

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

В. А. Мухачев

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

Томск
«Эль Контент»
2014

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.38я73

М 923

Рецензенты:

Коханенко А. П., профессор кафедры квантовой электроники и фотоники радиофизического факультета Национального исследовательского Томского государственного университета;

Троян П. Е., профессор, зав. кафедрой физической электроники ТУСУРа.

Мухачев В. А.

М 923 Ядерная физика : учебное пособие / В. А. Мухачев. — Томск : Эль Контент, 2014. — 72 с.

ISBN 978-5-4332-0189-7

В пособии рассмотрены основные характеристики атомного ядра: состав, модели строения ядер, свойства ядерных сил, масса и энергия связи ядер. Достаточно подробно изложены закон радиоактивного распада и закон изменения активности ядер, виды распадов и их характеристики, эффект Мёссбауэра.

Рассмотрены ядерные реакции: основные закономерности, реакции деления тяжелых ядер и слияния легких ядер; проблемы, возникающие при протекании этих реакций.

Изложены история открытия, свойства и типы элементарных частиц, характеристика взаимодействий между ними. Кратко рассмотрены единство природы электромагнитных и слабых взаимодействий, кварковая модель строения адронов, фундаментальные фермионы.

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.38я73

ISBN 978-5-4332-0189-7

© Мухачев В. А., 2014

© Оформление.

ООО «Эль Контент», 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----------|
| Введение | 5 |
| 1 Атомное ядро | 7 |
| 1.1 Состав ядра | 7 |
| 1.2 Характеристики атомного ядра | 8 |
| 1.3 Размеры ядер | 8 |
| 1.4 Спин ядра | 9 |
| 1.5 Масса и энергия связи ядер | 9 |
| 1.6 Модели атомного ядра | 13 |
| 1.7 Ядерные силы. Основные свойства ядерных сил | 14 |
| 2 Радиоактивность | 18 |
| 2.1 Закон радиоактивного распада | 18 |
| 2.2 Атомные часы. Радиоуглеродный метод измерения времени | 21 |
| 2.3 Активность | 22 |
| 2.4 Виды распадов ядер | 23 |
| 2.4.1 α -распад | 23 |
| 2.4.2 β -распад ядер | 25 |
| 2.4.3 γ -распад ядер | 27 |
| 2.4.4 Эффект Мёссбауэра | 28 |
| 3 Ядерные реакции | 32 |
| 3.1 Общие положения. Пороговая энергия | 32 |
| 3.2 Деление ядер | 34 |
| 3.3 Термоядерные реакции | 37 |
| 3.3.1 Проблемы управляемой термоядерной реакции | 39 |
| 3.3.2 Термоядерные реакции в звездах | 41 |
| 4 Элементарные частицы | 45 |
| 4.1 История открытия элементарных частиц | 45 |
| 4.2 Свойства и типы элементарных частиц | 47 |
| 4.3 Реакции взаимодействия элементарных частиц | 48 |
| 4.4 Характеристика взаимодействий элементарных частиц | 49 |
| 4.4.1 Гравитационное взаимодействие | 49 |
| 4.4.2 Электромагнитное взаимодействие | 49 |
| 4.4.3 Сильное взаимодействие | 50 |
| 4.4.4 Слабое взаимодействие | 51 |
| 4.5 Единство природы электромагнитных и слабых взаимодействий | 54 |
| 4.6 Кварковая модель строения адронов | 55 |
| 4.7 Итоговые замечания | 59 |

| | |
|---------------------|-----------|
| Заключение | 64 |
| Литература | 65 |
| Приложение А | 66 |
| Глоссарий | 68 |

ВВЕДЕНИЕ

В 1911 году Э. Резерфорд (1871–1937 гг.) совместно с Г. Гейгером (1882–1945 гг.) и Э. Марсденом (1889–1970 гг.) опубликовал статью, в которой на основании экспериментов по рассеянию α -частиц тонкими металлическими фольгами обосновал планетарную модель строения атома. По этой модели в центре атома находится ядро, содержащее более 99% массы атома. Резерфордом же была открыта элементарная частица — протон, входившая в состав ядра (1919 г.). В одной из своих лекций Резерфорд предсказал, что должна существовать частица, близкая по массе к протону, но не имеющая электрического заряда. В 1932 г. ученик Резерфорда Д. Чедвик (1891–1974 гг.) открыл такую частицу (она была названа нейтроном) в излучении, возникающем при бомбардировке α -частицами бериллия. (Следует отметить, что еще в 1931 г. Бете и Беккер, а затем Ирен и Фредерик Жолио-Кюри проводили подобные эксперименты, наблюдали сильно проникающее излучение — от него не защищал даже толстый свинец — но интерпретировали его как γ -излучение большой энергии.)

Соглашения, принятые в книге

Для улучшения восприятия материала в данной книге используются пиктограммы и специальное выделение важной информации.



.....
Эта пиктограмма означает определение или новое понятие.
.....



.....
Эта пиктограмма означает внимание. Здесь выделена важная информация, требующая акцента на ней. Автор здесь может поделиться с читателем опытом, чтобы помочь избежать некоторых ошибок.
.....



.....
Эта пиктограмма означает теорему.
.....



.....
Пример

.....
Эта пиктограмма означает пример. В данном блоке автор может привести практический пример для пояснения и разбора основных моментов, отраженных в теоретическом материале.
.....



.....
Контрольные вопросы по главе
.....

Глава 1

АТОМНОЕ ЯДРО

1.1 Состав ядра

В 1932 г. независимо друг от друга В. Гейзенберг (1906–1976 гг.) и Д. Д. Иваненко (1904–1994 гг.) предложили протонно-нейтронную модель строения ядра, которая в основном сохранилась до сих пор.

По этой модели ядра всех атомов состоят из двух видов элементарных частиц: протонов (p) и нейтронов (n).

Протон обладает зарядом «+e» (положительный элементарный заряд) и массой

$$m_p \approx 1,00783 \text{ а.е.м.} \approx 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 938,3 \text{ МэВ.}$$

(В ядерной физике массу чаще всего выражают в единицах энергии — МэВ). Для сравнения: масса электрона $m_e = 0,51 \text{ МэВ}$; $m_p/m_e = 1836$. Протон имеет спин $\hbar/2$ и собственный магнитный момент $\mu_p = (1/660) \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора.

Нейтрон — нейтральная частица,

$$m_n = 1,0087 \text{ а.е.м.} \approx 1,674 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 939,6 \text{ МэВ.}$$



.....
Спин нейтрона — $\hbar/2$, собственный магнитный момент (при нулевом электрическом заряде!) — $\mu_n = -(1/960) \mu_B$. (Знак «минус» говорит о том, что механический и магнитный моменты нейтрона направлены в противоположные стороны, как у отрицательно заряженной частицы.)
.....

