общей теории относительности (ОТО), в декабре 1915 г., а термин «черная дыра» изобрел американский физик Дж. Уилер в 1968 г. К настоящему времени открыто несколько сотен массивных и чрезвычайно компактных объектов, наблюдаемые свойства которых очень похожи на свойства черных дыр, предсказанных ОТО А. Эйнштейна.

Если нет других видов сил отталкивания или внутреннего давления, то звезда будет сжиматься. Однако существует предельный радиус  $R_0$ , называемый радиусом Шварцшильда, или горизонтом, за пределами которого звезду уже нельзя увидеть.

При  $R < R_0$  любые испущенные звездой частицы (даже фотоны) будут возвращаться обратно к звезде. Для такой звезды невозможно сообщение с внешним миром. Это иллюстрируется рис. 3.13, в. Показаны траектории фотонов, возвращающихся обратно к звезде. При этом фотоны могут даже удалиться на некоторое расстояние от звезды, однако им не суждено уйти на бесконечно большое расстояние, если только  $R$  не превышает  $R_0$  (рис. 3.13, а и б). Физически черные дыры представляют собой особенность пространства–времени, связанную с наличием горизонта событий, – светоподобной поверхности, расположенной на таком расстоянии от центра черной дыры, начиная с которого никакая информация не может передаваться наружу.

Черная дыра, возможно, наиболее фантастическая из всех концепций, созданных человеческим разумом. Это и не тело, и не излучение. Она представляет собой сгусток гравитации. Изучение природы черных дыр позволяет существенно расширить наше знание о фундаментальных свойствах пространства и времени. Наиболее замысловатые свойства структуры физического вакуума проявляются в окрестности черных дыр, где возникают квантовые процессы. Еще более мощные (катастрофически мощные) квантовые процессы происходят внутри самой черной дыры (в окрестности сингулярности). Можно сказать, что черные дыры открывают путь в новое, очень широкое поле познания физического мира.

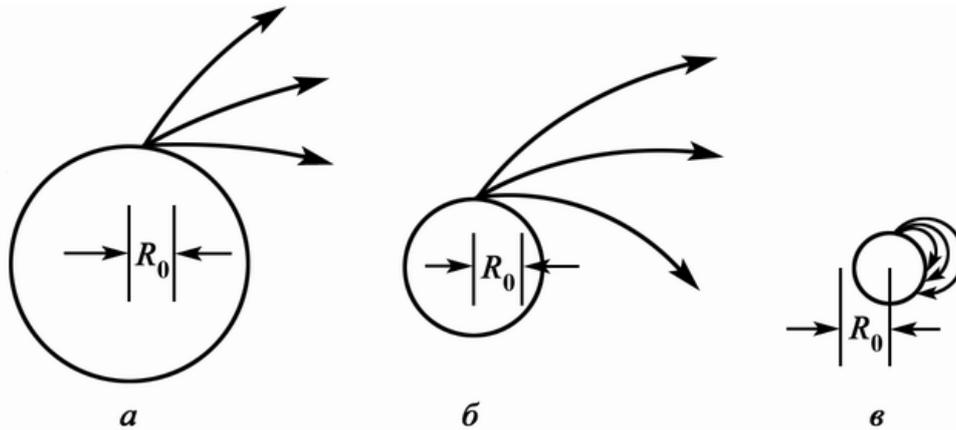


Рис. 3.13. Три звезды с одинаковыми массами, но различными радиусами:  $a$  и  $б$  – радиусы звезд больше, чем  $R_0$  ( $R_0 = 2GM/c^2$ );  $в$  – радиус звезды меньше, чем  $R_0$ , и гравитационное поле оказывается настолько сильным, что ни один фотон не может покинуть звезду. В каждом случае показаны траектории фотонов, испускаемых с поверхности звезды под углами  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  и  $60^\circ$

По определению, черная дыра – это такая область в пространстве–времени, из которой никакая информация, переносимая сигналом, не может достигнуть внешнего наблюдателя. Физической границей черной дыры служит горизонт событий, на котором, с точки зрения далекого наблюдателя, ход времени останавливается из-за релятивистского замедления.

Любому малому промежутку времени там соответствует бесконечно большой промежуток времени внешнего наблюдателя. Если мы пошлем к черной дыре корабль с космонавтом, то по мере его приближения к дыре увидим, что корабль начнет замедлять свое движение и у горизонта остановится. Но с точки зрения самого космонавта корабль свободно проникает внутрь черной дыры, под горизонт событий, однако передать информацию наружу будет невозможно, как и вывести корабль обратно: внутри черной дыры возможно только движение к центру. Мы, внешние наблюдатели, никогда ничего не узнаем о внутренности черной дыры.

После гравитационного коллапса небесного тела и образования черной дыры ее внешнее гравитационное поле асимптотически приближается к стандартной равновесной конфигурации, известной как поле Керра–Ньюмена, которое характеризуется только тремя параметрами: массой, угловым моментом и зарядом. У черных дыр не может быть магнитного поля. В этом смысле черная дыра устроена гораздо проще, чем обычная или вырожденная звезда.

Значение  $R_0$  оценим, вычислив потенциальную энергию фотона в гравитационном поле звезды, с поверхности которой он испускается. Потенциальная энергия имеет вид  $U = -GMm/R$ , где  $m = E/c^2$  – гравита-

ционная масса фотона с энергией  $E$ , а  $M$  – масса звезды. Согласно закону сохранения энергии, на больших расстояниях от звезды энергия фотона уменьшится на величину  $GMm/R$ . Таким образом, если  $E < GMm/R$ , то фотон не сможет оказаться на бесконечно большом расстоянии от звезды. Условие для предельного значения радиуса  $R$  записывается в виде

$$E = \frac{GMm}{R_0} = \frac{GM}{R_0} \frac{E}{c^2},$$

откуда находим

$$R_0 = \frac{GM}{c^2}.$$

Когда гравитационная энергия сравнима с полной энергией системы, вычисления должны проводиться на основе общей теории относительности, и точная формула записывается в виде

$$R_0 = \frac{2GM}{c^2} \quad (\text{горизонт}).$$

Для невращающейся (шварцшильдовской) черной дыры (рис. 3.14, *а*) радиус горизонта событий  $R_h$  равен гравитационному (шварцшильдовскому) радиусу:  $R = R_0$ . А для вращающейся (рис. 3.14, *б*) – радиус горизонта событий меньше гравитационного радиуса ( $R < R_0$ ). В этом случае горизонт событий расположен внутри эргосферы, где вихревое гравитационное поле черной дыры вынуждает все тела непрерывно двигаться (рис. 3.14, *в*).

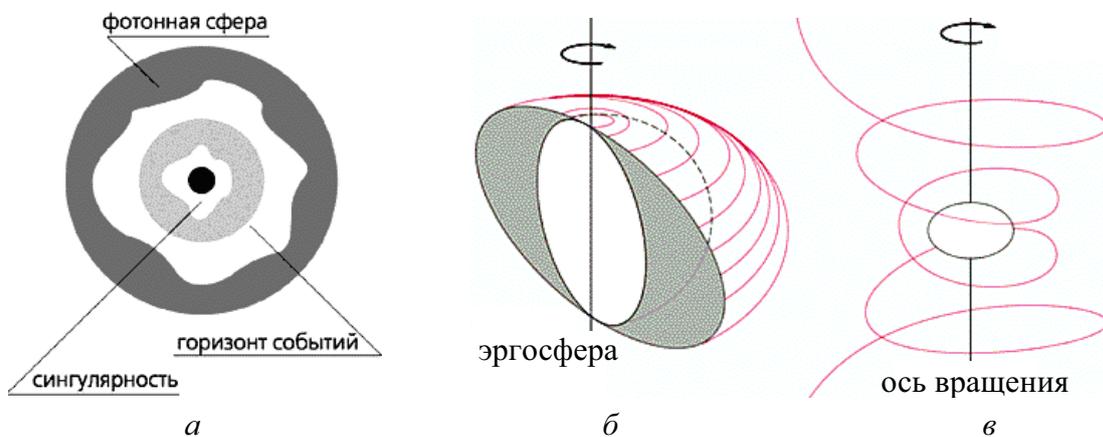


Рис. 3.14. Схема невращающейся черной дыры (*а*). Сингулярность, куда сжалась исходная материя, окружена сферическим горизонтом событий, радиус которого равен гравитационному (шварцшильдовскому) радиусу  $R_0$ . Вблизи горизонта событий находится фотонная сфера – область пространства, где захваченные фотоны двигаются вокруг черной дыры по замкнутым траекториям. Схематическое изображение вращающейся черной дыры в разрезе (*б* и *в*). Горизонт событий окружен эргосферой, в которой тела, частицы и фотоны непрерывно двигаются, подхваченные вихревым гравитационным полем черной дыры (*б*). Луч света, проходящий вблизи вращающейся черной дыры, завихряет свое движение (*в*)

В случае, когда  $M = M_C$ , т. е. в случае Солнца (масса  $2 \cdot 10^{30}$  кг), мы имеем  $R_0 = 3$  км. Если звезда коллапсирует до размеров, меньших или равных величине  $2GM/c^2$ , то ни свет, ни частицы, испущенные такой звездой, не смогли бы достичь Земли или любого другого удаленного объекта. Тем не менее, эти объекты будут по-прежнему испытывать на себе влияние гравитационного поля такой звезды. Гравитационная масса такой звезды практически не уменьшается, и частицы (в том числе и фотоны) могут безвозвратно «провалиться» в направлении звезды – отсюда и название «черная дыра». Но хотя «дыра» и «черна» сама по себе, приблизившееся к ней извне облако газа, прежде чем достигнет горизонта  $2GM/c^2$ , начнет сжиматься и нагреваться, а следовательно, будет и излучать.

Известно три типа черных дыр. Во-первых, черные дыры звездной массы ( $3 \dots 50$ ) $M_C$ , образовавшиеся при коллапсе ядер массивных звезд в конце их эволюции. Если масса ядра звезды меньше так называемого чандрасекаровского предела  $1,4 M_C$ , то в конце ее эволюции (рис. 3.15) образуется белый карлик – объект размером с Землю ( $\sim 10^4$  км) и средней плотностью вещества около  $10^9$  кг/м<sup>3</sup>. В нем гравитационному сжатию противодействует давление вырожденного электронного газа. В нашей Галактике, состоящей из  $10^{11}$  звезд, порядка  $10^{10}$  белых карликов, и они хорошо изучены астрономами.

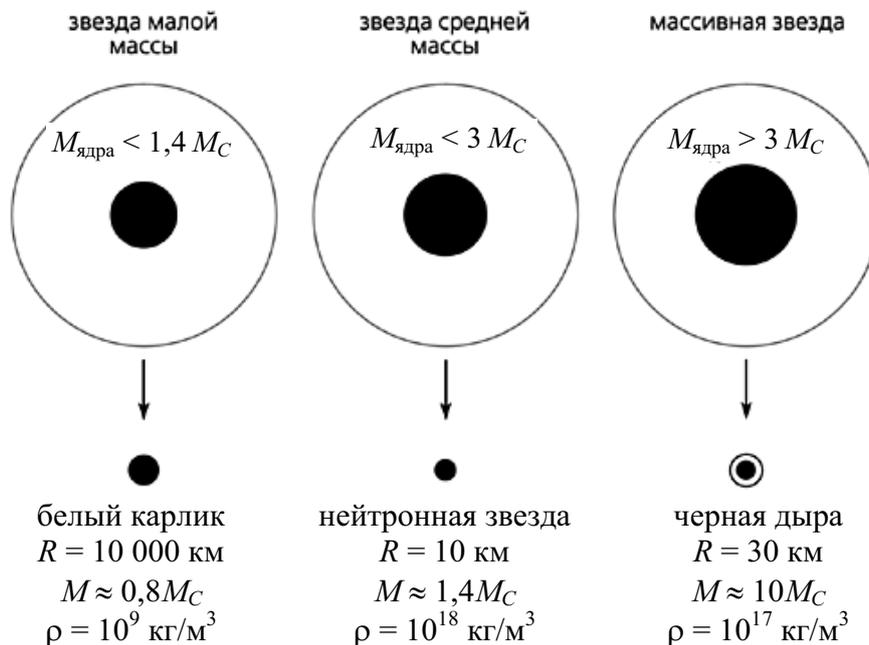


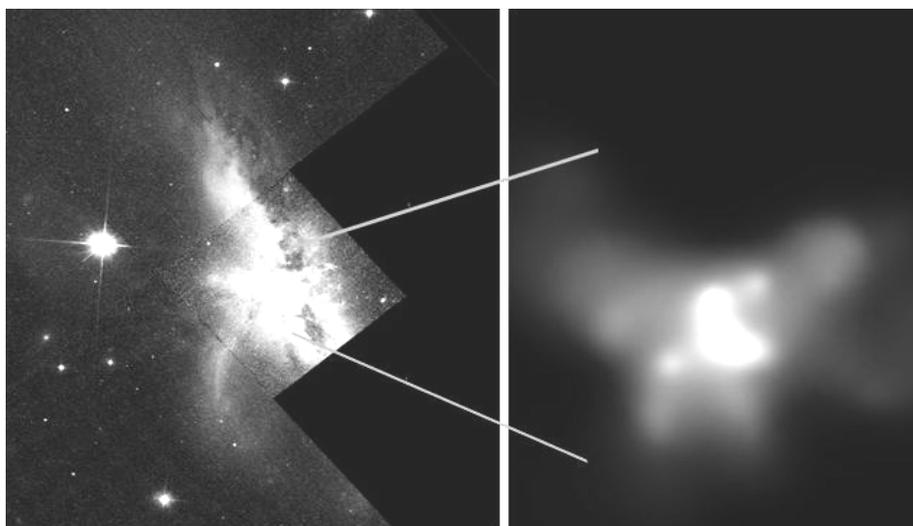
Рис. 3.15. Образование белого карлика, нейтронной звезды и черной дыры на поздней стадии эволюции звезд разных масс

Если в конце эволюции масса ядра звезды лежит в интервале  $(1,4 \dots 3)M_C$ , то, как правило, в процессе вспышки сверхновой рождается

нейтронная звезда. Ее радиус  $\sim 10$  км, а средняя плотность вещества близка к плотности атомного ядра. В нейтронной звезде силе гравитации противодействует градиент давления вырожденного нейтронного вещества. В Галактике около  $10^8$  нейтронных звезд, и о них тоже многое известно.

Если же масса ядра звезды превышает  $3 M_C$ , то в результате его коллапса образуется черная дыра. Радиус типичной звездной черной дыры массой  $10 M_C$  равен 30 км. В Галактике по последним оценкам  $\sim 10^7$  звездных черных дыр, а их полная масса  $\sim 10^8 M_C$ , или  $\sim 0,1\%$  от массы барионного вещества Галактики.

Во-вторых, сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик с массами  $(10^6 \dots 10^9) M_C$  (рис. 3.16). В последнее время все более утверждается точка зрения, что практически все галактики имеют в своих ядрах сверхмассивные черные дыры.



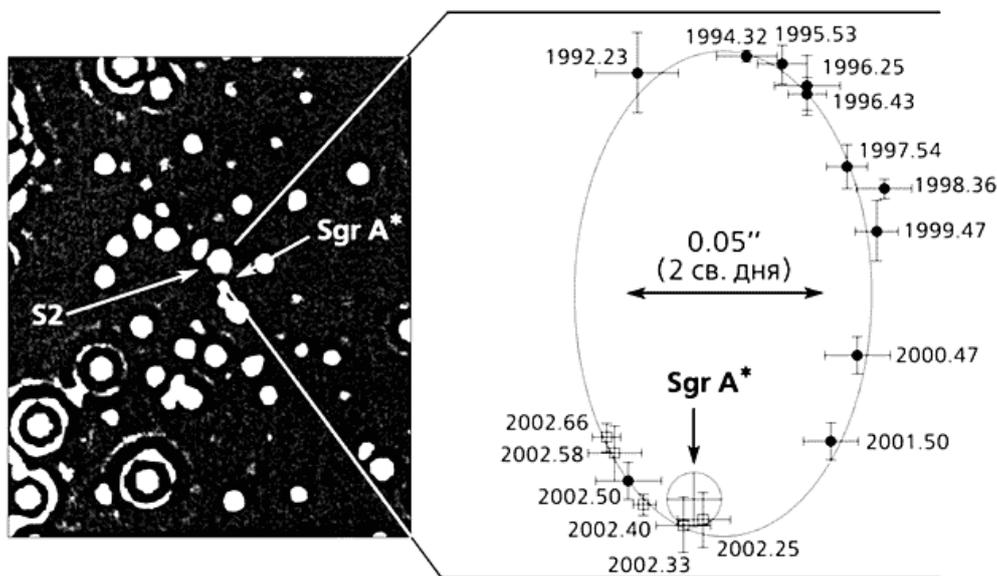
*Рис. 3.16. Гигантская галактика, находящаяся на расстоянии 400 миллионов световых лет от нас, показана в момент столкновения с другой галактикой. В центральных областях NGC6242 и обнаружено характерное рентгеновское излучение от межзвездных остатков, падающих по спирали на черные дыры. Получены серьезные свидетельства о существовании в этой галактике двух огромных черных дыр. Справа дано изображение в рентгеновских лучах, где условно белым цветом показаны черные дыры, между которыми примерно 3 000 световых лет. Такая пара черных дыр должна сближаться, что приведет к окончательному слиянию в одну, еще более массивную черную дыру по прошествии нескольких сотен миллионов лет*

Особенно интересные и надежные данные получены при исследовании сверхмассивной черной дыры в центре нашей Галактики. Группами немецких и американских ученых по наблюдениям в инфракрасном диапазоне с применением методов компенсации атмосферных искажений

построена видимая орбита звезды S2, обращающейся вокруг центральной сверхмассивной черной дыры. Период орбитального обращения этой звезды равен 15,2 года (рис. 3.17). Исходя из размера орбиты и периода обращения надежно оценивается масса черной дыры в центре Галактики – около  $4 \cdot 10^6 M_C$ .

В-третьих, первичные черные дыры, образовавшиеся в результате сильных деформаций метрики пространства–времени на ранних стадиях формирования Вселенной. До нашей эпохи должны были дожить лишь первичные дыры с массой  $M > M_C$  ввиду действия квантового механизма испарения черных дыр (С. Хокинг).

Найти черные дыры из астрономических наблюдений непросто: одиночная черная дыра не излучает энергию (квантовое испарение черной дырой звездной массы ничтожно). Эффективность энерговыделения при падении вещества на черную дыру из межзвездной среды также мала, и пока все попытки найти такие одиночные черные дыры не привели к успеху. Однако если черная дыра входит в состав двойной системы, при перетекании вещества с соседней звезды вокруг черной дыры образуется аккреционный диск, вещество разгоняется до высоких температур и может наблюдаться как яркий рентгеновский источник.