Если p — стабильная частица (экспериментально доказано, что время жизни протона $\tau_p \geq 10^{30}$ лет), то нейтрон в свободном состоянии распадается через $\tau_n \cong \cong 11,7$ мин ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) на протон, электрон и электронное антинейтрино.

Если отвлечься от различия в зарядах и от различия в значении магнитных моментов, то во всем остальном p и n очень похожие частицы. Это сходство, имеющее фундаментальное значение в ядерной физике, особенно наглядно проявляет себя в «зеркальных» ядрах, в которых $A = \text{const}$, но протоны заменены нейтронами и наоборот. Например: ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$, ${}^7_4\text{Be}$ и ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{11}_5\text{B}$ и ${}^{11}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$ и ${}^{13}_7\text{N}$ и т. д. Оба зеркальных ядра имеют почти одинаковую энергию связи, сходное строение спектра уровней энергии, одинаковые спины и т. д. Поэтому p и n имеют общее название — нуклоны (ядерные частицы) [1–3].

1.2 Характеристики атомного ядра

Важнейшей характеристикой ядра является зарядовое число Z . Оно равно числу протонов в ядре. Заряд ядра равен $+Ze$. Z называют еще атомным номером, он определяет порядковый номер атома в таблице Д. И. Менделеева.

Число нуклонов в ядре — массовое число — обозначается буквой A . Число нейтронов — $(A - Z)$. Для обозначения ядер применяется символ ${}^A_Z\text{X}$ или ${}_Z\text{X}^A$.



.....
 Ядра с одинаковым Z , но разными A называют **изотопами**. Большинство химических элементов имеют по несколько стабильных изотопов (у кислорода — 3, у олова — 10 и т. д.). Даже у простейшего элемента — водорода — есть три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ — протий (ядро — протон), ${}^2_1\text{H}$ — дейтерий (ядро — дейтрон), ${}^3_1\text{H}$ — тритий (ядро — тритон), тритий — нестабилен.

Ядра с одинаковым массовым числом называют **изобарами** (например, ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$). Ядра с одинаковым числом нейтронов называют **изотонами** (${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$). Есть радиоактивные ядра с одинаковым числом Z и A (изомеры). Ядерную изомерию открыл в 1921 г. О. Ган (1879–1968 гг.). **Изомеры** — ядра, находящиеся в различных состояниях возбуждения.

.....

Сейчас известно $\cong 1500$ ядер. Примерно 300 из них стабильны, остальные радиоактивны. В природе встречаются элементы с $Z = 1-92$, 94 (плутоний). Остальные получены искусственно: $Z_{\text{max}} = 107-109$ [3].

1.3 Размеры ядер

В первом приближении ядро можно считать шаром, радиус которого определяется по формуле:

$$r \cong 1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ м} = 1,3 A^{\frac{1}{3}} \text{ Ф} \quad (1 \text{ Ф} - 1 \text{ ферми} = 10^{-15} \text{ м}).$$



.....
 Таким образом, размеры всех ядер лежат в интервале $r \cong 2-10 \text{ Ф}$. Поскольку объем $V \sim r^3$, то $V \sim A$, т. е. объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре.

Плотность ядерного вещества примерно одинакова у всех ядер и составляет $\cong 200 \cdot 10^9 \text{ кг/см}^3$. (Плотность вещества нуклона $\cong 750 \cdot 10^9 \text{ кг/см}^3$.) Если бы Земля имела плотность ядерного вещества, то земной радиус был бы равен всего 193 м [1]!

1.4 Спин ядра

Спины нуклонов складываются в результирующий спин ядра, так как спин нуклона равен $\hbar/2$, то спин ядра будет полуцелым при нечетном числе нуклонов и целым или равным нулю при четном числе нуклонов. Спины ядер — не более $9/2$, это значит, что спины большинства нуклонов взаимно компенсируют друг друга, располагаясь антипараллельно (спин-вектор!). У всех четно-четных ядер (четное число протонов и нейтронов) спин равен нулю.

1.5 Масса и энергия связи ядер



.....
 В отличие от механики, где масса — аддитивная величина, масса ядерного вещества не является аддитивной величиной: масса ядра *всегда* меньше суммы масс образующих ядро нуклонов. Дефект массы:

$$\Delta m = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n] - m_{\text{я}}, \quad (1.1)$$

где $m_{\text{я}}$ — масса ядра.



.....
На основе закона взаимосвязи энергии и массы

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (1.2)$$

при образовании ядер из нуклонов выделяется энергия, эквивалентная дефекту массы, называемая энергией связи ядра ($E_{\text{св}}$).

Причиной дефекта массы является *сильное* взаимодействие нуклонов в ядре. Из-за этого взаимодействия на полное разрушение ядра с освобождением всех нуклонов нужно затрачивать энергию, равную энергии связи. Таким образом, энергию связи можно определять как энергию, выделяющуюся при образовании ядра, и как энергию, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на образующие его нуклоны:

$$E_{\text{св}} = \Delta m \cdot c^2. \quad (1.3)$$



.....
Примечание. Специфической особенностью применения закона сохранения энергии в ядерной физике является необходимость учета изменения энергии покоя (E_0) взаимодействующих частиц.

Энергия покоя не является каким-либо новым видом энергии. E_0 является универсальным средством выражения любой формы энергии материального тела, кроме кинетической. Например, увеличение энергии тела при его нагревании означает возрастание энергии покоя на величину тепловой энергии ΔQ :

$$E'_0 = E_0 + \Delta Q.$$

Энергия покоя двух отталкивающихся магнитов больше энергии покоя тех же магнитов в притянутом состоянии. Но приращение энергии покоя во всех этих случаях столь мало по сравнению с основной частью E_0 , что ее невозможно заметить никакими физическими приборами. Поэтому в нерелятивистской физике эти приращения E_0 рассматривают отдельно от основной части и называют соответственно тепловой энергией, магнитной и т. д. Величину E_0 просто исключают из энергетического баланса, считая ее неизменной в данном процессе.

В ядерной физике приращение энергии покоя ΔE_0 составляет заметную долю E_0 : энергия покоя возбужденного ядра больше E_0 невозбужденного ядра; сумма энергий покоя протона и нейтрона больше E_0 ядра дейтрона, состоящего из p и n , ΔE_0 настолько велико в данном случае, что его можно измерить как разность (дефект) масс.



.....
Примечание. Практически важно знать, какую энергию нужно затратить, чтобы отделить от ядра одну или несколько частиц. Например, энергия отделения протона от ядра:

$$E_p = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1),$$

где $E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1)$ — энергия связи ядра без протона.