*Рис. 3.17. Ближайшие окрестности радиоисточника Sgr A\* (сверхмассивная черная дыра массой  $4 \cdot 10^6 M_C$ ) в созвездии Стрельца в направлении центра нашей Галактики (слева). Вокруг центра Галактики обращается звезда S2 с периодом 15,2 года. Справа показаны наблюдения 1992–2002 гг., демонстрирующие движение звезды S2 по эллиптической орбите вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики*

Полное число систем, часто упоминаемых в качестве возможных кандидатов в черные дыры звездной массы, равно примерно 20. Все

серьезно обсуждаемые кандидаты – это рентгеновские источники в двойных системах с массой больше  $3M_{\odot}$ , которые не являются рентгеновскими пульсарами или бастерами (т. е. вещество при падении не направляется магнитным полем или останавливается твердой поверхностью).

Радиусы черных дыр измерять очень трудно. Сейчас используются следующие методы: изучение рентгеновской светимости и спектра рентгеновского излучения вещества, падающего на черную дыру; анализ быстрых изменений светимости и профилей спектральных линий в рентгеновском диапазоне; радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой и т. п. Все они дают лишь оценку верхней границы для радиусов кандидатов в черные дыры:  $R < (10 \dots 100) R_0$ . Однако даже эти грубые оценки свидетельствуют о чрезвычайной компактности известных кандидатов в черные дыры.

Самая сложная задача – получение наблюдательных свидетельств наличия горизонтов событий у кандидатов в черные дыры. Для этой цели планируются эксперименты с помощью космического рентгеновского интерферометра с угловым разрешением  $\sim 10^{-7}''$  (американский проект «МАКСИМ»), а также российского космического радиоинтерферометра с угловым разрешением до  $10^{-6}''$  (проект «РАДИОАСТРОН»).

### 3.4. Квантово-механическое давление

Рассмотрим квантовое явление, которое при больших плотностях обуславливает высокое давление и большие кинетические энергии частиц (даже при низкой температуре). Согласно принципу Паули, частицы со спином  $1/2$  (скажем, электроны, протоны, нейтроны), находящиеся в потенциальной яме, не могут одновременно занимать состояния с одним и тем же значением импульса. Даже при нулевой температуре частицы не покоятся, а распределены по состояниям с импульсами вплоть до значения  $p_F$ , называемого граничным импульсом Ферми. Если в объеме  $V$  находится  $N$  таких частиц, то расстояние между частицами по порядку величины равно  $(V/N)^{1/3}$ . Если бы частица была локализована в пределах такого расстояния, то в соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга импульс этой частицы был бы определен с точностью  $\sim h(N/V)^{1/3}$ . Точное значение  $p_F$  дается формулой

$$p_F = h \left( \frac{3}{8\pi} \frac{N}{V} \right)^{1/3}.$$

С ростом концентрации  $N/V$  кинетическая энергия (граничная энергия Ферми)  $K_F$  частицы с импульсом  $p_F$  возрастает, и это повышает

давление. Релятивистское выражение для энергии  $K_F$  частицы с массой покоя  $m$  и импульсом  $p_F$  записывается в виде

$$K_F = \sqrt{c^2 p_F^2 + m^2 c^4} - mc^2.$$

В нерелятивистском случае  $p_F \ll mc$

$$K_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{h^2}{8m} \left( \frac{3N}{\pi V} \right)^{2/3}.$$

Произведение давления на объем равно (Молекулярная физика. Термодинамика, п. 1.7):

$$PV = N \frac{m \langle v^2 \rangle}{3} = \frac{2}{3} N \langle K \rangle.$$

Средняя кинетическая энергия частицы  $\langle K \rangle = (3/5)K_F$ , и, таким образом,

$$PV = \frac{2}{3} N \left( \frac{3}{5} K_F \right),$$

откуда

$$P_{н.р.} = \frac{2}{5} \frac{NK_F}{V} = \frac{h^2}{20m} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \left( \frac{N}{V} \right)^{5/3}, \quad v \ll c.$$

Это квантово-механическое давление нерелятивистского ферми-газа. В ультрарелятивистском случае  $p_F \gg mc$  и граничная энергия Ферми дается выражением

$$K_F = p_F c = \frac{1}{2} hc \left( \frac{3N}{\pi V} \right)^{1/3}.$$

Средняя кинетическая энергия ультрарелятивистской частицы  $\langle K \rangle = (3/4)K_F$ . Тогда

$$P_{у.р.} = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \langle K \rangle = \frac{1}{2} \frac{NK_F}{V} = \frac{hc}{4} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left( \frac{N}{V} \right)^{4/3}, \quad v \approx c.$$

Таким образом, в нерелятивистском случае квантово-механическое давление пропорционально  $(N/V)^{5/3}$ , а для ультрарелятивистских частиц –  $(N/V)^{4/3}$ .

### 3.5. Белые карлики

В звездах массой до 10 солнечных термоядерная эволюция завершается, как только электронный газ в ядре станет вырожденным. Это происходит на стадии гелиевого или углеродно-кислородного ядра, масса которого меньше предела Чандрасекара ( $1,46M_{\odot}$ ). Сравнительно простой математический анализ показал, что при приближении массы к некоторому критическому значению радиус белого карлика стремится к

нулю! Эта критическая масса, составляющая 1,46 массы Солнца (для белого карлика, не содержащего водорода в недрах), получила название *чандрасекаровского предела*. Формально, по теории Чандрасекара, белый карлик с массой, равной критической, обладает бесконечной плотностью и нулевым радиусом. Эти заключения казались абсурдными, и Чандрасекару пришлось выдержать нелегкую борьбу за право их опубликовать в 1931 г. В 1932 г. существование критической массы было объяснено Л.Д. Ландау (СССР).

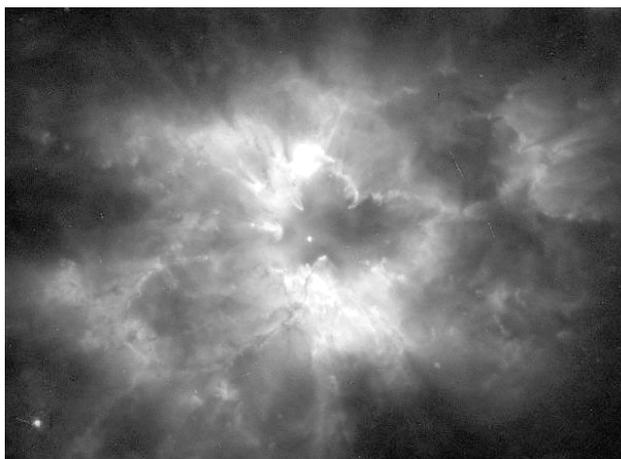
Есть две причины, по которым в действительности радиус белого карлика критической массы остается конечным, так что бесконечная плотность не достигается. Первая – отличие поля тяготения от ньютонова, т. е. учет эффектов общей теории относительности, и вторая – начало нейтронизации вещества.

По достижении некоторой критической плотности, разной для вещества, состоящего из различных ядер, электроны начинают поглощаться ядрами с превращением имеющихся в них протонов в нейтроны. С началом этого процесса рост давления резко замедляется и механическое равновесие оказывается уже невозможным. Оба эти эффекта (второй оказался важнее первого), снимая сингулярность, приводят лишь к небольшому снижению критической массы.

Термоядерное горение в вырожденном веществе носит взрывной характер из-за высокой теплопроводности вырожденных электронов, поэтому уже на стадии слоевого источника вблизи вырожденного ядра оболочка звезды – красного сверхгиганта – сбрасывается в силу тепловых неустойчивостей. Образуется планетарная туманность, «подсвечиваемая» очень горячим ( $T_{eff} \sim 10^5$  К) протобелым карликом (рис. 3.18).

*Рис. 3.18. Планетарная туманность NGC 2440, которая содержит один из самых горячих белых карликов, известных к настоящему времени.*

*Сам белый карлик находится в центре фотографии (яркая точка). Наше Солнце также станет белым карликом. Это произойдет не ранее чем через 5 миллиардов лет*



Энергия свечения белого карлика – тепловая энергия, запасенная в колебаниях ионов. Излучая энергию, белый карлик постепенно остывает, и его эффективная температура падает, а так как радиус белого кар-

лика около  $10^4$  км, характерное время остывания достигает 10 млрд лет. Самые старые и холодные белые карлики имеют эффективную температуру около 2000 К. В таких холодных «коричневых» карликах положительно заряженные ионы образуют кристаллическую решетку (кристаллизация начинается при температурах порядка  $10^4$  К).

С точки зрения механического равновесия градиенту силы тяжести в белых карликах противостоит градиент давления вырожденного газа. Подчеркнем роль кулоновских сил: гравитация действует на «тяжелые» протоны, а из-за принципа Паули создается огромное давление вырожденных электронов, которое передается на протоны именно электростатическими силами. В звездах с массой на главной последовательности  $< 2,5M_{\odot}$  электроны вырождены уже после выгорания водорода в ядре, поэтому конечный продукт эволюции таких звезд (к их числу принадлежит и Солнце) – не белый карлик с массой  $\sim 0,5M_{\odot}$ . До  $M_{\odot}$  эволюция происходит в невырожденных условиях до образования углеродно-кислородного ядра и остается СО белый карлик с массой до  $1,2M_{\odot}$ . Из звезд  $(8 \dots 10)M_{\odot}$  образуются О-Ne-Mg белые карлики с массами  $\sim 1,4M_{\odot}$ .

Качественно новая ситуация может возникнуть, если белый карлик входит в состав тесной двойной системы. Перетекание вещества с соседней звезды на белый карлик ведет к увеличению его массы. При достижении чандрасекаровского предела белый карлик коллапсирует и возможно образование нейтронной звезды.

Вычислим полную энергию холодной «выгоревшей» звезды. Эта энергия  $E$  оказывается функцией радиуса  $R$ . Даже полностью израсходовав свое ядерное горючее, такая звезда продолжает излучать и сжиматься до тех пор, пока не будет достигнуто минимальное значение энергии  $E(R)$ . Полная энергия системы складывается из общей энергии всех частиц ( $N\langle K \rangle = (3/5)NK_F$ ) и гравитационной потенциальной энергии  $U$ . Потенциальная энергия сферической оболочки массой  $M$  равна:  $U = -GM^2/(2R)$ . В случае однородного твердого шара  $U = -(3/5)GM^2/R$ .

Рассмотрим звезду, состоящую из атомов с массовым числом  $A$ . Пусть  $N$  – полное число нуклонов в ней. Тогда в звезде имеется  $N/A$  ядер, каждое из которых состоит из  $Z$  протонов и  $A - Z$  нейтронов. Положим  $x \equiv Z/A$ . Полная масса звезды  $M \approx Nm_p$ , где  $m_p$  – масса протона. Полное число электронов (а также протонов)  $N_e = xN$ . В звезде достаточно малой массы, сжимающейся после полного израсходования термоядерного горючего, энергии электронов (и ядер) будут оставаться нерелятивистскими. В этом случае квантово-механическая кинетическая энергия электронов  $(K_F)_e$  и ядер дается нерелятивистским соотношением. Вкладом в энергию ядер можно пренебречь, по сравнению с энергией электронов, так как масса частицы входит в знаменатель выражения

для  $K_F$ . Если звезда остыла настолько, что тепловой энергией можно пренебречь, по сравнению с квантово-механической, то полная энергия звезды:

$$E(R) = N_e \langle K_e \rangle + U = \frac{3}{5} N_e (K_F)_e - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

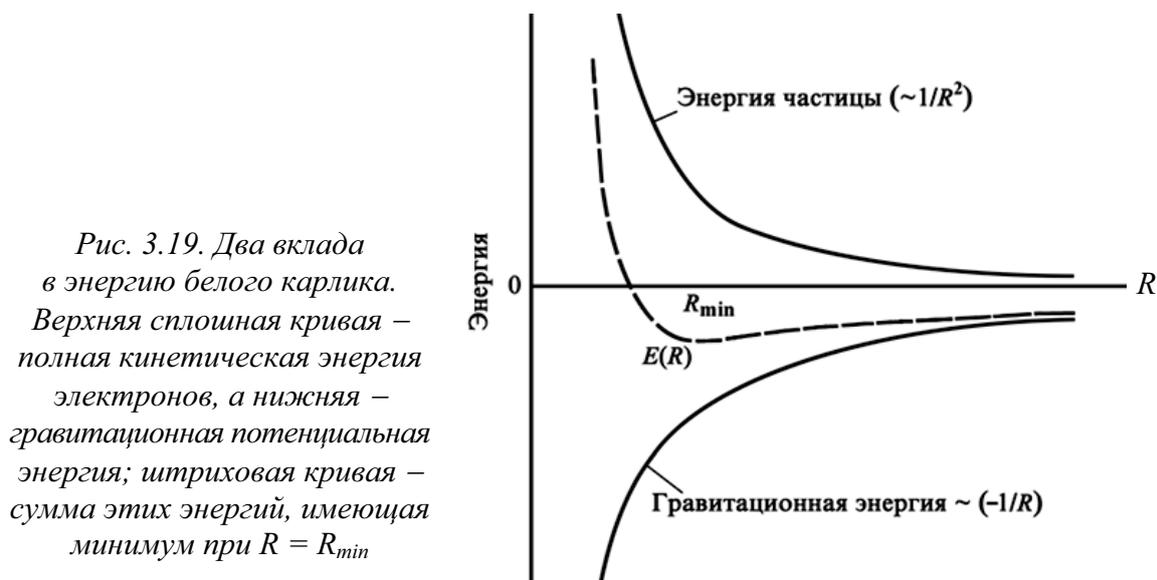
при условии, что плотность звезды является однородной. Используя полученное выше соотношение для  $K_F$

$$K_F = \frac{h^2}{8m} \left( \frac{3N}{\pi V} \right)^{2/3},$$

в котором сделана замена  $m$  на  $m_e$ ,  $N$  на  $N_e = xN$  и учтено, что  $V = (4/3)\pi R^3$ , находим:

$$E(R) = \frac{3}{5} \frac{xN}{R^2} \frac{h^2}{8m_e} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{2/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R}.$$

График этой функции представлен на рис. 3.19.



После полного выгорания ядерного топлива звезда продолжает светить и сжиматься и ее полная энергия  $E(R)$  непрерывно уменьшается. При данном радиусе  $R$  минимальное значение энергии  $E(R)$  достигается, когда звезда остынет настолько, что можно будет пренебречь тепловой энергией. Минимальное значение энергии  $E(R)$  можно найти, решив уравнение  $dE/dR = 0$ :

$$R_{min} = \frac{xh^2}{4m_e} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{2/3} \frac{1}{GNm_p^2}.$$

Гравитационная энергия связи  $-U$  в два раза превосходит кинетическую энергию [первый член в соотношении  $E(R)$ ]. Белые карлики —

это звезды, которые, продолжая остывать, сжались почти до размера, определяемого формулой  $R_{\min}$ . Для типичного белого карлика, масса которого приблизительно на 15 % меньше массы Солнца ( $N = 10^{57}$  и  $x = 1/2$ ),  $R_{\min} \approx 8000$  км, что соответствует плотности  $\rho \approx 3 \cdot 10^9$  кг/м<sup>3</sup>. Размеры белого карлика близки к размерам Земли, однако его масса в миллион раз больше. Планету Юпитер тоже можно считать белым карликом. Выражение для  $R_{\min}$  справедливо независимо от того, достаточно ли велика масса для возникновения термоядерной реакции или нет. Вместе с тем масса должна быть достаточно большой, чтобы электронный газ был фермиевским (т. е. плазмой). Зависимость  $R$  от  $M$  иллюстрируется графиком на рис. 3.20, из которого видно, что эта формула хорошо согласуется со значениями массы и радиуса Юпитера.

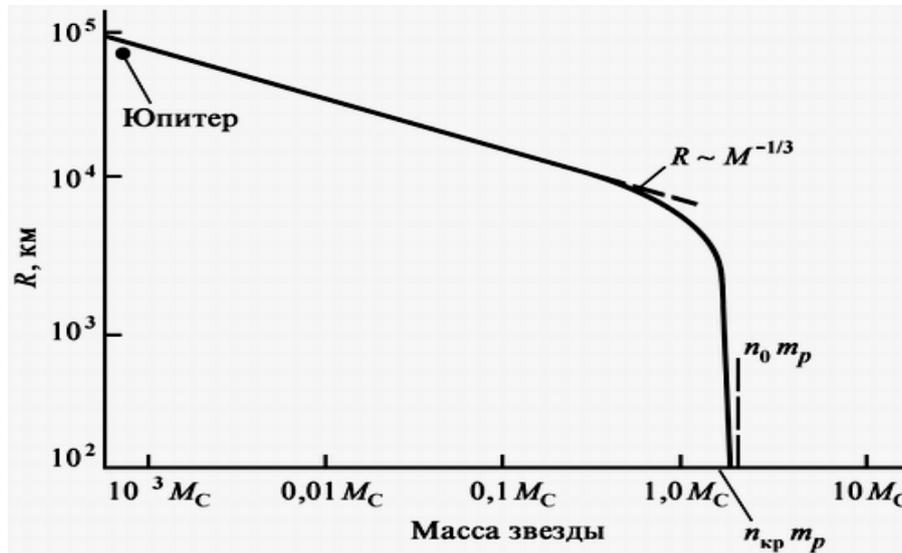


Рис. 3.20. Зависимость радиуса  $R$ , соответствующего минимальной сумме энергии Ферми электронов и гравитационной энергии, от массы звезды. Предполагается, что плотность звезды однородна. При расчетах этой зависимости использовалось точное релятивистское выражение для энергии Ферми. В случае малых масс такой же результат можно получить с помощью нерелятивистской формулы

$$R_{\min} = \frac{xh^2}{4m_e} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{2/3} \frac{1}{GNm_p^2}$$

Если соотношение для  $E(R)$  справедливо, то звезда не может сжиматься меньше размеров, определяемых  $R_{\min}$ . При этом  $R \sim N^{-1/3}$ , а энергия, приходящаяся на один электрон, возрастает пропорционально  $N^{4/3}$ . С увеличением  $N$  соотношение  $E(R)$  перестанет быть справедливым в силу того, что энергия отдельного электрона становится сравнима с энергией покоя  $m_e c^2$ . Если в  $E(R)$  использовать точное релятивистское выражение для  $(K_F)_e$ , то мы получим зависимость  $R$  от массы, приведенную на рис. 3.20.

В случае ультрарелятивистского электронного газа вместо формулы  $K_F \sim N^{2/3}$  для граничной энергии Ферми нужно использовать формулу  $K_F \sim N^{1/3}$ , а формулу для  $E(R)$  следует заменить соотношением

$$E(R) = \frac{3}{4} \frac{xN}{R} \frac{hc}{2} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{1/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R}.$$

В этом соотношении оба слагаемых имеют одинаковую зависимость от  $R$  и при достаточно большой массе звезды  $Nm_p$  второе слагаемое будет преобладать. Если  $N$  превысит некоторое критическое значение  $N_{кр}$ , то энергия  $E(R)$  будет непрерывно убывать с уменьшением радиуса. Без наличия тепловой энергии и соответствующего давления стабильная конфигурация не может существовать ни при каком значении радиуса. Поэтому достаточно массивные звезды имеют возможность продолжать сжиматься, испуская излучение, до перехода в качественно новое состояние (нейтронная звезда или черная дыра).