Для α -частицы:

$$E_\alpha = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 2, A - 4) - E_{\text{св}}(\alpha).$$

.....



.....
Удельная энергия связи, характеризующая энергию связи, приходящуюся на один нуклон: $E_{\text{уд}} = E_{\text{св}}/A$, изменяется в зависимости от A , как показано на рисунке 1.1.

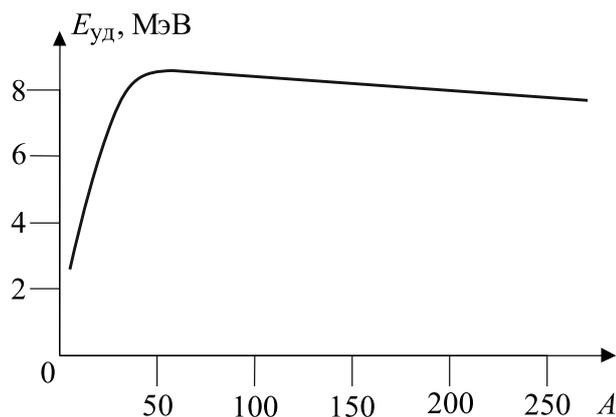


Рис. 1.1 – Зависимость удельной энергии связи от массового числа ядра

Эта зависимость установлена экспериментально. Видно, что для большинства ядер $E_{уд} \cong 8$ МэВ, т.е. для отрыва одного нуклона от ядра с $A > 30$, требуется примерно 8 МэВ. Сильнее всего связаны нуклоны в ядрах элементов с $A = 50–60$ (от Cr до Zn, максимум у Fe, $A = 56$). Причина такой зависимости: в легких ядрах не полностью насыщены связи всех нуклонов, а в тяжелых ядрах существенную роль играет кулоновское отталкивание протонов друг от друга. И тот и другой механизм приводят к снижению прочности ядра. Поэтому ядерные реакции легче изучать на ядрах легких или очень тяжелых элементов.

Представленная на рисунке 1.1 зависимость объясняет, почему энергетически выгодными являются два процесса:

- 1) деление тяжелых ядер (например, ^{235}U);
- 2) слияние легких ядер (например, Д + Т – дейтерий + тритий). Оба процесса сопровождаются выделением огромной энергии.

Возникает вопрос: почему ядра с другими значениями массового числа $A < 50$ и $A > 60$ оказываются стабильными?



.....
 Чтобы разделиться на несколько частей, ядро должно пройти через ряд промежуточных состояний, энергия которых превышает энергию основного состояния ядра. Следовательно, для процесса деления ядру нужна *энергия активации*.

В обычных условиях ядру неоткуда взять эту энергию, поэтому тяжелые ядра в основном спонтанно не делятся. (Советские ученые Г. Флеров и К. Петржак в 1939 г. обнаружили спонтанное деление ядер урана.) Энергия активации может быть сообщена нейтроном: захват тяжелыми ядрами нейтрона лежит в основе работы ядерных реакторов [3].

Слияние легких ядер возможно, если они подойдут друг к другу на расстояние ~ 1 ферми, но этому препятствуют кулоновские силы отталкивания. Чтобы преодолеть отталкивание, ядра должны двигаться с огромными скоростями, соответствующими температуре $T \cong 10^8$ К. Слияние легких ядер поэтому называют

термоядерной реакции. (Она происходит в недрах Солнца и других звезд, в водородных бомбах.)



Пример 1.1

Пример решения задачи на $E_{\text{св}}$

Найти энергию связи ядер ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$ и указать, какое из ядер более устойчиво.

$$E_{\text{св}} = c^2[m_p \cdot Z + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]. \quad (1.4)$$

В приложении А (табл. А.1) находим:

$$m_p = 1,0073 \text{ а.е.м.}, \quad m_n = 1,0087 \text{ а.е.м.},$$

$$m({}^3_1\text{H}) = 3,016 \text{ а.е.м.}, \quad m({}^3_2\text{He}) = 3,016 \text{ а.е.м.}$$

Найдем $E_{\text{св}}$ ядра ${}^3_1\text{H}$:

$$E_{\text{св1}} = c^2[1,0073 \cdot 1 + 1,0087 \cdot 2 - 3,016] = 0,0087 \text{ а.е.м.} \cdot c^2,$$

где а.е.м. — безразмерная величина, показывающая, сколько единиц, принятых за 1 а.е.м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг, содержится в данной частице или ядре. Чтобы получить $E_{\text{св}}$ в единицах энергии, надо выразить массу в килограммах.

$$E_{\text{св1}} = 0,0087 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} (\text{кг}) \cdot 9 \cdot 10^{16} \left(\frac{\text{М}^2}{\text{с}^2} \right).$$

Произведение

$$\begin{aligned} E_{\text{а.е.м.}} &= 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \approx 14,94 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} = \\ &= \frac{14,94 \cdot 10^{-11}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 933 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 933 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$



Если использовать *точные* значения заряда электрона и скорости света, то $E_{\text{а.е.м.}} \approx 931,5$ МэВ. $E_{\text{а.е.м.}}$ называется *энергетическим эквивалентом атомной единицы массы*.

Тогда $E_{\text{св1}} = \Delta m \cdot E_{\text{а.е.м.}} = 0,0087 \cdot 931,5 = 8,1$ МэВ.

Для ядра изотопа ${}^3_2\text{He}$:

$$E_{\text{св2}} = [1,0073 \cdot 2 + 1,0087 - 3,016] \cdot 931,5 = 6,8 \text{ МэВ}.$$

Более устойчивым является ядро с большим значением $E_{\text{уд}}$. В данном случае число нуклонов одинаково, поэтому из сравнения $E_{\text{св1}}$ и $E_{\text{св2}}$ видно, что ядро ${}^3_1\text{H}$ более устойчиво.

1.6 Модели атомного ядра

Как же устроено ядро? Попытки построить теорию ядра наталкиваются на две серьезные трудности:

- 1) недостаточные знания о силах, действующих между нуклонами внутри ядра;
- 2) громоздкость квантовой задачи многих *сильновзаимодействующих* тел.

Эти трудности заставили идти по пути создания упрощенных моделей. Пока ни одна из существующих моделей не дает исчерпывающего описания ядра: каждая описывает какую-то свою совокупность свойств, в каждой модели содержатся произвольные параметры, значения которых подбирают так, чтобы получить согласие с экспериментом [1–3].

Капельная модель. Исторически первой была капельная модель (Н. Бор, Я. И. Френкель — 1936 г.). Подмечена схожесть многих свойств у капли жидкости (воды, например) и капли ядерного вещества. У обоих — сферическая форма; и жидкость, и ядро практически несжимаемы, т. е. постоянна плотность ядерного вещества. Связи короткодействующие в обеих каплях (нуклоны взаимодействуют с несколькими соседними). И там, и там есть силы поверхностного натяжения, обусловленные наличием сил притяжения. Именно этими силами компенсируются кулоновские силы отталкивания между протонами в ядре.