Соотношение, основанное на предположении об однородной плотности и справедливое, строго говоря, лишь для ультрарелятивистских электронов, позволяет определить значение  $N$ , при котором оба слагаемых становятся одинаковыми:

$$\frac{3}{4} \frac{xN_{кр}}{R} \frac{hc}{2} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN_{кр} \right)^{1/3} \approx \frac{3}{5} G \frac{N_{кр}^2 m_p^2}{R}.$$

Оценим критическое значение  $N_{кр}$ :

$$N_{кр} \approx \frac{(125\pi)^{1/2}}{4} x^2 \left( \frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{3/2}.$$

В это выражение входит безразмерная величина (в СИ)

$$N_0 \equiv \left( \frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{3/2} = 2,4 \cdot 10^{57}.$$

Получение точного значения  $N_{кр}$  требует привлечения численных методов интегрирования и в конечном счете приводит к следующей формуле:  $N_{кр} = 2,8x^2 N_0$ . Соответствующая критическая масса  $N_{кр}m_p$  называется пределом Чандрасекара, или предельной массой, и представляет собой максимальную массу белого карлика, при которой он, продолжая остывать, переходит в холодное стабильное состояние с конечными значениями радиуса и плотности. Эта масса лишь на 40 % превышает массу Солнца  $M_C = 0,49N_0m_p$ .

Величина  $N_0$  не зависит от массы электрона  $m_e$ , несмотря на то что в случае белого карлика преобладает кинетическая энергия электронов. Это обусловлено тем, что в ультрарелятивистском пределе

$$K_F = \frac{1}{2}hc \left( \frac{3N}{\pi V} \right)^{1/3}$$

энергия не зависит от массы. С другой стороны, плотность  $\rho_r$ , при которой граничный импульс Ферми  $p_F = m_e c$ , должна зависеть от массы электрона  $m_e$ .

Определим плотность  $\rho_r$  белого карлика, если граничный импульс Ферми электрона  $p_F = m_e c$ . Из формулы для  $K_F$  (нерелятивистский случай,  $p_F \ll m_e c$ ):

$$K_F = \frac{p_F^2}{2m_e} = \frac{h^2}{8m_e} \left( \frac{3N_e}{\pi V} \right)^{2/3}$$

находим отношение

$$\frac{N_e}{V} = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{p_F}{h} \right)^3.$$

Заменив в этом выражении  $N_e$  на  $xN$ , а  $p_F$  на  $m_e c$  и умножив обе части на  $m_p$ , получим:

$$\frac{(xN)m_p}{V} = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{m_e c}{h} \right)^3 m_p.$$

Отсюда

$$\rho_r = \frac{8\pi m_p}{3x} \left( \frac{m_e c}{h} \right)^3 = \frac{0,97 \cdot 10^9}{x} \text{ кг/м}^3.$$

Для  $x = 1/2$  плотность такой звезды будет около  $2 \cdot 10^9$  кг/м<sup>3</sup>.

### 3.6. Нейтронные звезды

В большинстве случаев нейтронные звезды образуются в результате коллапса ядер массивных звезд  $> 10M_C$ , который сопровождается вспышкой сверхновой. Энергия, освобождаемая при коллапсе, по порядку величины совпадает с энергией связи нейтронной звезды  $0,1M_{ns}c^2 \approx 10^{46}(M_{ns}/M_C)$  Дж и в основном уносится нейтрино. Энергия нейтрино от коллапса сверхновых порядка 10 МэВ. Такие нейтрино были зарегистрированы на трех нейтринных обсерваториях от вспышки СН 1987а в Большом Магеллановом Облаке.

Специфическое свойство нейтронных звезд – сверхвысокая плотность порядка ядерной ( $\sim 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>), однако, в отличие от гигантского ядра, в котором нуклоны удерживаются благодаря сильным взаимодействиям между кварками, вещество нейтронной звезды не распадается из-за действия гравитации (из-за высокой плотности бета-распад нейтрона запрещён, так как образующемуся электрону нет «места» из-за

сильного вырождения). Радиус нейтронной звезды слабо зависит от плохо известного уравнения состояния вещества при ядерных плотностях (протоны и нейтроны представляют собой сверхпроводящую, сверхтекучую жидкость) и составляет около 10 км. Такая компактность массы вещества порядка солнечной требует учета эффектов общей теории относительности (ОТО) при рассмотрении как внутреннего строения нейтронной звезды, так и описания процессов, происходящих в её окрестностях. Как и у белого карлика, у нейтронной звезды есть максимальная масса (предел Оппенгеймера–Волкова), при которой происходит потеря механической устойчивости звезды (релятивистский вырожденный газ + эффекты ОТО). Этот предел плохо определен из-за незнания точного уравнения состояния вещества и оценивается в  $(2...3)M_{\odot}$ . Быстрое вращение (центробежные силы) может увеличить этот предел на 25 %. Как и в случаях с белыми карликами, если нейтронная звезда входит в состав тесной двойной системы с переносом массы, превышение предела Оппенгеймера–Волкова приведет к коллапсу с образованием черной дыры.

Кроме того, нейтронные звезды обладают сверхсильными магнитными полями. Из-за вмороженности магнитного поля в проводящую плазму при сжатии вещества сохраняется поток магнитного поля через выделенный контур:  $\Phi \sim BR^2 = \text{const}$ .

Так, при сжатии звезды типа Солнца со средней величиной магнитного поля на поверхности  $B_0 \approx 100$  Гс и радиусом  $R_{\odot} = 7 \cdot 10^5$  км до размеров нейтронной звезды  $R_{ns} = 10$  км получаем  $B_{ns} = B_0(R_{\odot}/R_{ns})^2 \approx 5 \cdot 10^{11}$  Гс, что и наблюдается в типичных нейтронных звездах-радиопульсарах.

Одиночные нейтронные звезды наблюдаются, начиная с 1967 г., как радиопульсары (на начало 1999 г. их известно свыше 1000). Общее число нейтронных звезд в Галактике оценивается  $10^8...10^9$ , из них пульсаров (молодых нейтронных звезд) – порядка  $10^5$ . Часть нейтронных звезд входит в состав двойных систем. В таких системах при перетекании вещества на нейтронную звезду с сильным магнитным полем ( $B > 10^{10}$  Гс) наблюдается феномен рентгеновского пульсара (рис. 3.21). Если магнитное поле нейтронной звезды не такое большое, вещество на поверхности нейтронной звезды скапливается (заметим, что оно находится в вырожденном состоянии), и при превышении некоторого критического значения плотности и температуры на поверхности нейтронной звезды происходит термоядерный взрыв. Эти взрывы наблюдаются в виде рентгеновских бастеров (или вспыхивающих рентгеновских источников).

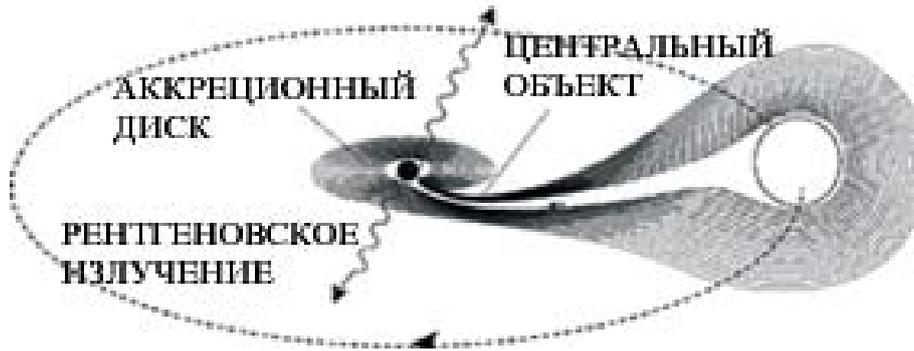
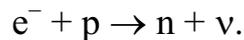


Рис. 3.21. Нейтронная звезда (в центре) захватывает вещество спутника – обычной звезды

Предположим, что белый карлик, масса которого почти равна массе Солнца, может быть сжат внешними силами. Если бы значение  $x$  удалось уменьшить от  $\sim 1/2$  почти до нуля, то, как мы увидим, возможно состояние с существенно меньшим значением полной энергии и при значительно меньших  $R$ . В соответствии с формулой для  $E(R)$  белого карлика предполагаемые внешние силы должны сначала совершить работу. Однако с некоторого момента времени энергия электронов станет столь высокой, что начнется превращение протонов в нейтроны за счет слабого взаимодействия:



Эта реакция называется обратным бета-распадом, для ее осуществления нужны электроны высоких энергий. Поскольку

$$K_F = \frac{1}{2}hc \left( \frac{3N}{\pi V} \right)^{1/3},$$

высокие энергии достижимы, если плотность достаточно велика. Детальный процесс превращения обычного вещества в обогащенную нейтронами субстанцию оказывается весьма сложным, однако расчеты показывают, что при плотностях  $\rho \gg 10^{14} \text{ кг/м}^3$  будет больше нейтронов, чем протонов. Таким образом, в этом случае мы имеем дело с «нейтронной звездой», но нам еще надо найти равновесные значения  $R$  и  $x$  для заданного полного числа нуклонов, причем  $N_p = N_e = xN$ . В случае нейтронных звезд мы имеем дело с плотностями, намного превосходящими величину  $\rho_r$ , определяемую выражением для белого карлика. Электроны оказываются ультрарелятивистскими, и для них справедлива формула  $K_F = p_F c$ . Между тем нейтроны, масса которых намного превосходит массу электронов, останутся нерелятивистскими до тех пор, пока плотность мала по сравнению с эквивалентным значением  $\rho_r$  для случая нейтронов, которое равно:

$$(\rho_r)_n = \frac{8\pi m_p}{3(1-x)} \left( \frac{m_p c}{h} \right)^3 = \frac{6 \cdot 10^{18}}{1-x} \text{ кг / м}^3.$$

Если плотность звезды меньше этого значения, то для нейтронов справедлива формула

$$K_F = \frac{p_F^2}{2m}.$$

Энергией протонов можно вовсе пренебречь, поскольку они составляют малую долю общего числа нуклонов. Поэтому чтобы получить  $E(R, x)$ , мы просто добавим к выражению  $E(R)$  полную кинетическую энергию нейтронов:

$$\begin{aligned} E(R, x) &= \text{энергия нейтронов} + \text{энергия электронов} + \text{гравитационная} \\ &\quad \text{энергия} = \\ &= \frac{3(1-x)N}{5} \frac{h^2}{R^2} \frac{1}{8m_p} \left[ \frac{9}{4\pi^2} (1-x)N \right]^{2/3} + \frac{3xN}{4} \frac{hc}{2} \left[ \frac{9}{4\pi^2} xN \right]^{1/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R}. \end{aligned}$$

Величины  $R$  и  $x$ , отвечающие минимуму этого выражения при данной массе звезды  $M = Nm_p$ , можно определить из графика или решая совместную систему уравнений:

$$\frac{\partial E}{\partial R} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 0.$$

Благодаря тому, что величина  $x$  невелика, решение этих уравнений с хорошей точностью можно отыскать с помощью следующих двух простых операций. Сначала в уравнении  $\partial E/\partial R = 0$  положим  $x = 0$  и отсюда найдем  $R$ . Затем подставим это значение  $R$  в уравнение  $\partial E/\partial x = 0$  и определим  $x$ . Подстановка  $x = 0$  в уравнение  $\partial E/\partial R = 0$  дает

$$R = \frac{h^2}{4m_p} \left( \frac{9}{4\pi^2} N \right)^{2/3} \frac{1}{GNm_p^2}.$$

Это выражение очень похоже на  $R_{\min}$  для белого карлика, однако численное значение в данном случае оказывается меньше, в силу того, что в знаменателе вместо массы электрона стоит масса протона. Следовательно, радиус нейтронной звезды должен быть примерно в 1000 раз меньше радиуса белого карлика. Например, в случае звезды, масса которой равна массе Солнца,  $N = 1,2 \cdot 10^{57}$ , и мы получаем  $R = 12,6$  км, а плотность  $2,4 \cdot 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>.

Если в результате сжатия диаметр звезды, имеющей массу Солнца, уменьшится примерно до 25 км, то ее плотность окажется почти такой же, как у атомного ядра. Наконец, чтобы определить величину  $x$ , т. е. долю протонов в этом гигантском «атомном ядре», подставим в уравнение  $\partial E/\partial x = 0$  значение  $R = 12,6$  км и разрешим его относительно  $x$ .

В итоге получим  $x = 0,005$ . Мы видим, что в этом гигантском «ядре» около 99,5 % нуклонов являются нейтронами. Обычные атомные ядра не содержат электронов, в нейтронной же звезде около 0,5 % всех частиц составляют электроны.

При выводе выражения для  $E(R, x)$  не учтено влияния ядерных сил. Поскольку плотность звезды сравнима с плотностью атомного ядра, ядерные силы должны быть значительными. Однако для звезд, массы которых составляют от половины до одной массы Солнца, ядерные силы отталкивания и притяжения компенсируют друг друга; точные расчеты дают значения  $R$  и  $x$ , весьма близкие к тем, которые мы нашли путем приближенного расчета.

Найдем частоту  $\nu'$  вращения Солнца, если его радиус уменьшится до  $R' = 10$  км без изменения момента импульса. В настоящее время период вращения Солнца равен 27 суткам, что соответствует частоте  $\nu = 4,3 \cdot 10^{-7}$  об/с, а радиус Солнца  $R = 7 \cdot 10^5$  км. Обозначим момент инерции Солнца через  $I$ . Тогда момент импульса дается выражением

$$L = I\omega = I'\omega',$$

откуда

$$\omega' = \frac{I}{I'}\omega \quad \text{или} \quad \nu' = \frac{I}{I'}\nu.$$

Момент инерции шара массой  $M$  равен:  $I = (2/5)MR^2$ . Таким образом, частота вращения

$$\nu' = \left(\frac{R}{R'}\right)^2 \cdot \nu = \left(\frac{7 \cdot 10^5}{10}\right)^2 \cdot 4,3 \cdot 10^{-7} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ об/с}.$$

Коллапс, ведущий к превращению гаснущей звезды в нейтронную, представляет собой вспышку сверхновой, сопровождающуюся выбросом огромных газовых облаков, которые уносят значительную часть момента импульса. Однако на основании результата, полученного в последнем примере, можно было бы ожидать, что частота вращения вновь образовавшейся нейтронной звезды будет составлять десятки оборотов в секунду. Если на поверхности такой звезды имеются возмущения наподобие солнечных пятен, то испускаемое ими излучение будет походить на гигантский луч от прожектора колоссального маяка. Примером может служить нейтронная звезда в центре Крабовидной туманности, которая вращается со скоростью 30 об/с. На рис. 3.22 показано облако газа, оставшееся после взрыва сверхновой, который наблюдался в 1054 г. Взрыв был настолько ярким, что его можно было наблюдать даже днем.

Рис. 3.22. Фотография Крабовидной туманности, демонстрирующая распределение выброшенного из нее облака газа. В центре туманности находится пульсар – нейтронная звезда, вращающаяся с частотой 30 об/с



Наблюдения с помощью оптического и радиотелескопа показывают, что звезда в центре туманности вспыхивает и гаснет 30 раз в секунду, как видно из рис. 3.23.

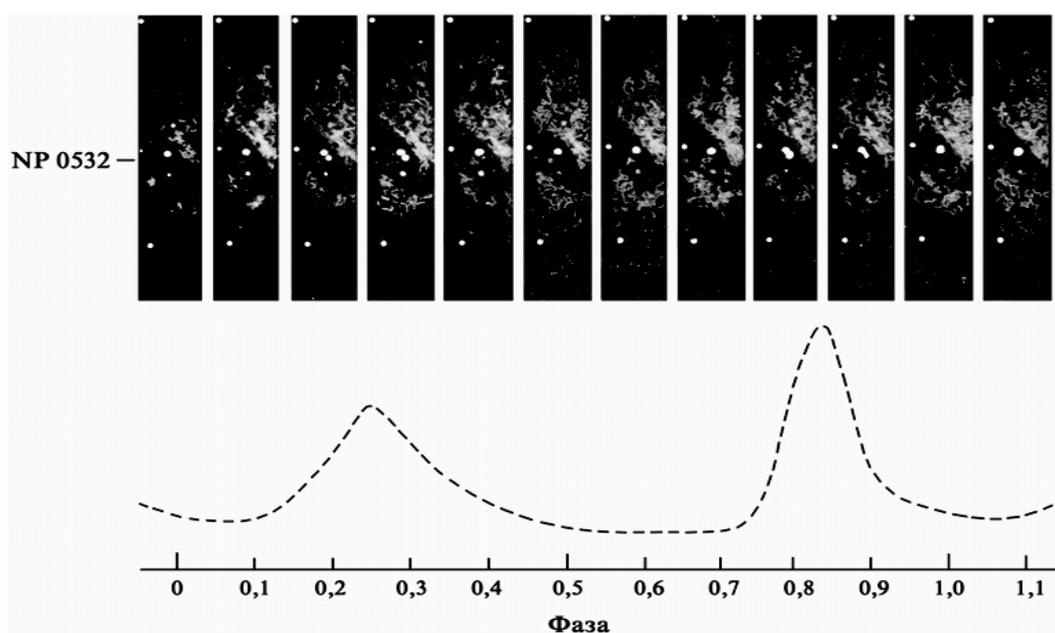


Рис. 3.23. Фотографии центральной области Крабовидной туманности, полученные при короткой экспозиции. Положение родительской нейтронной звезды указано яркими метками. Сигналы с большой яркостью от этой звезды нанесены на диаграмме. Изменению фазы на 0,1 соответствует 1/300 с

Нейтронные звезды такого типа называют пульсарами. Когда в 1967 г. с помощью радиотелескопа обнаружили первый пульсар, было совершенно неясно, какой механизм может обеспечить испускание регулярных импульсов радиоизлучения с такой большой частотой. Это было совершенно новое и неожиданное астрономическое явление.

Ключевая проверка гипотезы вращающейся нейтронной звезды основана на том, что энергия вращения звезды должна уменьшаться в соответствии с излучаемой звездой энергией. Выполненные измерения обнаружили наличие замедления, соответствующего этим предсказаниям.