Оценим параметры «ядерной жидкости». Концентрация нуклонов в ядре:

$$n = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi \cdot r^3} = \frac{3A}{4\pi(1,3 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{A})^3} =$$

$$= \frac{3A}{4\pi \cdot 2,2 \cdot 10^{-45} \cdot A} \cong 10^{44} \text{ м}^{-3} = 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Это в 10^{16} раз больше концентрации атомов в твердых телах.

Плотность вещества в ядре:

$$\rho = m_{\text{ед}} \cdot n = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{44} \cong 2 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cong 2 \cdot 10^8 \frac{\text{тонн}}{\text{см}^3}.$$

Среднее расстояние между нуклонами в ядре: $\langle l \rangle = \left[\frac{1}{n} \right]^{\frac{1}{3}},$

$$\langle l \rangle = \left(\frac{4\pi r^3}{3 \cdot A} \right)^{\frac{1}{3}} = (10^{-44})^{\frac{1}{3}} \cong 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ м} \cong 1,6 \text{ Ф.}$$

Интересно, что размер ядра $\sim 10^{-15}$ м. И расстояние между нуклонами в ядре, даже если $A > 100$, тоже $\sim 10^{-15}$ м.



.....
 Это говорит о том, что и протоны, и нейтроны — не твердые шарики, а скорее нечто рыхлое, пустотелое, способное деформироваться. Нуклоны как бы вдавливаются друг в друга.

Первым «подглядел» аналогию между ядром и каплей жидкости Г. Гамов и, опираясь на эту аналогию, создал теорию α -распада (1928 г.). Но триумфом капельной модели было объяснение реакции деления ядра урана (Н. Бор, Дж. Уиллер, 1939 г.). Чем больше капля, тем легче ее разбить на 2–3 капли. Поглощая нейтрон, большая капля возбуждается, как бы трясется, и разлетается на 2–3 капли.

Оболочечная модель. (М. Гепперт-Майер, И. Иенсен, 1949 г.). Постепенно накапливались экспериментальные данные, противоречащие капельной модели. Например, измерения механических и магнитных моментов ядер говорили о том, что нуклоны в ядре не просто упакованы, а ориентированы вполне определенным образом.



.....

В начале 50-х годов XX века была обнаружена периодичность свойств ядер. Ядра, содержащие 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 протонов или нейтронов — магические ядра, были особенно устойчивы (аналогия с инертными газами!). Рекордсмены устойчивости — дважды магические ядра (${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$). Кроме того, ядра испускают α - и γ -частицы вполне определенных энергий: для каждого изотопа свои значения энергий.

.....

Напрашивалась аналогия со строением атома: нуклоны в ядре располагаются на определенных энергетических уровнях, последовательно заполняя оболочки (в соответствии с принципом Паули, т. к. нуклоны — фермионы). Разумеется, аналогия с атомами приблизительная: в атоме ядро, а в ядре нет центра, вокруг которого располагались бы нуклоны; атом практически пуст — расстояние между электронами \cong в 10^5 раз больше расстояния между нуклонами; сила взаимодействия между электронами в атоме, электронами и ядром примерно в 100 раз меньше, чем между нуклонами в ядре. Но что ядро может принимать только несколько присущих этому ядру значений энергии — факт. Есть стационарные и возбужденные состояния ядра, как и у атома.

Есть еще *обобщенная* модель (Дж. Рейноутер, Оге Бор, Б. Моттelson). Она учитывает основные моменты как капельной модели, так и оболочечной. Возможно, что эта модель не последняя, особенно, если кварковая модель строения адронов получит дальнейшее развитие (см. ниже) [2].

1.7 Ядерные силы. Основные свойства ядерных сил

Энергия связи дейтрона (ядра изотопа водорода дейтерия) равна 2,23 МэВ; энергия связи атома водорода 13,6 эВ. Огромная энергия связи в ядре указывает на то, что между нуклонами имеется очень интенсивное взаимодействие, имеющее характер притяжения. Оно удерживает нуклоны на расстояниях порядка 1 Ф, несмотря на сильное отталкивание протонов.



.....

Ядерное взаимодействие между нуклонами получило название сильного взаимодействия.

.....

Название отражает соотношение между фундаментальными взаимодействиями:

$$\text{в интервале } \cong 0,3-1 \text{ ГэВ : } \frac{\text{сильное}}{\text{электромагнитное}} = 10^2,$$

$$\frac{\text{сильное}}{\text{слабое}} = 10^{14}, \quad \frac{\text{сильное}}{\text{гравитационное}} = 10^{39}.$$

1. *Ядерные силы короткодействующие* ($\cong 1,2-2,5 \text{ Ф}$). На расстояниях $r \leq 0,4 \times 10^{-15} \text{ м}$ притяжение сменяется отталкиванием: это свойство обнаружено при взаимодействии протонов с энергиями более 200 МэВ.

2. *Сильное взаимодействие не зависит от заряда нуклона* (зарядовая независимость): силы, действующие между протоном и нейтроном, между двумя протонами или между двумя нейтронами, имеют одинаковую величину.

3. *Ядерные силы не являются центральными*. Их нельзя представить направленными вдоль прямой, соединяющей центры нуклонов. Нецентральность вытекает из того, что взаимодействие зависит от ориентации спинов: например, протон и нейтрон удерживаются вместе, если их спины параллельны.

4. *Ядерные силы обладают свойством насыщения*: каждый нуклон взаимодействует в ядре с ограниченным числом нуклонов. Насыщение нуклонов проявляется в том, что удельная энергия связи примерно постоянна для большинства ядер ($E_{\text{уд}} \cong 7-8,5 \text{ МэВ}$ для всех ядер с $A > 30$).

5. *Ядерные силы зависят от скорости относительного движения нуклонов*. При увеличении энергии столкновения нейтрона с протоном от 500 до 1000 МэВ вероятность взаимодействия (сечение рассеяния) уменьшается в 10 раз.

Перечисленные свойства свидетельствуют о сложном характере ядерных сил. Сложный характер ядерных сил свидетельствует о сложном строении нуклонов.



.....
 В интервале энергий 0,3–1 ГэВ ядерные силы удовлетворительно описываются в рамках *мезонной* теории. Это приближенная теория, она аналогична теории электромагнитных взаимодействий, где переносчиком взаимодействий является фотон.

В 1935 г. японский физик Х. Юкава (1907–1981 гг.) высказал гипотезу, что существуют частицы, пока еще не открытые, имеющие массу 200–300 электронных масс, они-то и ответственные за взаимодействие между нуклонами. Назвали их *мезонами* (средними между электронами и нуклонами).

Были открыты два сорта мезонов: μ -мезоны (мюоны) и π -мезоны (пионы). Сначала были открыты мюоны (Андерсен и Неддермайер, 1936 г.) при исследовании космических лучей. Они имели массу, равную $207 m_e$, но к ядерным взаимодействиям, как оказалось, отношения не имели. И только в 1947 г. Оккиалини и Поуэлл открыли, опять-таки в космических лучах, новый тип мезонов (пионы), которые и оказались именно теми носителями ядерных сил, которые предсказал Юкава.

Рассуждения Юкавы базировались на соотношении неопределенностей Гейзенберга: $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. На короткое время Δt энергия системы может измениться на $\Delta E = \hbar / (\Delta t)$. Δt — время, в течение которого частица может пролететь расстояние, не большее, чем действие ядерных сил, т. е. $r \cong 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

$$\Delta t = \frac{r}{c} = \frac{1,5 \cdot 10^{-15}}{3 \cdot 10^8} \cong 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с.}$$

(Время $\sim 10^{-23}$ – 10^{-24} с называют *ядерным временем*.)

Отсюда $\Delta E = 10^{-34} / (0,5 \cdot 10^{-23}) \cong 2 \cdot 10^{-11}$ Дж $\cong 125$ МэВ $\cong 245$ электронных масс.

Частица с такой «массой покоя» может виртуально существовать в течение $\sim 10^{-23}$ с (виртуальный пион).

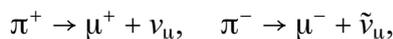


.....
Виртуальными называются частицы, испускание и поглощение которых происходит с кажущимся нарушением закона сохранения энергии.

Нуклон может испустить пион, если неопределенность энергии системы нуклон-пион не меньше, чем $m_\pi \cdot c^2$. В этом случае нарушения закона сохранения энергии нет. (Вспомните: все законы классической механики справедливы и в квантовой механике, но применительно к средним значениям соответствующих параметров.) По истечении времени $\sim 10^{-23}$ с пион поглощается либо другим нуклоном, либо тем же самым.

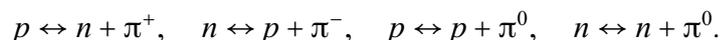
Существуют три сорта пионов: π^+ , π^- , π^0 . Заряд π^+ , π^- равен элементарному заряду с соответствующим знаком, масса заряженных пионов одинакова и равна $273 m_e$ (140 МэВ). Масса нейтрального пиона (π^0) равна $264 m_e$ (135 МэВ). Спин и заряженных, и нейтрального пионов равен нулю ($S = 0$, пионы-бозоны). Время жизни (τ) π^+ , π^- — $\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с, у π^0 $\tau = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с.

Чаще пионы распадаются так:



где ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ — мюонные нейтрино и антинейтрино.

Как же пионы участвуют в обменном взаимодействии? Происходят следующие виртуальные процессы:



.....
 В результате нуклон оказывается окружен облаком виртуальных пионов, образующих поле ядерных сил. Поглощение этих частиц другим нуклоном приводит к *сильному* взаимодействию между нуклонами. Нейтрон, поглощая пион, превращается в протон, потом этот процесс идет в обратном направлении. Каждый из взаимодействующих нуклонов проводит часть времени в *заряженном* состоянии, а часть — в нейтральном.

Эти процессы нашли экспериментальное подтверждение. Пучок нейтронов летит через водород, в этом пучке появляются протоны, имеющие импульс и направление первичных нейтронов, а в водороде обнаруживаются покоящиеся нейтроны. Невероятно, чтобы это произошло в результате соударения (особенно направление!). Приходится признать, что часть нейтронов, пролетая *мимо* протона,

захватывает π^+ -пионы и превращается в протоны, а покоящийся до этого протон становится покоящимся нейтроном.

К сожалению, удовлетворительной *количественной* теории сильного взаимодействия через обмен пионами не создано [4].



Контрольные вопросы по главе 1

1. Из каких частиц состоят ядра? Почему они имеют общее название «нуклоны»?
2. Энергия связи ядер. Что такое дефект масс?
3. Основные свойства ядерных сил. Мезонная теория Юкавы.
4. Что такое виртуальные частицы?
5. Основные характеристики ядра.

Глава 2

РАДИОАКТИВНОСТЬ

2.1 Закон радиоактивного распада

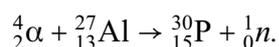
Ядерная физика и началась с открытия Анри Беккерелем в 1896 г. (Нобелевская премия — 1903 г.) естественной радиоактивности урана.



.....
Радиоактивность — самопроизвольное превращение одних атомных ядер в другие, сопровождающееся испусканием частиц.
.....

Наиболее известные виды распадов: α -, β -, γ -распады, протонная и дупротонная радиоактивности. В 1984 г. в Оксфорде был зафиксирован вылет ${}^6_6\text{C}$ из ядра Ra, в 1985 г. в Дубне и США наблюдали самопроизвольный вылет ${}^{24}_{10}\text{Ne}$ из ${}^{238}\text{U}$. Радиоактивность ядер, имеющих в природе, называется естественной, радиоактивность искусственных ядер — искусственной радиоактивностью. Между ними нет принципиального различия. За открытие искусственной радиоактивности (1934 г.) Ирен и Фредерик Жолио-Кюри получили Нобелевскую премию в 1935 г.

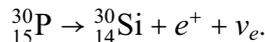
В начале 1934 г. они облучили α -частицами Al и наблюдали реакцию:



Но дальше было непонятно: облученный Al испускал не только нейтроны, но и *позитроны*. Мало того, когда убирали источник α -частиц, поток нейтронов прекращался сразу же, а излучение позитронов продолжалось, причем оно подчинялось хорошо известным законам радиоактивного распада с периодом полураспада 2,5 мин.



Вывод один: позитроны должны излучаться ядрами образовавшегося изотопа фосфора ${}_{15}^{30}\text{P}$, которого в природе не существует:



Радиофосфор ${}_{15}^{30}\text{P}$ — первый радиоактивный изотоп, не существующий в природе и все же полученный человеком. Потом их получают много — свыше тысячи. Самый известный из искусственных изотопов ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ (плутоний — 239).

Найдем закон радиоактивного превращения. Для каждого радиоактивного нуклида существует вполне определенное *среднее* время жизни (τ) его ядер. Вероятность распада ядра за время dt равна dt/τ .



Если в образце в данный момент N ядер, то за dt их число изменится (уменьшится) на величину $dN/N = -dt/\tau$. Знак «минус» свидетельствует именно об уменьшении первоначального числа ядер.