### 3.7. Критическая масса черных дыр

Мы показали, что даже без учета ядерных сил плотность нейтронной звезды, имеющей массу Солнца, сравнима с плотностью обычного ядерного вещества, в котором характерная энергия Ферми на один нейтрон равна 40 МэВ. Более массивные звезды имеют более высокую плотность, и кинетическая энергия нейтронов в них может достигать 939 МэВ – величины, которая соответствует их энергии покоя. Если плотность превосходит значение  $(\rho_r)_n$ , определяемое полученной выше формулой

$$(\rho_r)_n = \frac{8\pi m_p}{3(1-x)} \left( \frac{m_p c}{h} \right)^3 = \frac{6 \cdot 10^{18}}{1-x} \text{ кг/м}^3,$$

то при вычислении энергии Ферми для нейтронов надо пользоваться релятивистским соотношением  $K_F = p_F c$ . Оценим верхний предел массы, при которой нейтронная звезда остается устойчивой, и сделаем это аналогично случаю белых карликов; звезды с массой выше критической должны превращаться (если только они прежде не растратят своей массы) в черные дыры.

Самую грубую оценку критической массы можно получить, если положить  $x = 0$ , пренебречь ядерными силами и общей теорией относительности и рассмотреть в рамках специальной теории относительности одни лишь нейтроны.

В случае ультрарелятивистских нейтронов для расчета  $E(R)$  можно воспользоваться выражением

$$E(R) = \frac{3}{4} \frac{xN}{R} \frac{hc}{2} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{1/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R},$$

полагая, что  $x = 1$  (поскольку в данном случае все частицы – это нейтроны). Полученная таким образом оценка критической массы отличается лишь множителем  $1/x^2$  от найденной ранее критической массы белого карлика (в случае которого  $x = 1/2$ ). Она совпадает по порядку

величины с  $N_0 m_p$ , причем  $N_0$  определяется формулой  $N_0 = \left( \frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^{3/2}$ .

Были проделаны и более точные расчеты с учетом ядерных сил и общей теории относительности.

Привлечение в данном случае общей теории относительности вносит сравнительно небольшой эффект, что вполне понятно. Учет ядерных сил также приводит лишь к незначительным изменениям, однако в настоящее время свойства этих сил изучены еще недостаточно, и различные варианты вычислений приводят к значениям критической массы в диапазоне  $0,7 \dots 4,0$  солнечных масс.

### 3.8. Обзор экспериментальных данных

Известно, что в конечном счете любая из звезд должна превратиться либо в белый карлик, либо в черную дыру, либо в нейтронную звезду.

Можно достаточно надежно оценить скорость, с которой гибнут звезды в нашей Галактике. Оказывается, что это одна или несколько звезд в год. (Очень грубую оценку можно получить, разделив полное число звезд на возраст Галактики: результат с точностью до множителя 5 будет совпадать с приведенной выше оценкой.) Белые карлики составляют категорию звезд, существование которых не вызывает сомнений. Они весьма многочисленны (около 10 % звезд нашей Галактики), и по крайней мере ближайшие из них можно подробно изучать. Анализ статистических данных показывает, что белые карлики остывают в соответствии с тем, как это предсказывает теория, и что большинство звезд гибнет, проходя обычно через стадию белых карликов.

Рождение сверхновых звезд чрезвычайно заметно и является крайне редким событием (примерно одна сверхновая на сотню погибающих звезд). Сам факт существования сверхновых и выброса оболочки газа бесспорен, однако то, что происходит с центральной частью исходной звезды, пока неясно. Теоретически предсказываются две возможности: образование нейтронной звезды или черной дыры.

За последнее время о нейтронных звездах накоплено большое количество косвенных, но вместе с тем достаточно убедительных данных. Большая часть этих данных связана с открытием пульсаров в 1967 г., которые представляют собой источники импульсов радишума, повторяющихся регулярно через определенные интервалы времени. Эти интервалы между импульсами весьма малы (вплоть до 0,03 с). Поэтому трудно представить себе, что это излучение дает какой-либо иной видимый объект, а не нейтронная звезда.

Разработаны исключительно подробные теории пульсаров, которые по-разному объясняют механизм излучения, однако все теории сходятся на том, что источником излучения является вращающаяся нейтронная звезда и что энергия этого излучения черпается из кинетической энергии вращения звезды. Один из пульсаров обнаружен в остатках известной сверхновой (Крабовидная туманность), взрыв которой произошел

в 1054 г., и его можно наблюдать в видимой части спектра. До настоящего времени обнаружено около 70 пульсаров.

Наиболее обоснованное доказательство существования черных дыр вытекает из изучения двойных рентгеновских систем. Для доказательства того, что рентгеновская система содержит черную дыру, используются следующие аргументы:

1. Объект двойной системы, излучающий в рентгеновском диапазоне, очень компактный и, следовательно, не может быть обычной звездой. Таким образом, это или нейтронная звезда, или черная дыра. Этот аргумент следует, главным образом, из анализа спектра и переменности испускаемого рентгеновского излучения.

2. Анализ данных наблюдений позволяет рассчитать орбитальное движение в двойной системе и оценить массу компактного компаньона. Данные о наблюдаемой скорости оптической звезды-компаньона являются наиболее важными. Заметим, что ньютоновская теория всегда оказывается достаточной для такого анализа. Методика взвешивания звезд в двойных системах хорошо известна в астрономии. Если масса компактного компонента оказывается больше, чем максимально возможная масса нейтронной звезды  $M \approx 3M_C$ , тогда это черная дыра.

Согласно общепринятой интерпретации в настоящее время подтверждение наблюдений имеется только для очень небольшого числа систем. Есть серьезные основания полагать, что в этих системах компактные рентгеновские компаньоны являются черными дырами (табл. 3.2).

Наиболее ясным является случай рентгеновского источника Her X-1, у которого масса, вероятно, составляет примерно  $(0,6 \pm 0,2)$  солнечной массы, т. е. вполне приемлемую величину для нейтронной звезды. В этом случае имеется много данных в отношении как рентгеновского источника, так и оптического партнера, причем все данные свидетельствуют о том, что источником рентгеновского излучения является поверхность нейтронной звезды, которую бомбардирует вещество, извергаемое ординарной звездой. В созвездии Лебедь обнаружен рентгеновский источник Cyg X-1, масса которого, по оценкам, составляет  $5M_C$ . Поскольку эта величина превосходит критическую массу стабильной нейтронной звезды, источником рентгеновского излучения, вероятно, является черная дыра или, скорее, ее окрестность (если только правильны предположения, при которых получена эта оценка). Разумеется, сама по себе дыра «черна», однако извергаемое обычной звездой вещество, падая и «проваливаясь» в черную дыру, будет ускоряться гравитационным полем и подвергаться сжатию. В такой модели испытывающее сжатие вещество разогревается и излучает в процессе падения рентгеновское излучение (рис. 3.21). Однако излучение происходит

лишь до тех пор, пока это вещество не достигает критического радиуса  $R_0$ , определяемого формулой

$$R_0 = \frac{2GM}{c^2}.$$

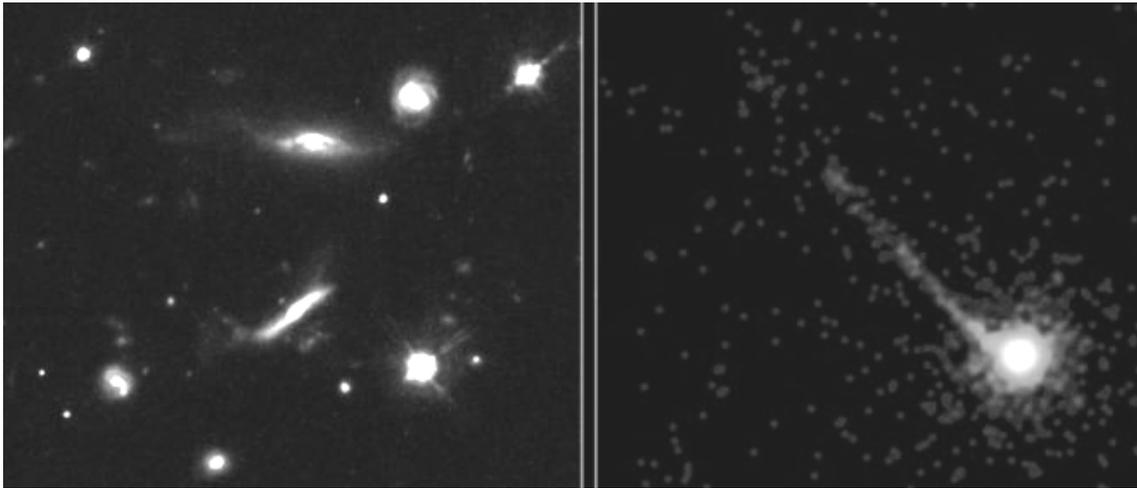
Таблица 3.2

*Кандидаты в черные дыры в двойных системах*

Система	Спектральный тип оптического компаньона	Орбитальный период	Масса компактного компаньона	Масса оптического компаньона	Рентгеновская светимость
		в сутках	в $M_C$	в $M_C$	Вт
Cyg X-1	O9.7Iab	5,6	7...18	20...30	$\sim 8 \cdot 10^{30}$
LMC X-3	B(3-6)II-III	1,7	7...11	3...6	$\sim 4 \cdot 10^{31}$
LMC X-1	O(7-9)III	4,2	4...10	18...25	$\sim 2 \cdot 10^{31}$
A0620-00	K(5-7)V	0,3	5...17	$\sim 0,7$	$\leq 10^{31}$
GS2023 + 338	K0IV	6,5	10...15	0,5...1,0	$\leq 6 \cdot 10^{31}$
GR1121-68	K(3-5)V	0,4	9-16	0,7...0,8	$\leq 10^{31}$
GS2000 + 25	K(3-7)V	0,3	5,3...8,2	$\sim 0,7$	$\leq 10^{31}$
GROJ0422 +	M(0-4)V	0,2	2,5...5,0	$\sim 0,4$	$\leq 10^{31}$
GRO J1655-40	F5IV	2,6	4...6	$\sim 2,3$	$\leq 10^{31}$
XN Oph 1977	K3	0,7	5...7	$\sim 0,8$	$\leq 10^{31}$

В 1978 г. в созвездии Скорпиона была обнаружена вторая двойная звезда, аналогичная по своим свойствам Cyg X-1 из созвездия Лебедь. Эту черную дыру назвали Sco V-861. Кроме того, есть свидетельство того, что огромная черная дыра находится в центре галактики M-87.

Приводящий к образованию нейтронной звезды или черной дыры гравитационный коллапс представляет собой катастрофу, на последних стадиях которой радиус звезды уменьшается со скоростью, близкой к скорости света. Согласно общей теории относительности вещество звезды, испытывающее в процессе коллапса ускорение, должно испускать импульс гравитационного излучения аналогично тому, как излучает электромагнитные волны ускоренно движущийся заряд. Из теории следует, что в земных условиях можно построить детектор гравитационных волн, который обладал бы достаточной чувствительностью для регистрации такого коллапса (или сверхновой). В настоящее время уже работает несколько опытных образцов таких детекторов гравитационных волн и разрабатываются детекторы с более высокой чувствительностью. С помощью этих детекторов, возможно, удастся регистрировать происходящие в центре нашей галактики взрывы сверхновых или столкновения с черными дырами, что вряд ли удалось бы обнаружить иными методами.



*Рис. 3.24. Квazar PKS 1127-145 находится на расстоянии в десять миллиардов световых лет от нашей планеты. Изображение, полученное космическим телескопом Хаббла, показывает, как этот квазар и другие галактики выглядят в оптическом диапазоне (слева). Квазар – это самый яркий объект правее и ниже центра. В правой части рисунка показано рентгеновское изображение. Поля зрения обоих снимков одинаковы. На рентгеновском изображении не видны обычные галактики, на нем доминирует поразительный выброс, длиной почти в миллион световых лет, выходящий из квазара. Предполагается, что внутри квазара, яркого как в оптике, так и в рентгене, находится сверхмассивная черная дыра, которая дает энергию выбросу и делает PKS 1127-145 видимым во всем спектре, – как маяк из далекого космоса*

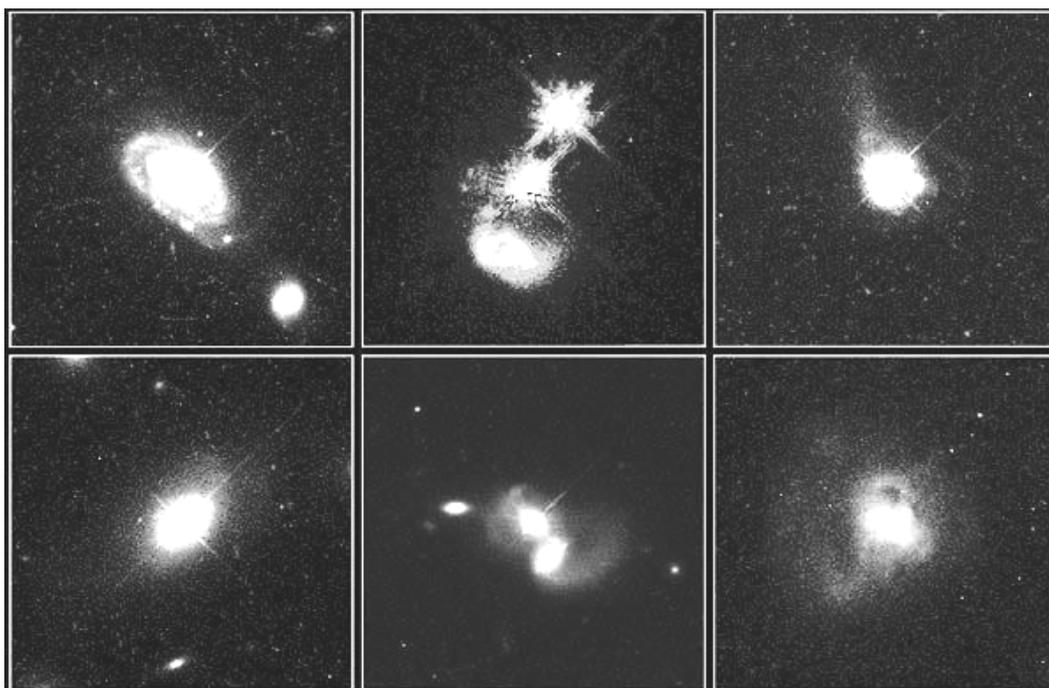
Около одного процента всех галактических ядер испускают плазму, излучающую в радиодиапазоне, и газовые облака, а также сами являются мощными источниками излучения в радио-, инфракрасной и особенно в «жесткой» (коротковолновой) ультрафиолетовой, рентгеновской и гамма-областях спектра. Полная светимость ядер достигает в некоторых случаях  $\approx 10^{40}$  Вт. Это в миллионы раз больше, чем светимость ядер более спокойных галактик, таких как наша. Такие объекты называются активными ядрами галактик (АЯГ). Практически вся энергия активности и гигантские струи, испускаемые галактикой, происходят из ее центра (рис. 3.24).

После этого открытия была обнаружена еще более быстрая переменность в других галактических ядрах (на масштабах времени порядка нескольких часов или менее). Используя эти вариации, удалось оценить размеры центральной части ядер, из которой и испускается излучение. Был сделан вывод, что эти области имеют размер не более нескольких световых часов. Таким образом, ядра галактик сравнимы по размеру с Солнечной системой.

Квazары (квазизвездные объекты) образуют особую разновидность АЯГ. Характерное свойство квазаров состоит в том, что их общее энер-

говывделение в сотни раз больше, чем полное излучение всех звезд в большой галактике. В то же время средние линейные размеры излучающей области невелики – всего лишь одна стомиллионная часть линейного размера галактики. Квazarы являются наиболее мощными источниками энерговывделения, зарегистрированными к настоящему времени во Вселенной. Какие процессы вызывают столь необычное энерговывделение АЯГ и галактик?

Несмотря на довольно малые линейные размеры квазаров и многих галактических ядер, оказалось, что они имеют гигантские массы. Для некоторых квазаров этот предел равен приблизительно  $M \approx (1 \dots 100) \cdot 10^7 M_{\odot}$ . Эти оценки подтверждаются данными о скоростях внутри галактических ядер звезд и газовых облаков, ускоренных в гравитационных полях центров ядер. Гигантская масса объекта и его небольшие линейные размеры наводят на мысль, что это, возможно, черная дыра. Это объяснило бы все необычные свойства таких объектов. Теперь считается общепринятым, что в АЯГ находятся сверхмассивные черные дыры с аккреционными газовыми (и, может быть, также пылевыми) дисками.



*Рис. 3.25. Квазары (квазизвездные объекты) находятся на краю наблюдаемой Вселенной. Они были открыты в 1963 г. Эти источники могут светиться миллиарды световых лет, и они должны излучать огромное количество энергии. Считается, что источником энергии квазаров является черная дыра, на которую падает большое количество газа, пыли и звезд. Изображения в центре и справа показывают квазары, которые ассоциируются с разрушенными взаимодействующими и сливающимися галактиками, в которых имеется изобилие вещества для захвата черной дырой*

Один из наиболее важных фактов, вытекающий из наблюдений, в особенности с использованием радиотелескопов, – это существование струйных выбросов (джетов) из ядер некоторых активных галактик (рис. 3.25). Для некоторых объектов существуют свидетельства того, что радиокомпоненты движутся от ядра с ультрарелятивистскими скоростями. Наличие геометрически выделенного направления, вдоль которого происходят выбросы, приводит к предположению о присутствии устойчивого компактного гироскопа, вероятно, вращающейся черной дыры. В некоторых случаях можно наблюдать признаки того, что имеется также прецессия этого гироскопа. Существенную роль в физике процессов в центрах АЯГ играет электродинамика черных дыр.

Специальные исследования были выполнены для случая галактики М87. Это гигантская эллиптическая галактика с активным ядром и с джетом из центра. В настоящее время существует надежное свидетельство (основанное на звездной динамике) наличия в этой галактике черной дыры с массой  $M \approx 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Космический телескоп Хаббла обнаружил вращающийся газовый диск, движущийся вокруг центрального объекта этой галактики. Оценка массы центрального объекта дает  $M = 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Черные дыры являются совершенно необычными по своим свойствам объектами. Несмотря на весь прогресс, достигнутый в их изучении, природа пространства и времени черных дыр в большой мере остается загадочной.

### **3.9. Физические модели особых точек коллапсирующих тел и расширяющейся Вселенной**

Согласно общей теории относительности в черной дыре должна быть сингулярность, в которой плотность материи и кривизна пространства–времени бесконечны. Ситуация напоминает Большой взрыв в момент начала отсчета времени с той только разницей, что это означало бы конец времени для коллапсирующего тела. В этой сингулярной точке нарушались бы известные законы физики, и мы потеряли бы возможность предсказывать дальнейший ход процесса. Но эта потеря не коснулась бы наблюдателей, находящихся вне черной дыры, поскольку до них не дошел бы ни световой, ни какой-нибудь другой сигнал, вышедший из сингулярности. Определение черной дыры – множество событий, из которого невозможно уйти на большое расстояние, – означает, что границу черной дыры, горизонт событий, образуют в пространстве–времени пути лучей света, которые не отклоняются к сингулярности, но и не могут выйти за пределы черной дыры и обречены вечно балансировать на самом краю (рис. 3.26).