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dt}{\tau}; \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_0^t \frac{1}{\tau} dt; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\frac{1}{\tau} \cdot t \ln e,$$

откуда

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \text{ (основной закон радиоактивного распада),}$$

где N — число нераспавшихся ядер.

Чаще пользуются *постоянной радиоактивного распада* $\lambda = 1/\tau$:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где λ — вероятность распада одного ядра за 1 с.

Число распавшихся ядер:

$$N_{\text{расп}} = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}).$$



Время, за которое распадается половина первоначального числа ядер, называется **периодом полураспада** (T).

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}, \quad 2 = e^{\lambda T}; \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} \text{ или } T = \ln 2 \cdot \tau.$$

В таблице 2.1 приведены примеры периодов полураспада некоторых радиоактивных ядер. Периоды полураспада известных ядер лежат в очень широком интервале $T \cong 1 \cdot 10^{-7} \text{ с} - 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$.

Таблица 2.1 – Периоды полураспада некоторых ядер

| Ядро | T | Ядро | T |
|-------------------|-----------------------|-------------------|----------------------|
| ^{231}At | $1,1 \cdot 10^{-7}$ с | ^{210}Po | 138 сут |
| ^{239}U | 23,5 мин | ^3H | 12,35 лет |
| ^{28}Al | 2,25 мин | ^{90}Sr | 28 лет |
| ^{55}Mn | 2,58 часа | ^{60}Co | 5,2 лет |
| ^{24}Na | 15,03 часа | ^{226}Ra | 1620 лет |
| ^7Be | 53,44 сут | ^{239}Pu | $2,4 \cdot 10^4$ лет |
| ^{222}Rn | 3,8 сут | ^{238}U | $4,5 \cdot 10^9$ лет |



.....
 Закон радиоактивного распада носит статистический характер: абсолютно невозможно указать, какое именно ядро «взорвется», закон выполняется в среднем, для большой группы ядер.

Он не так прост: ядра элементов образовались примерно одновременно, например ядра $^{238}\text{U} \cong 4 \cdot 10^9$ лет назад. Одни ядра уже распались, а другие живут до сих пор и проживут еще много-много лет. А среднее время жизни у всех одинаковое!

Часто бывает, что возникающие в результате распада новые ядра, в свою очередь, радиоактивны. И они будут распадаться, но по другому закону, т. е. с другим значением λ . Образуются семейства радиоактивных ядер. В природе известны три радиоактивных семейства:



Конечным продуктом распада для всех семейств является свинец (Pb).

Подсчитать, в общем случае, сколько дочерних ядер имеется в настоящий момент, когда дочерние ядра являются радиоактивными, не так просто. Практически важным является случай, когда постоянная распада материнского ядра $\lambda_1 \ll \lambda_2$ — постоянной распада дочернего ядра, т. е. $\tau_1 \gg \tau_2$. Тогда изменением числа материнских ядер N_1 можно пренебречь ($N_1 = \text{const}$). В таком случае $N_2 = [(\lambda_1 N_1) / \lambda_2] \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t})$. При $t \rightarrow \infty$ $N_2(\infty) = (\lambda_1 N_1) / \lambda_2$, наступает насыщение. Практически насыщение наступает при $t \cong 3\tau_2$ (рис. 2.1). В состоянии насыщения $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ — условие радиоактивного равновесия.



Пример 2.1

.....
Около ядерного реактора помещена мишень, которая облучается потоком нейтронов из реактора. Каждую секунду образуется N_0 новых ядер, но они радиоактивны и распадаются с постоянной распада λ . Сколько новых ядер будет через время t ?

Решение:

За время dt : $dN = N_0 \cdot dt - \lambda N_0 dt$, здесь $\lambda \equiv \lambda_2$.

Решением этого дифференциального уравнения будет:

$$N = \frac{N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

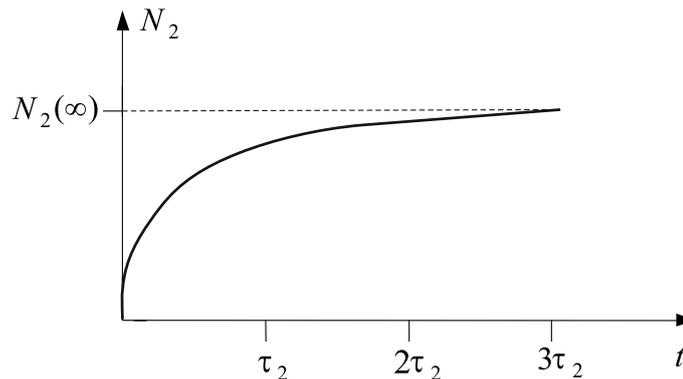


Рис. 2.1 – Зависимость числа дочерних ядер от времени распада

2.2 Атомные часы. Радиоуглеродный метод измерения времени



Обычными физическими средствами невозможно ускорить или замедлить процесс распада ядер. Воздействовали давлением, температурой и т. д., но скорость распада оставалась постоянной. Эта особенность позволяет использовать закон радиоактивного распада в качестве часов для измерения длительных промежутков времени.

В 1948 г. американский ученый У. Либби (1908–1980 гг.) предложил радиоуглеродный метод, за который в 1960 г. получил Нобелевскую премию по химии. Животные и растения поглощают нерадиоактивный углерод ^{12}C , а вместе с ним и радиоактивный ^{14}C , образующийся в верхних слоях атмосферы под воздействием космических лучей. Можно считать, что космический фон не изменялся для Земли в течение миллионов лет. Период полураспада ^{14}C $T = 5800$ лет. Этот срок много меньше времени жизни Земли, поэтому можно считать, что в земной атмосфере установилось равновесие между ^{12}C и ^{14}C . Это соотношение одинаково и в живом организме. После гибели организм не в состоянии поглощать углерод и соотношение между ^{12}C и ^{14}C изменяется. По меняющемуся соотношению между ^{12}C и ^{14}C можно относительно точно определить возраст мертвого организма. Метод достаточно чувствителен, если возраст не превышает $5 \cdot 10^4$ лет.

Атомными часами для определения возраста Земли служит ^{238}U ($T = 4,56 \cdot 10^9$ лет) и ^{232}Th ($T = 14 \cdot 10^9$ лет). Конечным продуктом их распада являются изотопы свинца ^{206}Pb и ^{208}Pb . (Изначальный изотоп ^{204}Pb .) Если предположить, что весь радиогенный свинец образуется как продукт распада, то можно вычислить возраст Земли. Надо точно измерить количество различных изотопов Pb, содержащихся, например, в радий-урановых рудах. Этот метод дает примерно $4,5 \cdot 10^9$ лет, что хорошо согласуется с другими методами определения возраста Земли.



Пример 2.2

В урановых рудах содержится примесь чистого свинца ^{206}Pb . Предполагая, что весь свинец получился в результате распада ^{238}U , определить возраст урановой руды. В 1 г урана содержится 0,3 г ^{206}Pb .

Решение:

Найдем начальное число ядер урана:

$$N_0 = \frac{m_u}{\mu_u} \cdot N_A = \frac{1 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{238} = 2,53 \cdot 10^{21} \text{ (ядер)}.$$

Аналогично — число ядер Pb:

$$N_{(Pb)} = \frac{m_{Pb}}{\mu_{Pb}} N_A = \frac{0,3 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{206} = 8,77 \cdot 10^{20} \text{ (ядер)}.$$

$N_{Pb} = N$ — числу распавшихся ядер урана.

$$N = N_0 \left(1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t} \right) = N_0 - N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t};$$

$$\begin{aligned} \ln(N_0 - N) &= \ln N_0 - \frac{\ln 2}{T} t, \quad \Rightarrow \quad t = \frac{\ln \left(\frac{N_0}{N_0 - N} \right) \cdot T}{\ln 2} = \\ &= \frac{\ln \left[\frac{2,53 \cdot 10^{21}}{(2,53 - 0,877) \cdot 10^{21}} \right] \cdot 4,56 \cdot 10^9}{\ln 2} = 2,8 \cdot 10^9 \text{ (лет)}. \end{aligned}$$

2.3 АКТИВНОСТЬ



Активность (A) — число распадов в единицу времени.

$$A = \left| \frac{dN_p}{dt} \right| = \lambda \cdot N.$$

Напомним: λ — вероятность распада одного ядра за 1 с.



.....
 Поскольку в процессе распада исходное число ядер уменьшается, то уменьшается и активность образца. Найдем закон изменения активности:

$$N_p = N_0 - N_0 \cdot e^{-\lambda t}; \quad \frac{dN_p}{dt} = N_0 \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t}.$$

Если $A_0 = N_0 \cdot \lambda$ — начальная активность, то

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (2.1)$$

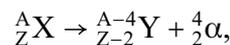
.....

В СИ единицей измерения активности является Бк (*беккерель*) — 1 распад за 1 с. Старые единицы активности: 1 Ку (*кюри*) = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк; 1 Рд (*резерфорд*) = 10^6 Бк. (1 Ку имеет активность 1 г чистого радия.)

2.4 Виды распадов ядер

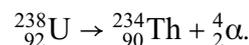
2.4.1 α -распад

Еще в 1909 г. Э. Резерфорд доказал, что α -частицы — дважды ионизированные атомы гелия: ${}^4_2\alpha \equiv {}^4_2\text{He}$. Распад протекает по схеме



α -распад обычно сопровождается испусканием дочерним ядром γ -фотона.

Пример реального α -распада:



Скорости вылетевших α -частиц $\sim 10^7$ м/с. Пролетая через вещество, α -частица постепенно теряет свою энергию, затрачивая ее на ионизацию молекул вещества. Энергия α -частицы $\cong 3\text{--}10$ МэВ, на образование одной пары ионов в воздухе тратится ~ 35 эВ, поэтому α -частица может ионизировать $\sim 10^5$ молекул. Чем больше плотность вещества, тем меньше длина свободного пробега. В твердом веществе пробег α -частиц $\sim 10\text{--}2$ мкм, т. е. задерживается металлической фольгой толщиной в лист бумаги.



.....
 Кинетическая энергия α -частиц возникает за счет избытка энергии покоя материнского ядра над суммарной энергией покоя дочернего ядра и α -частицы. Полная энергия, выделяющаяся при α -распаде:

$$Q = E_{\text{св}}(A - 4, Z - 2) + E_{\text{св}}(\alpha) - E_{\text{св}}(Z, A).$$

.....

Эта энергия распределяется между дочерним ядром и α -частицей обратно пропорционально их массам.

α -распад возможен, если $Q > 0$, а для этого необходимо, чтобы $E_{\text{св}}$ материнского ядра $E_{\text{св}}(Z, A)$ была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и α -частицы, т. е. удельная энергия связи в дочернем ядре должна быть больше, чем в материнском. Следовательно, α -распаду подвержены только тяжелые ядра ($A > 200$).

В большинстве случаев радиоактивное вещество испускает несколько групп близкой, но различной энергии. Это обусловлено тем, что дочернее ядро может возникать не только в нормальном, но и в возбужденном состояниях. Среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии для большинства ядер $\tau \cong 10^{-8} - 10^{-15}$ с. За время τ дочернее ядро переходит в нормальное состояние, испуская γ -фотон. Энергия возбужденного дочернего ядра может быть выделена и другим способом: возбужденное ядро может испустить какую-либо частицу (p, n, e^-).

Рисунок 2.2 иллюстрирует на примере распада ^{212}Bi энергетическую структуру как α -частиц, так и образующихся при этом γ -фотонов. Реакция распада:

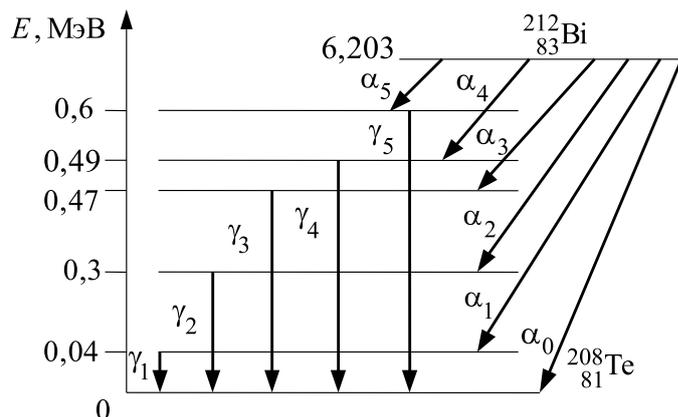
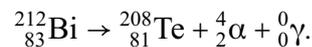


Рис. 2.2 – Тонкая структура α -спектра при распаде ядер ^{212}Bi

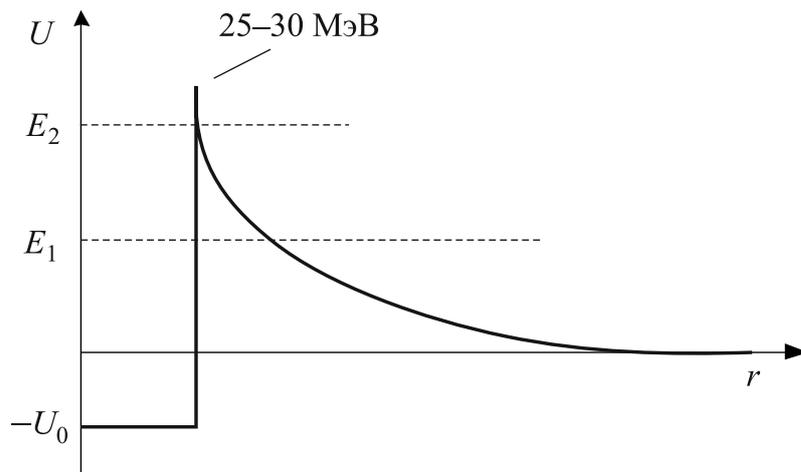
Ясно, что если α -частица будет иметь энергию 6,203 МэВ, то γ -частица при этом не возникнет [1].