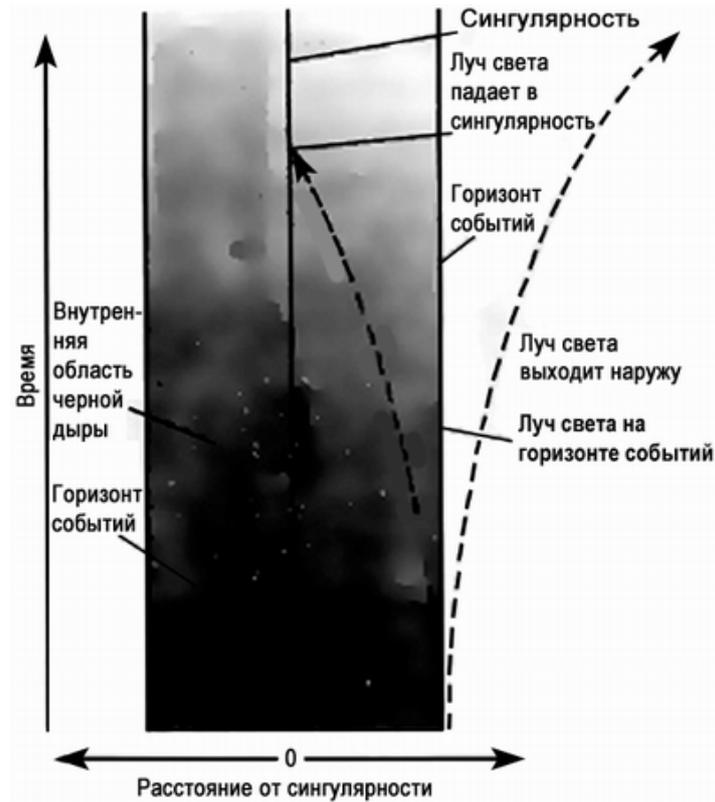


Рис. 3.26. Черная дыра – множество событий, из которого нельзя уйти на большое расстояние

После гравитационного коллапса черная дыра может вращаться, но не может пульсировать. Размеры черной дыры будут зависеть только от ее массы и скорости вращения и никак не будут связаны со свойствами того тела, которое сколлапсировало в эту черную дыру.

Вместе с тем черная дыра должна испускать частицы и излучение, как если бы она была горячим телом, температура которого зависит только от массы черной дыры – чем больше масса, тем ниже температура. Действительно, в «пустом» пространстве существует некоторая минимальная неопределенность в величине поля – квантовые флуктуации. Эти флуктуации можно представить как пары частиц света или гравитации, которые в какой-то момент времени вместе возникают, расходятся, а потом опять сближаются и аннигилируют друг с другом. Такие частицы являются виртуальными, как частицы, переносящие гравитационную силу.

В отличие от реальных, виртуальные частицы нельзя наблюдать с помощью детектора реальных частиц. Но косвенные эффекты, производимые виртуальными частицами, например небольшие изменения энергии электронных орбит в атомах, можно измерить, и экспериментальные результаты исключительно точно согласуются с теоретическими.

Принцип неопределенности предсказывает и существование виртуальных пар частиц материи, таких как электроны или кварки. Но в этом случае один член пары будет частицей, а второй – античастицей (античастицы света и гравитации – это то же самое, что и частицы).

Поскольку энергию нельзя создать из ничего, один из членов пары частица–античастица будет иметь положительную энергию, а второй – отрицательную. Тот, чья энергия отрицательна, может быть только короткоживущей виртуальной частицей, поскольку в нормальных ситуациях энергия реальных частиц всегда положительна. Значит, он должен найти своего партнера и с ним аннигилировать. Но, находясь рядом с массивным телом, реальная частица обладает меньшей энергией, чем вдали от него, так как для того, чтобы преодолеть гравитационное притяжение тела и удержаться вдали от него, нужна энергия. Обычно энергия частицы положительна, но гравитационное поле внутри черной дыры так велико, что даже реальная частица может иметь там отрицательную энергию. Поэтому если имеется черная дыра, виртуальная частица с отрицательной энергией может упасть в эту черную дыру и превратиться в реальную частицу или античастицу. В этом случае она уже не обязана аннигилировать со своим партнером, а покинутый партнер может либо упасть в ту же черную дыру, либо, если его энергия положительна, выйти из области вблизи черной дыры как реальная частица или как античастица (рис. 3.27).

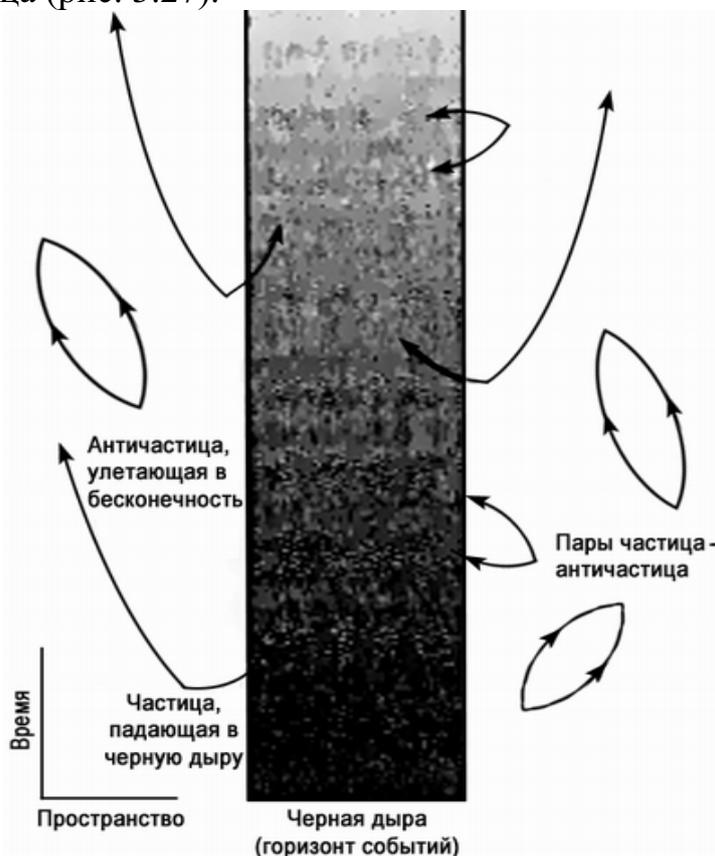


Рис. 3.27. «Испускание» частиц черной дырой

Удаленному наблюдателю покажется, что эта частица испущена из черной дыры. Чем меньше черная дыра, тем меньше расстояние, которое придется пройти частице с отрицательной энергией до превращения в реальную частицу, и, следовательно, тем больше скорость излучения и кажущаяся температура черной дыры.

Положительная энергия испускаемого излучения должна уравновешиваться потоком частиц с отрицательной энергией, направленным в черную дыру. Согласно уравнению Эйнштейна  $E = mc^2$  энергия прямо пропорциональна массе, а поэтому поток отрицательной энергии, входящий в черную дыру, уменьшает ее массу. Когда черная дыра теряет массу, площадь ее горизонта событий уменьшается, но это уменьшение энтропии черной дыры с избытком возмещается энтропией испущенного излучения, так что второй закон термодинамики не нарушается.

Кроме того, чем меньше масса черной дыры, тем выше ее температура. Поэтому, когда черная дыра теряет массу, ее температура и скорость излучения возрастают, и, следовательно, потеря массы идет еще быстрее. Пока еще не совсем ясно, что происходит, когда масса черной дыры, в конце концов, становится чрезвычайно малой.

Температура черной дыры с массой, равной нескольким массам Солнца, должна быть равна всего одной десятимиллионной градуса выше абсолютного нуля. Это гораздо меньше, чем температура микроволнового (реликтового) излучения, заполняющего Вселенную (около 2,7 К). Черные дыры должны излучать даже меньше, чем поглощать. Если Вселенной суждено вечно расширяться, то температура микроволнового излучения, в конце концов, упадет ниже температуры такой черной дыры и черная дыра начнет терять массу. Но и тогда ее температура будет настолько низкой, что она полностью испарится лишь через  $10^{66}$  лет. Это значительно превышает возраст Вселенной, который равен десяти или двенадцати миллиардам лет.

Вывод о том, что черные дыры могут испускать излучение, был первым предсказанием, которое существенным образом основывалось на общей теории относительности и квантовой механике.

Вывод о существовании излучения, испускаемого черными дырами, по-видимому, означает, что гравитационный коллапс не так уж окончателен и необратим. Если тело упадет в черную дыру, то ее масса увеличится, но, в конце концов, количество энергии, эквивалентное этой прибавке массы, вернется во Вселенную в форме излучения.

Исчезнув, черная дыра унесет с собой любую сингулярность, которая могла бы в ней оказаться. Это указывает на возможность устранения квантовой механикой сингулярностей, предсказываемых общей теорией относительности.

Картина, в которой Вселенная сначала была очень горячей и охлаждалась по мере своего расширения, на сегодняшний день согласуется с результатами всех наблюдений. Тем не менее, целый ряд важных вопросов остается без ответа.

1. Почему ранняя Вселенная была такой горячей?

2. Почему Вселенная так однородна в больших масштабах?

В описанной модели с момента Большого взрыва у света не было времени, чтобы попасть из одной удаленной области в другую, даже если эти области располагались близко друг к другу в ранней Вселенной. Поэтому разные области ранней Вселенной никак не могли выровнять свои температуры друг с другом, если у них не были одинаковые по какой-то непонятной причине температуры прямо с момента рождения.

3. Почему Вселенная начала расширяться со скоростью, столь близкой к критической, которая разделяет модели с повторным сжатием и модели с вечным расширением, так что даже сейчас, через десять тысяч миллионов лет, Вселенная продолжает расширяться со скоростью, примерно равной критической? Если бы через секунду после Большого взрыва скорость расширения оказалась хоть на  $10^{-17}$  долю меньше, то произошло бы повторное сжатие Вселенной, и она никогда бы не достигла своего современного состояния.

4. Несмотря на крупномасштабную однородность Вселенной, в ней существуют неоднородности, такие как звезды и галактики. Считается, что они образовались из-за небольших различий в плотности ранней Вселенной от области к области. Что было причиной этих флуктуаций плотности?

Общая теория относительности сама по себе не в состоянии объяснить перечисленные свойства или ответить на поставленные вопросы, так как она говорит, что Вселенная возникла в сингулярной точке Большого взрыва и в самом начале имела бесконечную плотность. В сингулярной же точке общая теория относительности и все физические законы неверны: невозможно предсказать, что выйдет из сингулярности. Это означает, что Большой взрыв и все события до него можно выбросить из теории, потому что они никак не могут повлиять на то, что мы наблюдаем. Следовательно, пространство–время должно иметь границу – начало в точке Большого взрыва.

5. Какие «граничные условия» были в момент «начала времени»? Возможно большое число разных моделей Вселенной с начальными условиями, подчиняющихся законам науки. Должен существовать принцип для отбора одного начального состояния и одной модели для описания нашей Вселенной.

Одну из таких возможностей называют хаотическими граничными условиями. В них принимается, что Вселенная бесконечна в пространстве, либо существует бесконечно много вселенных. Согласно хаотическим граничным условиям сразу после Большого взрыва состояние Вселенной выбирается совершенно произвольным образом. Ранняя Вселенная была, вероятно, очень хаотичной и нерегулярной, поскольку хаотических и беспорядочных состояний Вселенной гораздо больше, чем гладких и упорядоченных. Трудно сказать, как подобные хаотические начальные условия могли породить такую гладкую и однородную в больших масштабах Вселенную, как наша сейчас. Можно также ожидать, что флуктуации плотности приведут к образованию гораздо большего числа первичных черных дыр, чем верхний предел, вытекающий из наблюдений фона гамма-излучения.

Попытки построить модель Вселенной, в которой множество разных начальных конфигураций могло бы развиваться во что-нибудь вроде нашей нынешней Вселенной, привели к предположению о том, что ранняя Вселенная пережила период очень быстрого расширения. Это расширение называют раздуванием, подразумевая, что какое-то время расширение Вселенной происходило со все возрастающей скоростью, а не с убывающей, как сейчас. Гут рассчитал, что радиус Вселенной увеличивался в  $10^{30}$  раз за крошечную долю секунды. Он высказал предположение, что Вселенная возникла в результате Большого взрыва в очень горячем, но довольно хаотическом состоянии. Высокие температуры означают, что частицы во Вселенной должны были иметь большие энергии. При таких высоких температурах сильные и слабые ядерные силы и электромагнитная сила должны были все объединиться в одну. По мере расширения Вселенной она охлаждалась, и энергии частиц уменьшались. В конце концов, должен был бы произойти так называемый фазовый переход, и симметрия сил была бы нарушена: сильное взаимодействие начало бы отличаться от слабого и электромагнитного.

Раздуванием Вселенной можно было бы объяснить, почему в ней так много вещества. В доступной наблюдениям области Вселенной содержится порядка  $10^{80}$  частиц. В квантовой теории частицы могут рождаться из энергии в виде пар частица–античастица. Откуда берется энергия? Полная энергия Вселенной в точности равна нулю. Вещество во Вселенной образовано из положительной энергии. Но все вещество само себя притягивает под действием гравитации. Два близко расположенных куска вещества обладают меньшей энергией, чем те же два куска, находящиеся далеко друг от друга, потому что для разнесения их в стороны нужно затратить энергию на преодоление гравитационной силы, стремящейся их соединить. Следовательно, энергия гравитацион-

ного поля в каком-то смысле отрицательна. Можно показать, что в случае Вселенной, примерно однородной в пространстве, эта отрицательная гравитационная энергия в точности компенсирует положительную энергию, связанную с веществом. Поэтому полная энергия Вселенной равна нулю.

Количество положительной энергии вещества во Вселенной может удвоиться одновременно с удвоением отрицательной гравитационной энергии, закон сохранения энергии при этом не нарушится. Такого не бывает при нормальном расширении Вселенной, когда плотность энергии вещества уменьшается по мере увеличения ее размеров. Но именно так происходит при раздувании, потому что в этом случае Вселенная увеличивается, а плотность энергии переохлажденного состояния остается постоянной: когда размеры Вселенной удвоятся, положительная энергия вещества и отрицательная гравитационная энергия тоже удвоятся, в результате чего полная энергия остается равной нулю. В фазе раздувания размеры Вселенной очень сильно возрастают. Следовательно, общее количество энергии, за счет которой могут образовываться частицы, тоже сильно увеличивается.

Сейчас Вселенная расширяется без раздувания. Значит, должен существовать какой-то механизм, благодаря которому была устранена очень большая эффективная космологическая постоянная, а скорость расширения перестала расти и под действием гравитации начала уменьшаться, как продолжает уменьшаться и сейчас. Можно ожидать, что при раздувании в конце концов нарушится симметрия сил, так же как переохлажденная вода в конце концов замерзнет. Тогда лишняя энергия состояния с ненарушенной симметрией должна выделиться, и за счет этого Вселенная разогреется до температуры, чуть-чуть меньшей, чем критическая температура, при которой симметрия сил еще не нарушается. Затем Вселенная опять начнет расширяться и охлаждаться, так же как в горячей модели Большого взрыва, но теперь мы уже сможем объяснить, почему скорость ее расширения в точности равна критической и почему разные области Вселенной имеют одинаковую температуру.

В гипотезе Гута фазовый переход происходил очень быстро, как возникают вдруг кристаллы льда в очень холодной воде. Идея Гута заключалась в том, что внутри старой фазы образуются «пузырьки» новой фазы нарушенной симметрии, подобно тому, как в кипящей воде зарождаются пузырьки пара. Гут предположил, что пузыри расширяются и сливаются друг с другом до тех пор, пока вся Вселенная не окажется в новой фазе. Но вот в чем беда: Вселенная так быстро расширяется, что даже если бы пузыри росли со скоростью света, они все равно уда-

лялись бы друг от друга и поэтому не могли бы сливаться. Вселенная оставалась бы в очень неоднородном состоянии, и в некоторых областях симметрия между силами сохранялась бы. Такая модель Вселенной не соответствовала бы тому, что мы видим.

А. Линде предположил, что трудность, связанная с невозможностью объединения пузырей, отпадает, если размеры пузырей столь велики, что вся наша область Вселенной содержится внутри одного пузыря. Для того чтобы это предположение выполнялось, сохранение симметрии внутри пузыря должно очень медленно переходить в ее нарушение. Это возможно в теории великого объединения. Но оказалось, что эти пузыри должны быть больше нынешней Вселенной! С. Хокинг показал, что симметрия должна нарушаться всюду одновременно, а не только внутри пузырей. Только это привело бы к той однородной Вселенной, которую мы сейчас наблюдаем.

Новая модель раздувания Вселенной была удачной попыткой объяснить, почему Вселенная стала именно такой, какая она сейчас. Однако эта модель, по крайней мере в первоначальном виде, предсказывала много большие вариации температуры фона микроволнового излучения, чем наблюдаемые. Последующие работы тоже внушали сомнения по поводу того, мог ли в очень ранней Вселенной произойти подходящий фазовый переход.

В 1983 г. Линде предложил хаотическую модель раздувания. В ней нет ни фазового перехода, ни переохлаждения, а взамен присутствует бесспиновое поле, которое из-за квантовых флуктуаций принимает большие значения в некоторых областях ранней Вселенной. В таких областях энергия поля будет вести себя как космологическая постоянная. Результатом действия поля будет гравитационное отталкивание, под влиянием которого вышеуказанные области начнут раздуваться. По мере увеличения этих областей энергия поля в них будет медленно уменьшаться, пока раздувание не перейдет в такое же расширение, как в горячей модели Большого взрыва. Одна из областей могла бы превратиться в современную наблюдаемую Вселенную. Модель Линде обладает всеми преимуществами ранней модели раздувания, но не требует сомнительного фазового перехода и, кроме того, может дать реальную оценку флуктуаций температуры фона микроволнового излучения, согласующуюся с результатами наблюдений.

Исследования моделей раздувания показали, что современное состояние Вселенной могло возникнуть из большого числа разных начальных конфигураций. Это важный вывод, ибо из него следует, что выбор начального состояния той части Вселенной, в которой мы живем, мог быть не очень тщательным. Но вовсе не из всякого начального

состояния могла получиться такая Вселенная, как наша. Это можно доказать, предположив, что Вселенная сейчас находится в совершенно другом состоянии, каком-нибудь очень нерегулярном и комковатом. Воспользовавшись законами науки, можно проследить развитие Вселенной назад во времени и определить ее конфигурацию в более ранние времена. По теоремам о сингулярности классической общей теории относительности сингулярность в точке Большого взрыва все равно должна была существовать. Если такая Вселенная будет развиваться вперед во времени в соответствии с законами науки, то в конце мы придем к тому комковатому и нерегулярному состоянию, с которого начинали. Следовательно, должны существовать начальные конфигурации, из которых не может получиться такая Вселенная, какой мы сейчас её видим. Значит, даже модель раздувания ничего не говорит о том, почему начальная конфигурация оказалась не той, при которой получилась бы Вселенная, сильно отличающаяся от наблюдаемой нами.

Для предсказания того, каким должно было быть начало Вселенной, необходимы законы, справедливые в начале отсчета времени. Если классическая общая теория относительности верна, то из доказанных Роджером Пенроузом и Хокингом теорем о сингулярности следует, что в точке начала отсчета времени плотность и кривизна пространства–времени принимают бесконечные значения, а гравитационное поле настолько усиливается, что становятся существенными квантовые гравитационные эффекты: классическая теория перестает давать хорошее описание Вселенной. Поэтому при изучении очень ранних стадий развития Вселенной приходится привлекать квантовую теорию гравитации, где обычные законы науки могут выполняться везде, в том числе и в начале отсчета времени: нет необходимости постулировать новые законы для сингулярностей, потому что в квантовой теории не должно быть никаких сингулярностей.

Пока еще нет полной и согласованной теории, объединяющей квантовую механику и гравитацию. Но подобная единая теория должна иметь некоторые определенные свойства.

Во-первых, она должна включать в себя фейнмановский метод квантовой теории, основанный на суммах по траекториям частицы (по «историям» Вселенной). При таком методе, в отличие от классической теории, частица уже не рассматривается как обладающая одной-единственной траекторией. Напротив, предполагается, что она может перемещаться по всем возможным путям в пространстве–времени и любой ее траектории отвечает пара чисел, одно из которых дает длину волны, а другое – положение в периоде волны (фазу). Например, вероятность того, что частица пройдет через некоторую точку, получается

суммированием всех волн, отвечающих каждой возможной траектории, проходящей через эту точку. Попытки произвести такое суммирование наталкиваются на серьезные технические затруднения. Их можно обойти, лишь воспользовавшись следующим рецептом: складываются волны, образующие те траектории частиц, которые происходят в так называемом мнимом времени. Мнимое время означает, что при расчетах время надо измерять не в действительных единицах, а в мнимых. Тогда в пространстве–времени обнаруживаются интересные изменения: в нем совершенно исчезает различие между временем и пространством. Пространство–время, в котором временная координата событий имеет мнимые значения, называют евклидовым. То, что мы сейчас называем евклидовым пространством–временем, очень похоже на первоначальную геометрию Евклида и отличается от нее лишь числом измерений – четыре вместо трех. В евклидовом пространстве–времени не делается различий между осью времени и направлениями в пространстве. В реальном же пространстве–времени, где событиям отвечают действительные значения координаты времени, эти различия видны сразу: для всех событий ось времени лежит внутри светового конуса, а пространственные оси – снаружи. Пока мы имеем дело с обычной квантовой механикой, мнимое время и евклидово пространство–время можно рассматривать просто как математический прием для расчета величин, связанных с реальным пространством–временем.

Второе условие, которое должна включать в себя любая завершенная теория, – предположение Эйнштейна о том, что гравитационное поле представляется в виде искривленного пространства–времени: частицы стремятся двигаться по траекториям, заменяющим в искривленном пространстве–времени прямые, но поскольку пространство–время не плоское, эти траектории искривляются, как будто на них действует гравитационное поле. Если фейнмановское суммирование по траекториям соединить с представлением Эйнштейна о гравитации, то тогда аналогом траектории одной частицы станет все искривленное пространство–время, которое представляет собой траекторию всей Вселенной.

В классической теории гравитации, использующей действительное пространство – время, возможны лишь два типа поведения Вселенной: либо она существовала в течение бесконечного времени, либо ее началом была сингулярная точка в какой-то конечный момент времени в прошлом. В квантовой же теории гравитации возникает и третья возможность. Поскольку используются евклидовы пространства, в которых временная и пространственные оси равноправны, пространство–время,

будучи конечным, может, тем не менее, не иметь сингулярностей, образующих его границу или край. Тогда пространство–время напоминало бы поверхность Земли с двумя дополнительными измерениями. Поверхность Земли имеет конечную протяженность, но у нее нет границы и сингулярности.

Если евклидово пространство–время простирается назад по мнимому времени до бесконечности или начинается в сингулярной точке мнимого времени, то, как и в классической теории относительности, возникает вопрос об определении начального состояния Вселенной. Квантовая теория гравитации открыла одну новую возможность: пространство–время не имеет границы, и поэтому нет необходимости определять поведение на границе. Тогда нет и сингулярностей, в которых нарушались бы законы науки, а пространство–время не имеет края, на котором пришлось бы прибегать к помощи какого-нибудь нового закона, чтобы наложить на пространство–время граничные условия. Можно сказать, что граничное условие для Вселенной – отсутствие границ. Тогда Вселенная была бы совершенно самостоятельна и никак не зависела бы от того, что происходит снаружи. Она не была бы сотворена, ее нельзя было бы уничтожить. Она просто существовала бы.

Положение о том, что время и пространство должны быть конечны без границ, есть всего лишь теоретический постулат: оно не может быть выведено из какого-либо другого принципа.

При методе сумм по траекториям наша Вселенная отвечает не просто одной из возможных траекторий, а одной из наиболее вероятных. Для этого мы должны выполнить суммирование по траекториям для всех возможных евклидовых пространств–времен, не имеющих границ.

Если принять условие отсутствия границ, то оказывается, что вероятность развития Вселенной по большинству возможных траекторий пренебрежимо мала, но существует некоторое семейство траекторий, значительно более вероятных, чем остальные.

Эти траектории можно изобразить в виде как бы поверхности Земли, причем расстояние до Северного полюса соответствует мнимому времени, а размеры окружностей, все точки которых равно удалены от Северного полюса, отвечают пространственным размерам Вселенной. Вселенная начинается как точка на Северном полюсе. При движении на юг такие широтные окружности увеличиваются, что отвечает расширению Вселенной с течением мнимого времени (рис. 3.28). Вселенная достигает максимального размера на экваторе, а затем с течением мнимого времени сжимается в точку на Южном полюсе. Несмотря на то, что на Северном и Южном полюсе размер Вселенной равен нулю, эти

точки будут сингулярными не более, чем Северный и Южный полюс на поверхности Земли. Законы науки будут выполняться в них так же, как они выполняются на Северном и Южном полюсах Земли.

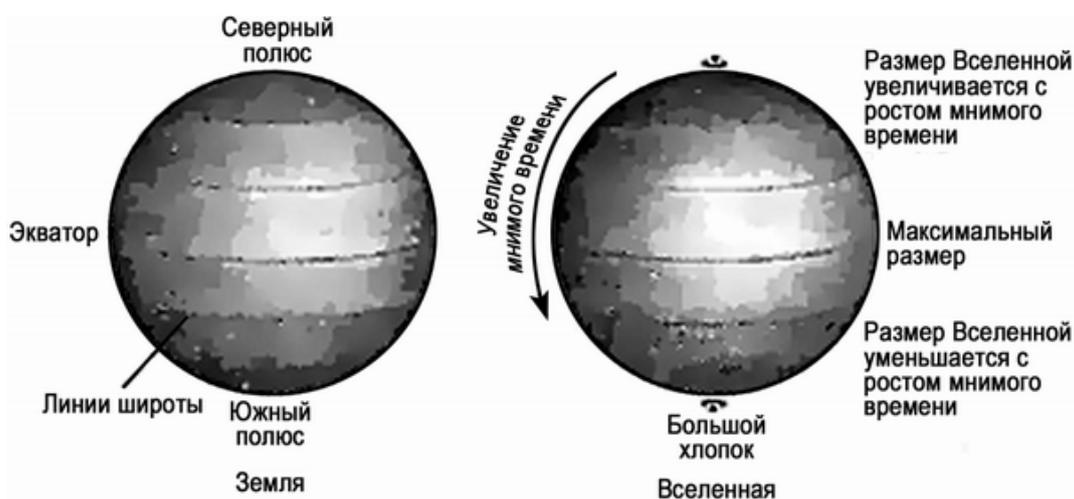


Рис. 3.28. Особые точки Вселенной в модели с мнимым временем

Но в действительном времени история Вселенной выглядит совершенно иначе. Десять или двадцать миллиардов лет назад размер Вселенной имел минимальное значение, равное максимальному радиусу траектории в мнимом времени. Затем, с течением действительного времени, Вселенная расширилась в соответствии с хаотической моделью раздувания, предложенной Линде (но теперь уже нет необходимости предполагать, что Вселенная была каким-то образом создана в правильном состоянии). Вселенная достигла очень больших размеров, а потом должна опять сжаться в нечто, имеющее в действительном времени вид сингулярности. Поэтому в каком-то смысле все мы обречены, даже если будем держаться подальше от черных дыр. Сингулярностей не будет лишь в том случае, если представлять себе развитие Вселенной в мнимом времени. Если Вселенная на самом деле находится в таком квантовом состоянии, то ее траектория в мнимом времени не будет иметь никаких сингулярностей.

Главное значение теорем о сингулярностях таково: они показывают, что гравитационное поле должно стать очень сильным, так что нельзя будет пренебречь квантовыми гравитационными эффектами. Именно это ведет к выводу, что в мнимом времени Вселенная должна быть конечной, но без границ и сингулярностей. По возвращении же в реальное время, в котором мы живем, обнаруживается, что сингулярности появляются опять.

«Может быть, следовало бы заключить, что так называемое мнимое время – это на самом деле есть время реальное, а то, что мы называем

реальным временем, – просто плод нашего воображения» (Хокинг). В действительном времени у Вселенной есть начало и конец, отвечающие сингулярностям, образующим границу пространства–времени, и в которых нарушаются законы науки. В мнимом же времени нет ни сингулярностей, ни границ. Так что, быть может, именно то, что мы называем мнимым временем, на самом деле более фундаментально, а то, что мы называем временем реальным, – это некое субъективное представление, возникшее у нас при попытках описать, какой мы видим Вселенную. Ведь научная теория есть просто математическая модель, построенная нами для описания результатов наблюдений: она существует только у нас в голове. Поэтому не имеет смысла спрашивать, что же реально – действительное время или время мнимое? Важно лишь, какое из них более подходит для описания.

Мы можем, пользуясь методом суммирования по траекториям и предположением об отсутствии границ, посмотреть, какими свойствами Вселенная может обладать одновременно. Например, можно вычислить вероятность того, что Вселенная расширяется примерно с одинаковой скоростью во всех направлениях в то время, когда плотность Вселенной имеет современное значение. В упрощенных моделях, которыми мы до сих пор занимались, эта вероятность оказывается весьма значительной. Таким образом, условие отсутствия границ приводит к выводу о чрезвычайно высокой вероятности того, что современный темп расширения Вселенной почти одинаков во всех направлениях. Это согласуется с наблюдениями фона микроволнового излучения, которые показывают, что его интенсивность во всех направлениях почти одинакова. Если бы Вселенная в одних направлениях расширялась быстрее, чем в других, то интенсивность излучения в этих направлениях уменьшалась бы за счет дополнительного красного смещения.

Сейчас изучаются и другие следствия из условия отсутствия границ. Особенно интересна задача о малых отклонениях плотности от однородной плотности ранней Вселенной, в результате которых возникли сначала галактики, потом звезды и, наконец, мы сами. В силу принципа неопределенности ранняя Вселенная не может быть совершенно однородной, потому что должны обязательно присутствовать некоторые неопределенности в положениях и скоростях частиц – флуктуации. Исходя из условия отсутствия границ, мы найдем, что в начальном состоянии во Вселенной действительно должна быть неоднородность, минимально возможная с точки зрения принципа неопределенности. Затем Вселенная пережила период быстрого расширения, как в моделях раздувания. В течение этого периода начальные

неоднородности усиливались, пока не достигли размеров, достаточных, чтобы объяснить происхождение тех структур, которые мы видим вокруг себя. В такой расширяющейся Вселенной, в которой плотность вещества слабо меняется от точки к точке, расширение более плотных областей под действием гравитации могло замедлиться и перейти в сжатие. Это должно привести к образованию галактик, звезд и, наконец, даже таких незначительных существ, как мы. Таким образом, возникновение всех сложных структур, которые мы видим во Вселенной, можно объяснить условием отсутствия у нее границ в сочетании с квантово-механическим принципом неопределенностей.

Увеличение беспорядка, или энтропии, с течением времени – это одно из определений так называемой стрелы времени, т. е. возможности отличить прошлое от будущего, определить направление времени. Можно говорить, по крайней мере, о трех различных стрелах времени.

Во-первых, стрела термодинамическая, указывающая направление времени, в котором возрастает беспорядок, или энтропия<sup>\*)</sup>.

Во-вторых, стрела психологическая – направление, в котором мы ощущаем ход времени, направление, при котором мы помним прошлое, но не будущее.

И в-третьих, стрела космологическая – направление времени, в котором Вселенная расширяется, а не сжимается.

Исходя из условия отсутствия границ у Вселенной и из слабого антропного принципа, можно объяснить, почему все стрелы времени направлены одинаково и, более того, почему вообще должна существовать определенная стрела времени.

Почему должна существовать термодинамическая стрела времени? Или, другими словами, почему на одном из концов времени, на том его конце, который мы называем прошлым, Вселенная должна находиться в состоянии с высокой упорядоченностью? Почему бы ей не быть в состоянии полного беспорядка? Ведь это выглядело бы более вероятным. И почему беспорядок растет во времени в том же направлении, в котором расширяется Вселенная?

Когда кривизна пространства–времени становится большой, становятся существенными квантовые гравитационные эффекты, и классическая теория перестает служить надежным основанием для описания

---

<sup>\*)</sup> Другие стрелы времени связаны с выбором специальных начальных или граничных условий для уравнений, описывающих фундаментальные физические взаимодействия. Например, электродинамическая стрела времени определяется выбором излучающего граничного условия на пространственной бесконечности для уединённого источника (иначе говоря, считаются имеющими физический смысл только запаздывающие потенциалы электромагнитного поля). Считается, что термодинамическая и электродинамическая стрелы совпадают (хотя строгого доказательства этого нет).

Вселенной. Необходимо обратиться к квантовой теории гравитации. Но чтобы определить в квантовой теории гравитации состояние Вселенной, необходимо знать, как возможные траектории Вселенной вели себя на границе пространства–времени в прошлом. Необходимость знать то, что мы не знаем и знать не можем, отпадает лишь в том случае, если прошлые траектории удовлетворяют условию отсутствия границ: они имеют конечную протяженность, но у них нет ни границ, ни краев, ни особенностей. Тогда начало отсчета времени должно было быть регулярной гладкой точкой в пространстве–времени, и Вселенная начала бы свое расширение из весьма однородного и упорядоченного состояния. Оно не могло бы быть совершенно однородным, потому что этим нарушался бы принцип неопределенности квантовой теории. Это значит, что должны существовать небольшие флуктуации плотности и скоростей частиц. Но в силу условия отсутствия границ эти флуктуации должны были быть малы, чтобы согласоваться с принципом неопределенности.

Вначале Вселенная могла бы экспоненциально расширяться, или раздуваться, в результате чего ее размеры увеличились бы во много раз. Флуктуации плотности, оставаясь сначала небольшими, потом начали бы расти. Расширение тех областей, в которых плотность была чуть выше средней, происходило бы медленнее из-за гравитационного притяжения лишней массы. В конце концов, такие области перестанут расширяться и коллапсируют, в результате чего образуются галактики, звезды и живые существа вроде нас. Таким образом, в момент возникновения Вселенная могла находиться в однородном и упорядоченном состоянии и перейти со временем в состояние неоднородное и неупорядоченное. Такой подход мог бы объяснить существование термодинамической стрелы времени.

Но что произошло бы, когда Вселенная перестала бы расширяться и стала сжиматься?

Условие отсутствия границ вовсе не требует, чтобы фаза сжатия была обращенной во времени фазой расширения. В более сложной модели коллапс Вселенной сильно отличается от ее расширения. Из условия отсутствия границ следует, что во время сжатия беспорядок должен продолжать увеличиваться. Термодинамическая и психологическая стрелы времени не изменят своего направления на противоположное ни в черной дыре, ни во Вселенной, начавшей сокращаться вновь.

Условие отсутствия границ предсказывает раздувание Вселенной на ранних стадиях развития и означает, что расширение Вселенной должно происходить со скоростью, очень близкой к критической, при которой коллапс исключается, а потому коллапса не будет очень долго. Все звезды успеют сгореть, а образующие их протоны и нейтроны распадутся на

более легкие частицы. Вселенная перейдет в состояние практически полного беспорядка, где не будет сильной термодинамической стрелы времени. Беспорядок не сможет сильно увеличиваться, ведь Вселенная и так будет находиться в состоянии почти полного беспорядка. Следовательно, на стадии сжатия никакой разумной жизни быть не может. Этим объясняется, почему для нас термодинамическая и космологическая стрелы времени направлены одинаково. Неверно считать, будто беспорядок растет из-за расширения Вселенной. Всему причиной условие отсутствия границ. Из-за него растет беспорядок, но только в фазе расширения создаются условия для существования разумной жизни.

Результатом объединения теории относительности с принципом неопределенности является ряд важных следствий: черные дыры перестают быть черными, из Вселенной исчезают сингулярности, и она становится полностью замкнутой, не имеющей границ. Но здесь возникают затруднения, связанные с тем, что в силу принципа неопределенности даже пустое пространство заполнено парами виртуальных частиц и античастиц. Эти пары обладают бесконечной энергией, а потому, в соответствии с уравнением Эйнштейна  $E = mc^2$ , их масса тоже должна быть бесконечна. Под действием создаваемого ими гравитационного притяжения Вселенная должна, искривляясь, сворачиваться до бесконечно малых размеров. Такие же бесконечности возникают и в других частных теориях, но их всегда можно устранить с помощью процедуры, которая называется перенормировкой. Метод перенормировок предписывает введение новых бесконечностей для компенсации старых. Несмотря на свою неполную математическую обоснованность, этот метод успешно применяется и полученные с его помощью предсказания частных теорий чрезвычайно точно согласуются с результатами наблюдений. Однако в плане поиска завершенной теории метод перенормировок обладает одним серьезным недостатком: он не позволяет теоретически предсказать действительные значения масс и сил, их приходится подбирать путем подгонки к эксперименту.

При попытках включить принцип неопределенностей в общую теорию относительности имеются только два числа, которые можно подогнать: величина гравитационной силы и космологическая постоянная. Но их изменением невозможно устранить все бесконечности. Значит, мы имеем теорию, согласно которой некоторые величины, например кривизна пространства–времени, должны быть бесконечными, несмотря на то, что эти величины можно наблюдать, и из измерений вытекает, что они конечны! Эта проблема, возникающая при объединении общей теории относительности с принципом неопределенностей, какое-то время считалась сомнительной, но, в конце концов, ее реальность была

подтверждена детальными расчетами в 1972 г. Через четыре года появилось одно из возможных ее решений, названное теорией супергравитации. Суть этой теории в том, что гравитон (частица со спином 2, являющаяся переносчиком гравитационного взаимодействия) объединяется с некоторыми новыми частицами, имеющими спины  $3/2$ , 1,  $1/2$  и 0. Тогда все эти частицы в каком-то смысле можно рассматривать как разные виды одной и той же «суперчастицы», осуществив, таким образом, объединение частиц материи, имеющих спины  $1/2$  и  $3/2$ , с частицами-переносчиками взаимодействия, спины которых равны 0, 1 и 2. Виртуальные пары частица–античастица со спином  $1/2$  и  $3/2$  обладают при этом отрицательной энергией, компенсирующей положительную энергию виртуальных пар со спином 2, 1, 0. В результате многие бесконечности будут устранены, но есть подозрения, что какая-то их часть может все же остаться.

Несмотря на все эти проблемы и на то, что частицы в теориях супергравитации, по-видимому, отличались от наблюдаемых частиц, большинство ученых считало, что супергравитация может привести к правильному решению задачи об объединении физики.

При объединении квантовой механики с общей теорией относительности вероятно возникает новая возможность: пространство и время могут вместе образовать конечное четырехмерное пространство, не имеющее сингулярностей и границ и напоминающее поверхность Земли, но с большим числом измерений. С помощью такого подхода удалось бы, наверное, объяснить многие из наблюдаемых свойств Вселенной, например ее однородность в больших масштабах и одновременно отклонения от однородности, наблюдаемые в меньших масштабах, такие как галактики, звезды и даже человеческие существа.

### **3.10. Современные приборы для изучения Вселенной**

#### **3.10.1. Наземные оптические телескопы**

В 1609 г. итальянский ученый Галилео Галилей изготовил первый в мире телескоп с 32-кратным увеличением и открыл горы на Луне, 4 спутника Юпитера, фазы у Венеры, пятна на Солнце. Это событие имело для исследователей звездного неба огромное значение.

Однако с появлением телескопов возникли и первые серьезные проблемы. Дело в том, что реальная линзовая оптическая система способна «строить» изображение точки только в виде размытого кружка или пятна неправильной формы, иногда окрашенного по краям, происходит это из-за ошибок оптической системы – аббераций (см. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Оптика, п. 2.). Для однолинзовых телеско-

пов наиболее характерна хроматическая aberrация, которая связана с тем, что показатель преломления стекла зависит от длины волны. Поэтому астрономы стали искать способы ее устранения. Англичанин Дж. Доллонд изготовил двухлинзовый объектив, применив два сорта стекла: легкий – крон и более тяжелый – флинт, и получил патент на изобретение объектива-ахромата, то есть свободного от хроматической aberrации. Такие объективы, названные доллондовыми трубами, быстро получили распространение. Казалось, что у них безоблачное будущее. Но по мере расширения спектрального диапазона наблюдений вновь стал проявляться главный недостаток линзовых объективов – хроматизм и, кроме того, толстые линзовые объективы поглощали слишком много света. Самый большой рефрактор с диаметром объектива 1,02 м был построен в 1897 году, но на этом их дальнейшее развитие остановилось.

От хроматической aberrации свободны зеркальные телескопы-рефлекторы, главной частью которых является вогнутое зеркало. Исаак Ньютон изготовил телескоп с бронзовым зеркалом диаметром 30 мм, помещенном в трубу длиной 160 мм, который давал очень четкое изображение. Это был первый телескоп-рефлектор. Изобретение в середине XIX века химического метода серебрения стеклянных поверхностей позволило изготавливать очень качественные зеркала из стекла. Такие зеркала со свежим серебряным покрытием отражали уже не 60 % упавшего света, как бронзовые, а до 95 %, и были более светосильными при том же размере зеркала. Новым толчком в дальнейшем развитии телескопостроения стало использование алюминированных зеркал, покрытых тонким прозрачным слоем диэлектрика. Они, в отличие от серебряных, медленнее старелись и лучше отражали ультрафиолетовые лучи.

Дальнейшее развитие телескопостроения шло по пути увеличения диаметра зеркала. Например, в 1947-м в Паломарской обсерватории был введен в строй телескоп с 5-метровым толстым зеркалом. И все же проблемы, возникшие при создании этого телескопа, заставили специалистов в дальнейшем продвигаться в сторону увеличения диаметров более осторожными шагами. Особенно с учетом того, что работа на крупных телескопах показала, что телескоп с 3-метровым зеркалом, установленный в пункте со спокойной атмосферой высоко в горах, может оказаться гораздо эффективнее 5-метрового, установленного на уровне моря. А потому в 50–80-е годы XX века в основном строились 3–4-метровые телескопы. Единственный телескоп-рефлектор с диаметром главного зеркала 6 м был построен в СССР и установлен в Специальной астрономической обсерватории в горах на Северном Кавказе.

Параллельно с развитием оптической части совершенствуются и механические конструкции, а управление телескопом доверяется компьютерам. Однако единственным перспективным направлением развития высокоэффективной астрономической техники остается увеличение размеров собирающих поверхностей инструментов с использованием элементов активной оптики. Главной особенностью современных астрономических систем активной оптики является линия обратной связи, позволяющая контролировать качество изображения и при необходимости исправлять его путем управляемой деформации главного зеркала телескопа.

Сейчас уже все готово к созданию больших телескопов. Обычно из-за больших затрат для строительства телескопа объединяются две и более стран. Судя по всему, будущие разработки в телескопостроении обещают быть поистине грандиозными. Уже сейчас предлагаются проекты 100-метровых телескопов (см. табл. 3.3), оснащенных самой современной приемно-регистрирующей аппаратурой.

Таблица 3.3

*Некоторые наземные оптические телескопы-обсерватории*

Телескоп	Диаметр зеркала, м	Параметры главного зеркала	Место установки телескопа	Первый свет
БТА CAO РАН	6,0	толстое	Северный Кавказ	1976
КЕСК I	10	36-сегментное	Гавайи, США	1994
КЕСК II	10	активное		1996
GEMINI North	8,1	42-сегментное	Гавайи, США	1998
GEMINI South	8,1	тонкое активное	Сerro Pachon, Чили	2000
LBT (бинокулярный)	2 × 8,4	сотовое толстое	Аризона, США	2001
VLT (4 телескопа)	4 × 8,2	тонкое активное	Paranal, Чили	1998
OWL	100	сферическое многосегментное	проект	2020?

**БТА.** Около 30 лет назад в СССР построен и введен в эксплуатацию 6-метровый телескоп БТА (Большой Телескоп Азимутальный). Долгие годы он оставался крупнейшим в мире и был гордостью отечественной науки. БТА продемонстрировал ряд оригинальных технических решений (например, альт-азимутальную установку с компьютерным ведением), ставших впоследствии мировым техническим эталоном. БТА по-прежнему мощный инструмент (особенно для

спектроскопических исследований), но в начале XXI в. он уже оказался лишь во второй десятке крупных телескопов мира.

**ЛВТ.** В отличие от обычного рефлектора это бинокулярный телескоп, который имеет два первичных зеркала диаметром 8,4 м, расположенных на расстоянии 14,4 м друг от друга (рис. 3.29). Короткое фокусное расстояние первичных зеркал позволяет создать компактную, но достаточно жесткую структуру, а вращение вторичных зеркал дает возможность быстро переключать телескоп с одного типа наблюдений на другой.



*Рис. 3.29. Первичные зеркала большого бинокулярного телескопа диаметром 8,4 м расположены на расстоянии 14,4 м друг от друга (телескоп ЛВТ)*

**КЕСК I и КЕСК II.** Первыми из поколения больших телескопов стали два 10-метровых близнеца для оптических инфракрасных наблюдений, получивших имя «Кек». Имея размер с восьмиэтажный дом и вес 300 тонн, они работают с высокой точностью. Главное зеркало телескопа состоит из 36 шестиугольных сегментов, работающих как одно отражательное зеркало, диаметром 10 м. Телескопы установлены на склоне потухшего вулкана Мануа Кеа высотой 4200 м. Эти два телескопа, расположенные на расстоянии 85 м друг от друга, работают в режиме интерферометра, давая такое же угловое разрешение, как 85-метровый телескоп. Дело в том, что зеркало телескопа имеет две характеристики. Первая из них – светособирающая способность, пропорциональная площади зеркала, вторая – способность зеркала разделять или разрешать малые объекты, называемая угловым разрешением и пропорциональная диаметру зеркала. Если убрать из зеркала некоторую часть, то его собирательная способность уменьшится, а угловое разрешение останется тем же, что и при целом зеркале. Это и позволяет использовать два телескопа

«Кек»), как два кусочка большого 85-метрового зеркала. Для улучшения качества изображения эта система в дальнейшем будет дополнена еще четырьмя телескопами с диаметром зеркала 1,8 метра.

**GEMINI North и GEMINI South** – два идентичных телескопа с диаметром главного зеркала 8,1 м. Они установлены в Северном и Южном полушариях Земли (соответственно в Мануа Кеа, Гавайи, и Церро Пачон, Чили), чтобы охватить наблюдениями всю небесную сферу. Главное зеркало каждого из них изготовлено из 42 шестиугольных блоков, выполненных из стекла с очень низким коэффициентом теплового расширения и сваренных в один тонкий диск, который затем был отполирован. Эти телескопы могут работать как в видимой, так и в инфракрасной области спектра, а полученные изображения по качеству сравнимы со снимками космического телескопа «Хаббл».

### **3.10.2. Большие радиотелескопы**

Радиотелескоп – устройство для приема и регистрации радиоизлучения космических объектов. Радиотелескоп состоит из трёх основных частей: антенны, малошумящего приёмника (радиометра) и анализатора сигналов. При помощи радиотелескопа исследуются интенсивность радиоизлучения, его спектральная плотность, поляризация, определяются координаты источника радиоизлучения на небесной сфере. Радиотелескоп, который имеет две или более антенны, работающие как единая система, называется радиоинтерферометром.



*Рис. 3.30. Самый большой полноповоротный параболический радиотелескоп вступил в строй в 2000 году в США. Телескоп весит более 7,5 тыс. т, однако он может быть направлен в любую точку на небе с точностью, превосходящей одну тысячную градуса*

Наиболее распространенный тип радиотелескопа – это сооружение, основным элементом которого служит сплошное металлическое зеркало параболической формы (рис. 3.30.). Зеркало отражает падающие на него радиоволны так, что они собираются вблизи фокуса и улавливаются радиометром. Чувствительность радиотелескопа тем выше, чем больше отражающая поверхность.

Космические радиоисточники, как правило, излучают в широком диапазоне радиоволн. Поэтому и радиоастрономический радиометр должен иметь чувствительность по возможности в более широком диапазоне. Расширению полосы приема препятствуют в основном помехи от наземных радиостанций. Поэтому для радиоастрономии международными соглашениями выделены специальные интервалы длин волн, которые запрещается использовать любым наземным радиосредствам.

Радиотелескопов с диаметром зеркала больше 50 метров – единицы.

**Аресибо** – крупнейший в мире неповоротный 300-метровый радиотелескоп с параболической антенной сооружен в 1963 г. в г. Аресибо, на острове Пуэрто-Рико. Телескоп расположен в огромном естественном котловане в горах. На высоте 150 м над поверхностью гигантского неподвижного зеркала укреплены на стальных тросах 600-тонная платформа. Подвижная часть платформы поворачивается вокруг собственной оси. По рельсам вдоль платформы перемещается управляемая компьютером кабина с облучателями и приемниками – так радиотелескоп наводится на исследуемый источник.

Из-за неподвижности антенны наблюдения любого источника не могут продолжаться более двух часов. Но этот недостаток компенсируется огромной площадью зеркала, обеспечивающей высокую чувствительность. Радиотелескоп отличается от многих других также тем, что он может служить и передающей антенной. В таком режиме выполнены уникальные эксперименты по радиолокации Солнца, Луны и планет Солнечной системы.

**РАТАН-600** – крупнейший кольцевой радиотелескоп РАН на Северном Кавказе с антенной переменного профиля. Предназначен для изучения космических радиоисточников в диапазоне радиоволн от 8 мм до 21 см. Зеркало этого телескопа не покрывает всю площадь круга, а представляет собой кольцо диаметром 600 м, собранное из 895 алюминиевых щитов высотой 7 м. Угловое разрешение такой системы определяется диаметром кольца и составляет на волне 3 см около 10" дуги. В реальных наблюдениях все кольцо сразу используется редко. Телескоп разбит на секторы: северный, южный, восточный и западный. Щиты каждого сектора ориентируются на выбранный источник, а в фокусе

каждого сектора установлен радиометр, который может перемещаться, обеспечивая наблюдения данного источника в течение нескольких минут.

**БСА** – работает на радиоастрономической станции ФИАН в г. Пушкино. Это другой тип радиотелескопа: излучение принимается независимыми антеннами, усиливается на каждой антенне и передается по кабелям или волноводам для общего суммирования сигнала. Длину кабелей подбирают так, чтобы сигналы всех антенн поступали на суммирующее устройство в одной фазе. Тем самым осуществляется электрическая фокусировка всей антенной системы. Подобные радиотелескопы называются синфазными антеннами. Большая синфазная антенна (БСА) представляет собой поле взаимосвязанных дипольных антенн длиной 300 м и шириной 400 м. Эффективная собирающая площадь БСА почти такая же, как у радиотелескопа в Аресибо. БСА работает на волне 3 м. На этом радиотелескопе исследуются, прежде всего, пульсары и ядра галактик.

### 3.10.3. Орбитальные космические телескопы

Размещение телескопа в космосе даёт возможность регистрировать электромагнитное излучение не только в видимой области спектра, но и в диапазонах, в которых земная атмосфера непрозрачна, в инфракрасной (ИК) и ультрафиолетовой (УФ) области спектра, а также излучение рентгеновского и гамма-диапазона.



*Рис. 3.31. Орбитальный космический телескоп-рефлектор Хаббл, имеющий отражающее зеркало диаметром 2,4 м и позволяющий получить оптическое разрешение порядка 0,1 угловой секунды. Длина космического аппарата – 13,3 м, диаметр – 4,3 м, масса с установленными приборами около 12,5 т*

Телескоп Хаббл – это самый большой в истории орбитальный телескоп-рефлектор, позволяющий получить оптическое разрешение порядка 0,1 угловой секунды. Его главное отражающее зеркало (рис. 3.31), имеющее диаметр 2,4 метра, и высота полета над земной атмосферой позволяют получать исключительно четкие изображения. Телескоп был запущен в 1990 г. на орбиту высотой ~ 570 км.

Из-за отсутствия влияния атмосферы разрешающая способность телескопа в 7–10 раз больше аналогичного телескопа, расположенного на Земле. Телескоп Хаббл позволяет регистрировать электромагнитное излучение в УФ-области (115...360 нм), видимом диапазоне спектра и ИК-области спектра (0,8...2,5 мкм). Предполагается, что «Хаббл» проработает на орбите до 2013 г., когда его сменит космический телескоп «Джеймс Вебб».

За 15 лет работы телескопа Хаббл на околоземной орбите более 3900 астрономов получили возможность использовать его для наблюдений. Получено свыше 700 тыс. изображений 22 тыс. небесных объектов – звёзд, туманностей, галактик, планет. Наиболее значимые результаты, полученные с помощью телескопа Хаббл:

1) уточнено значение постоянной Хаббла. До наблюдений орбитального телескопа погрешность определения постоянной оценивалась в 50 %, наблюдения позволили повысить точность до 10 %;

2) частично подтверждена теория о сверхмассивных чёрных дырах в центрах галактик. На основе наблюдений выдвинута гипотеза, связывающая массу чёрных дыр и свойства галактики;

3) по результатам наблюдений квазаров построена современная космологическая модель, представляющая собой Вселенную, расширяющуюся с ускорением, заполненную тёмной энергией, и уточнён возраст Вселенной ~ 13,7 млрд лет;

4) в 1995 г. проведены исследования участка неба размером в одну тридцатимиллионную площади неба, содержащего несколько тысяч тусклых галактик. Сравнение этого участка с другим, расположенным в другой части неба, подтвердило гипотезу об изотропности Вселенной;

5) в 2004 г. был сфотографирован участок неба с эффективной выдержкой около  $10^6$  секунд (11,3 суток), что позволило продолжить изучение отдалённых галактик вплоть до эпохи образования первых звёзд. Впервые были получены изображения протогалактик, первых сгустков материи, которые сформировались менее чем через миллиард лет после Большого Взрыва;

6) получены дополнительные данные о планетах вне солнечной системы, в том числе спектрометрические. Найдено большое количест-

во протопланетных дисков вокруг звёзд в туманности Ориона. Доказано, что процесс формирования планет происходит у большинства звёзд нашей Галактики;

7) в 1994 г. «Хаббл» предоставил высококачественные изображения столкновения кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером;

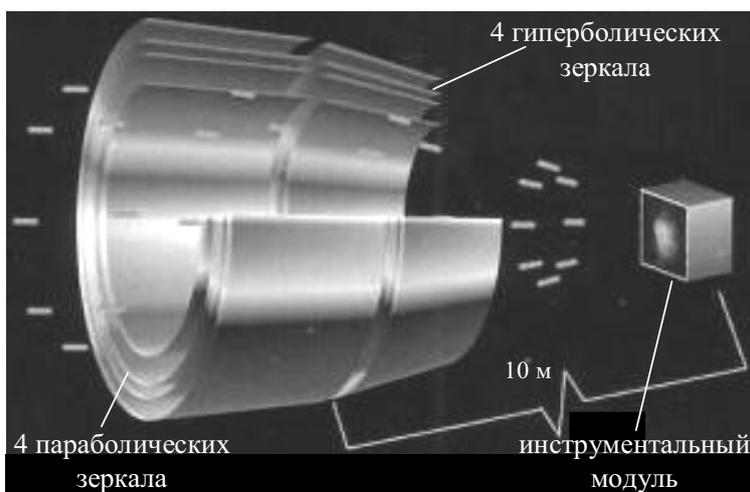
8) впервые получены карты поверхности Плутона и Эриды и наблюдались ультрафиолетовые полярные сияния на Сатурне, Юпитере и Ганимеде.

В 60-е годы XX века рентгеновские исследования проводились с помощью приборов, установленных на борту ракет и высотных аэростатов. Точность этих приборов была невысока, но тогда ученых интересовали не столько характеристики рентгеновских источников, сколько сам факт их существования и распределения по Галактике. Позднее интересные результаты были получены с борта орбитальной станции «Салют-4». Помимо этого, рентгеновские детекторы, способные исследовать излучение источников в большом энергетическом диапазоне, работали и на борту станции «Салют-7», и на советской автоматической станции «Астрон». К 90-м годам на карту было нанесено уже 100 000 источников рентгеновского излучения. Цифра внушительная, но если бы оптические телескопы смогли увидеть только 100 000 звезд, они остановились бы на звездах 9-й величины, которые только в 20 раз слабее видимых невооруженным глазом в безлунную ночь. В оптическом диапазоне наблюдатели добрались уже до 24-й звездной величины. Мечта о большой космической рентгеновской обсерватории, которая могла бы «видеть» больше и дальше, не оставляла астрономов.

Рентгеновская астрономия долго не могла стать телескопической из-за особых свойств отражения рентгеновских фотонов, которые в большинстве случаев, благодаря своей большой энергии, не отражаются от поверхности зеркала, а проникают в его толщу. И только лучи, падающие под очень малыми углами, почти скользящие вдоль поверхности зеркала, могут от него отразиться. Поэтому зеркала, способные сфокусировать потоки рентгеновских частиц, совершенно не похожи на знакомые всем «тарелки» оптических зеркал. Они называются «зеркалами косоугольного падения» и напоминают трубу, слегка сужающуюся к одному концу (рис. 2.32). Собственно, это два зеркала с разной формой поверхности, расположенные на одной оптической оси друг за другом. Дело в том, что зеркало в форме параболоида не способно создать в фокальной плоскости никакого изображения, потому что лишь луч, идущий точно по оптической оси и попадающий точно в центр фокальной плоскости, дает изображение в виде точки. Лучи, проходящие вне

этой оси, строят кольцо с центром на оптической оси. Чтобы получить точечное изображение в фокальной плоскости, за параболическим ставят гиперболическое зеркало, корректирующее первое. Сначала луч отражается от параболического зеркала, затем – от гиперболического и лишь после этого создает изображение в новой, фокальной плоскости.

Рентгеновский телескоп «Чандра» выведен на орбиту в 1999 г., имеет длину 13,8 метра и весит 4 620 кг. Оптическая схема телескопа показана на рис. 3.32. Он состоит из двух наборов зеркал косого падения – четырех параболических, вставленных друг в друга, и четырех гиперболических, установленных таким же образом.



*Рис. 3.32. Мощнейший рентгеновский телескоп «Чандра» имеет разрешающую способность, которую можно сравнить с возможностью человеческого глаза видеть автомобильный стоп-сигнал на расстоянии 20 км*

Подобная конструкция необходима для увеличения собирающей поверхности телескопа. Зеркала имеют длину 80 см, диаметры их составляют от 0,6 до 1,2 метра. На специальном оборудовании зеркала были отполированы с высочайшей точностью, так как любая неровность в  $10 \text{ \AA}$  ( $10^{-9} \text{ м}$ ) будет вызывать рассеяние рентгеновского луча с длиной волны  $\sim 2 \text{ \AA}$ . Поверхность зеркал покрыта слоем иридия, обладающего высокой отражательной способностью в рентгеновской области спектра. Затем зеркала были собраны вместе и сцентрированы с высочайшей точностью 1,3 мкм (1/50 толщины человеческого волоса). Благодаря высокому качеству зеркала способны сконцентрировать более половины фотонов, исходящих от точечного источника в круге радиусом в половину секунды дуги, что и делает телескоп максимально чувствительным.

Инструментальный модуль позволяет перемещать инструменты как в фокальную плоскость телескопа, так и обратно. Основные инструменты модуля:

а) *камера высокого разрешения* – способна «построить» изображения столь высокого качества, что на них можно разглядеть детали размером меньше половины секунды дуги. Временное разрешение камеры 16 мкс, что крайне важно для изучения коллапсирующих объектов;

б) *низко- и высокоэнергетичные спектрометры высокого разрешения* – могут одновременно строить изображение и измерять энергию каждого пришедшего луча. Это позволит астрофизикам получить изображения одного и того же объекта в линиях отдельных химических элементов и сравнивать их затем между собой, что удобно для изучения температурных колебаний внутри таких источников рентгеновского излучения, как огромные облака горячего газа в межгалактическом пространстве, или изменения химического состава в облаках, оставшихся от взрывов сверхновых. Чтобы достичь приемлемого для астрономов спектрального разрешения, используются специальные решетки, изменяющие направление пришедших рентгеновских лучей, в соответствии с их энергиями, точно так же, как призмы и решетки в оптических спектрографах разделяют свет по цветам. Решетки перекрывают область энергий в диапазоне от 0,07 до 10 кэВ.

Гамма-обсерватория, названная в честь лауреата Нобелевской премии по физике А.Х. Комптона, была выведена на орбиту в 1991 году и проработала в космосе 10 лет (проект был завершен из-за отказа гироскопа). С ее помощью впервые проводился обзор всего неба в гамма-лучах, а также наблюдения Солнца, квазаров, пульсаров, сверхновых звезд, черных дыр и гамма-всплесков. Впервые подробно исследовались самые высокоэнергичные процессы во Вселенной в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов  $10^5 \dots 10^6$  эВ. Научные результаты, полученные обсерваторией, можно оценить уже по тому факту, что за время работы с ее помощью обнаружено более 400 источников космического гамма-излучения – в 10 раз больше, чем было известно до ее запуска, а также зарегистрировала более 2500  $\gamma$ -всплесков, тогда как ранее было зафиксировано только около 300.

Несмотря на гигантский прогресс в области телескопостроения, в настоящее время для наблюдений доступно не более 5 % Вселенной.

### **Основные выводы**

В звезде массой  $M$  гравитационное давление уравновешивается тепловым давлением. Это обстоятельство приводит к соотношению

$$kT \approx \frac{GMm_p}{2R}.$$

Энергия, обеспечивающая тепловое давление, выделяется за счет уменьшения в процессе сжатия гравитационной потенциальной энергии, однако как только температура станет выше  $10^7$  К, возникает термоядерный протон-протонный цикл и медленное сжатие приостанавливается.

После того как термоядерное горючее полностью израсходовано, снова происходит гравитационное сжатие, пока квантово-механическое давление не уравновесит давление гравитационных сил. В случае белого карлика квантово-механическое давление создается за счет фермиевской энергии электронов:

- для нерелятивистских электронов ( $v \ll c$ )

$$P_{\text{н.р}} = \frac{2}{5} \frac{NK_F}{V} = \frac{h^2}{20m} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \left(\frac{N}{V}\right)^{5/3};$$

- для ультрарелятивистских электронов ( $v \approx c$ )

$$P_{\text{у.р}} = \frac{1}{2} \frac{NK_F}{V} = \frac{hc}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{N}{V}\right)^{4/3}.$$

Иногда этот окончательный этап сжатия протекает столь бурно, что большая часть протонов и электронов превращается за счет слабого взаимодействия в нейтроны:  $e^- + p \rightarrow n + \nu$ , т. е. образуется нейтронная звезда, в которой квантовомеханическое давление создается нейтронами, а также небольшим числом уцелевших электронов. В таком случае радиус звезды составляет около 10 км, а плотность оказывается сравнима с плотностью атомных ядер. Радиус белого карлика достигает  $\sim 10^4$  км, а его плотность приблизительно в  $10^6$  раз больше плотности Земли. Пока электроны нерелятивистские, радиус белого карлика меняется пропорционально  $M^{-1/3}$ , причем предельная масса, когда электроны становятся релятивистскими, оказывается порядка  $1,4M_{\text{С}}$ .

По той же причине (нейтроны становятся релятивистскими) предельная масса нейтронной звезды составляет  $\sim 3M_{\text{С}}$ . Коллапс звезды, масса которой превышает  $\sim 3M_{\text{С}}$ , должен приводить к образованию черной дыры, если только вся масса звезды участвует в коллапсе. После того как радиус звезды достигнет значения  $R_0 = 2GM/c^2$ , ни одному фотону или иной частице не удастся вырваться из области «звезды». Сигналы из черной дыры не могут достичь удаленного наблюдателя, однако ее гравитационное поле будет проявляться.

Поскольку нейтронная звезда, называемая также пульсаром, наследует момент импульса своей «родительской звезды», она вращается с частотой несколько оборотов в секунду, и любое ее излучение обладает той же периодичностью или частотой повторения импульсов. Некоторые нейтронные звезды, а возможно, и некоторые из черных дыр, имеют

в качестве партнера ординарную звезду. Часть газа из внешней оболочки ординарной звезды может всасываться черной дырой, испуская при этом характерное рентгеновское излучение. Наблюдения рентгеновских источников представляют собой, пожалуй, лучшее из экспериментальных доказательств существования черных дыр.

### Упражнения

1. Поток падающей на Землю солнечной энергии равен  $1,4 \text{ кВт/м}^2$ . Какова полная мощность излучения Солнца? (Расстояние от Земли до Солнца  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$ .)

2. Допустим, что планета Юпитер находится в процессе формирования, в стадии сжатия. Какова должна быть ее температура в центре, вычисленная по формуле  $R = GMm_p/(2kT)$ ? Масса  $M$  и радиус  $R$  Юпитера равны, соответственно,  $1,9 \cdot 10^{27} \text{ кг}$  и  $7,14 \cdot 10^4 \text{ км}$ .

3. В ходе протон-протонного цикла каждый протон высвобождает около  $6 \text{ МэВ}$  кинетической энергии. Если производительность Солнца равна  $4 \cdot 10^{23} \text{ кВт}$ , то какое число протонов ежесекундно участвует в термоядерных превращениях?

4. Для того чтобы материальная частица, расположенная на горизонте, смогла покинуть черную дыру, ее начальная скорость должна быть равна скорости света. Воспользуйтесь нерелятивистским выражением для начальной скорости и найдите  $R_0$ .

5. Будем считать, что вся видимая часть Вселенной – это черная дыра радиусом  $R_u = 10^{10}$  световых лет. Какой в таком случае должна быть средняя плотность  $\langle \rho \rangle$ , чтобы величина  $R_u$  достигла  $2GM_u/c^2$ ? Найдите численное значение  $\langle \rho \rangle$ . (На самом деле величина наблюдаемой плотности весьма неопределенна, но она могла бы быть равна этому найденному значению.)

6. С помощью формулы

$$E(R) = \frac{3}{5} \frac{xN}{R^2} \frac{h^2}{8m_e} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{2/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R}$$

найдите выражение для  $dE/dR$ , приравняйте его нулю и разрешите относительно  $R$ .

7. Если радиус белого карлика уменьшается в 2 раза, то во сколько раз возрастает энергия Ферми отдельного электрона?

8. Чему равно отношение «критической» плотности нейтронной звезды к плотности атомного ядра? [Воспользуйтесь формулой

$$(\rho_r)_n = \frac{8\pi m_p}{3(1-x)} \left( \frac{m_p c}{h} \right)^3 = \frac{6 \cdot 10^{18}}{1-x} \text{ кг/м}^3 \text{ .}]$$

9. Найдите с помощью формулы

$$E(R, x) = \frac{3(1-x)N}{5} \frac{h^2}{R^2} \frac{1}{8m_p} \left[ \frac{9}{4\pi^2} (1-x)N \right]^{2/3} + \frac{3xN}{4} \frac{hc}{R} \frac{1}{2} \left[ \frac{9}{4\pi^2} xN \right]^{1/3} - \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_p^2}{R},$$

где  $E(R, x)$  – энергия нейтронов + энергия электронов + гравитационная энергия, выражение для  $\partial E/\partial R$ , приравняйте его нулю и разрешите относительно  $R$ , положив  $x = 0$ .

### Задачи

1. Допустим, что при сжатии огромного облака водорода массой  $M$  излучается небольшое количество энергии. Иными словами, мы предполагаем, что уменьшение гравитационной потенциальной энергии равно приросту кинетической энергии. Пусть кинетическая энергия равна  $(3/2)nkT$ , а  $U = -(3/5)GM^2/R$ . Найдите выражение для радиуса  $R$  звезды через  $T$ ,  $M$  и  $m_p$ .

2. Выведите формулу для критического значения угловой частоты  $\omega_{кр}$  вращающегося однородного шара массой  $M$  и радиусом  $R$ . (Если  $\omega > \omega_{кр}$ , то шар разлетается на куски.) Рассмотрите элемент массы  $\Delta m$ , расположенный на экваторе.

3. Предполагая, что в процессе гравитационного сжатия момент импульса Солнца не меняется, и используя закон сохранения момента импульса, найдите минимальный радиус, до которого могло бы сжаться Солнце. Воспользуйтесь результатом предыдущей задачи.

4. Предположим, что Вселенная представляет собой шар радиусом  $R$ , а ее средняя плотность  $\langle \rho \rangle = 10^{-25}$  кг/м<sup>3</sup>. Какова должна быть скорость в зависимости от  $R$ , чтобы можно было вылететь за пределы Вселенной? При каком значении  $R$  эта скорость станет равной скорости света? (Интересно заметить, что ответ близок к скорости разбегания галактик, находящихся на расстоянии  $R$ . Кроме того, соотношение между  $\langle \rho \rangle$ ,  $G$  и  $R_u$  совпадает с соотношением, полученным в упражнении 5.)

5. Повторите вывод уравнения состояния для фотонов (Молекулярная физика. Термодинамика, п. 1.7) и покажите, что для релятивистских частиц  $PV = (1/3)Np\bar{v}$ .

Указание:  $\langle F_x \rangle = \Delta p_x / \Delta t$  и  $\langle p_x v_x \rangle = \langle p_y v_y \rangle = \langle p_z v_z \rangle = (1/3)\langle p\bar{v} \rangle$ .

6. Используя уравнение, полученное в предыдущей задаче, покажите, что квантово-механическое давление, обусловленное энергией Ферми ультрарелятивистских частиц, записывается в виде

$$P_{y.p} = \frac{hc}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left( \frac{N}{V} \right)^{4/3} = \frac{hc}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} n^{4/3}.$$

7. Какой должна быть плотность белого карлика, чтобы кинетическая энергия  $K_F$  электронов стала равной 1 МэВ? Положите  $x = 1/2$ .

8. В ящике находится  $n$  фотонов в единице объема с частотой  $\nu_0$ . Чему равно давление?

9. Используя формулу  $R_{\min} = \frac{xh^2}{4m_e} \left( \frac{9}{4\pi^2} xN \right)^{2/3} \frac{1}{GNm_p^2}$ , найдите плотность белого карлика как функцию его массы. Затем подставьте найденное значение в выражение  $\rho_r = \frac{8\pi m_p}{3x} \left( \frac{m_e c}{h} \right)^3 = \frac{0,97 \cdot 10^9}{x} \text{ кг/м}^3$  вместо  $\rho$  и разрешите его относительно  $N$ . (Это еще один путь для оценки предельной массы белого карлика.)

10. Если протоны в Солнце находятся при температуре  $T = 10^7$  К, то какова доля протонов, энергия которых превышает величину  $k_0 e^2 / (2r)$ , где  $r = 10$  фм? Функцию распределения вероятностей можно использовать в виде  $\exp(-E/kT)$ .

11. Гравитационный радиус объекта, имеющего массу  $M$ , определяется соотношением  $R_G = 2GM/c^2$ , где  $G$  – гравитационная постоянная. Определить величину гравитационных радиусов Земли, Солнца.

12. Если радиус звезды  $R_G = 2GM/c^2$ , то свет не сможет покинуть ее, – такая звезда называется черной дырой. Рассмотрим звезду, радиус которой удовлетворяет этому соотношению, а плотность равна плотности типичного атомного ядра. Чему равны радиус и масса этой звезды? Сравните полученную массу с массой Солнца.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА .....	3
1.1. Введение .....	3
1.2. Рассеяние микрочастиц при их столкновениях .....	4
1.3. Опыт Резерфорда .....	5
1.4. Размеры ядер .....	11
1.5. Рассеяние электронов высоких энергий .....	12
1.6. Состав атомного ядра .....	16
1.7. Сечение поглощения нейтронов .....	19
1.8. Фундаментальные силы, действующие между двумя нуклонами .....	21
1.9. Строение тяжелых ядер .....	26
1.10. Капельная и оболочечная модели ядра .....	30
1.10.1. Капельная модель ядра .....	31
1.10.2. Оболочечная модель ядра .....	34
1.11. Пионы – кванты ядерного поля .....	38
1.12. Альфа-распад .....	41
1.13. Гамма- и бета-распад .....	49
1.14. Эффект Мессбауэра .....	53
1.15. Деление ядер .....	54
1.16. Экзотические виды радиоактивного распада .....	61
1.17. Физика экзотических ядер .....	69
1.18. Экспериментальная и прикладная ядерная физика .....	71
1.18.1. Цепные ядерные реакции .....	72
1.18.2. Термоядерный синтез .....	75
1.18.3. Управляемый синтез .....	79
1.18.4. Тяжелые ядра ( $83 < Z \leq 100$ ) .....	88
1.18.5. Сверхтяжелые ядра ( $Z > 100$ ) .....	91
1.18.6. Ускорители .....	96
1.18.7. Детекторы ядерных частиц .....	102
2. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ .....	126
2.1. Краткая классификация и свойства .....	126
2.2. Квантовые поля .....	129
2.3. Слабое взаимодействие .....	138
2.4. Закон сохранения барионов .....	140
2.5. Антивещество .....	141
2.6. Сохранение лептонного заряда (числа) .....	143
2.7. Адроны .....	147
2.8. Кварки и калибровочные бозоны .....	148
2.9. Кварковая модель адронов .....	154
2.10. Симметрия античастиц. Несохранение четности .....	159

2.11. Нейтринные осцилляции .....	163
2.12. Проблемы будущего .....	164
3. АСТРОФИЗИКА .....	174
3.1. Расширяющаяся Вселенная.....	174
3.2. Источник энергии звезд .....	186
3.3. Черные дыры.....	194
3.4. Квантово-механическое давление.....	200
3.5. Белые карлики.....	201
3.6. Нейтронные звезды .....	207
3.7. Критическая масса черных дыр .....	213
3.8. Обзор экспериментальных данных .....	214
3.9. Физические модели особых точек коллапсирующих тел и расширяющейся Вселенной .....	219
3.10. Современные приборы для изучения Вселенной.....	235
3.10.1. Наземные оптические телескопы .....	235
3.10.2. Большие радиотелескопы .....	239
3.10.3. Орбитальные космические телескопы .....	241

Учебное издание

ТЮРИН Юрий Иванович  
ЧЕРНОВ Иван Петрович  
КРЮЧКОВ Юрий Юрьевич

## **ФИЗИКА**

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА  
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
АСТРОФИЗИКА

Учебник

Выпускающий редактор *Т.С. Савенкова*  
Редактор *Д.В. Заремба*  
Компьютерная верстка *В.П. Аршинова*  
Дизайн обложки *О.Ю. Аршинова*

Подписано к печати 29.12.2009. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».  
Печать XEROX. Усл. печ. л. 14.89. Уч.-изд. л. 13,46.  
Заказ 1825-10. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет  
Система менеджмента качества  
Томского политехнического университета сертифицирована  
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30  
Тел/факс: + 7 (3822) 56-35-35, [www.tpu.ru](http://www.tpu.ru)