Теорию α -распада создали независимо друг от друга Г.Гамов и Р.Герни с Э.Кондоном (1928 г). Потенциальный барьер, который нужно преодолеть α -частице, чтобы покинуть ядро, $\cong 25-30$ МэВ. Однако максимальная кинетическая энергия α -частиц, вылетающих из различных ядер, не превышает $E \cong 10$ МэВ.



.....
 Этот парадокс не могли объяснить до тех пор, пока не применили представление о туннельном эффекте.

Как и любая частица материи, α -частица, обладая волновыми свойствами и находясь в потенциальной яме (рис. 2.3), может принимать только дискретные значения энергии: E_1, E_2 и т. д.

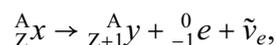
Рис. 2.3 – К объяснению туннельного просачивания α -частиц

Понятно, что вылетающие из ядра α -частицы будут иметь те же дискретные значения энергии. Поскольку вероятность просачивания сквозь барьер экспоненциально зависит от ширины барьера, стала понятной и сильная зависимость времени жизни радиоактивного ядра от значения энергии α -частицы: для ^{238}U $E_\alpha = 4,2$ МэВ и период полураспада $T = 4,5 \cdot 10^9$ лет; для ^{226}Ra $E_\alpha = 4,8$ МэВ, $T = 1,6 \cdot 10^3$ лет; для ^{222}Rn $E_\alpha = 5,5$ МэВ и $T = 3,8$ сут; для ^{218}Po $E_\alpha = 6,0$ МэВ, $T = 3$ мин; для ^{214}Po $E_\alpha = 7,07$ МэВ и $T = 1,6 \cdot 10^{-4}$ с [2, 4].

2.4.2 β -распад ядер

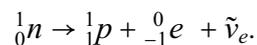
Существуют три вида β -распада: электронный (β^- -распад), позитронный (β^+ -распад), электронный захват (K -захват).

Электронный β^- -распад протекает по схеме

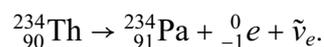


где $\tilde{\nu}_e$ — электронное антинейтрино (см. ниже).

Весь процесс протекает так, как если бы один из нейтронов превратился в протон:



Так как нейтроны есть у всех ядер, то β -активные ядра более многочисленны: у всех элементов есть изотопы, обладающие β^- -активностью. Примером β^- -распада может служить превращение тория (Th) в протактиний (Pa):



Не сразу стало ясно, что все происходит именно так. В отличие от α -распада, где α -частицы обладают строго определенными значениями энергий, электроны обладают самой разной кинетической энергией, от 0 до E_{\max} (рис. 2.4).

E_{\max} соответствует разности между энергией покоя ядра и суммой энергий покоя дочернего ядра и электрона. Но почему вылетают электроны с $E < E_{\max}$? Не выполняется закон сохранения энергии в этом процессе? Н. Бор допускал эту возможность. В 1932 г. В. Паули (1900–1958 гг.) высказал мысль, что при β -распаде вместе с электроном вылетает еще одна частица, которая и уносит энергию, равную разности между E_{\max} и энергией вылетевшего электрона.

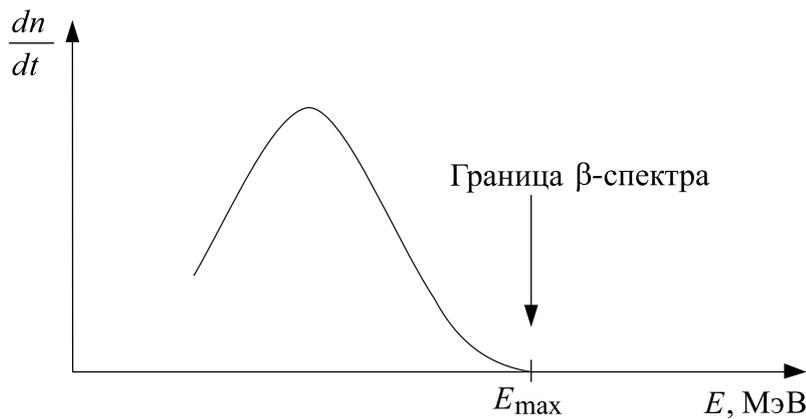


Рис. 2.4 – Примерная зависимость интенсивности вылетающих электронов от их энергии



.....
 По предложению Э. Ферми (1901–1954 г.) она была названа нейтрино (нейтрончик); им же в 1933–1934 г. была создана теория β -распада, в которой нейтрино имел следующие характеристики: энергия покоя равна нулю, электрический заряд равен нулю, спин равен $\hbar/2$.

Непосредственное экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено только в 1956 г. (В 1953 г. Рейнесом и Коуэном (США) было зафиксировано, как потом выяснилось, антинейтрино, см. 4.4.4.)



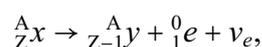
.....
 Разгадка природы β -распада позволила разгадать одно из фундаментальных свойств элементарных частиц — рождение элементарных частиц. В ядре нет ни электронов, ни нейтрино. Вылетая отсюда, они рождаются при распаде нейтрона. Обе эти частицы не входят в нейтрон, они именно рождаются.

Погибло представление об элементарных частицах как о неделимых кирпичиках мироздания. Частицы могут рождаться и уничтожаться, но вот электрический заряд не рождается и не исчезает, *заряд вечен*. Сформировался новый взгляд на законы сохранения.

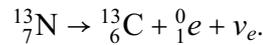
В целом теория β -распада дала три важных следствия:

- 1) способность частиц рождаться и «исчезать»;
- 2) была «открыта» новая частица — нейтрино;
- 3) был открыт новый вид фундаментальных взаимодействий — слабое взаимодействие.

Позитронный β^+ -распад. Схема распада:



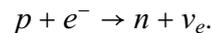
где ν_e — электронное нейтрино; 0_1e — позитрон; $\bar{\nu}_e, {}^0_1e$ — античастицы по отношению к тем, что рождаются при β^- -распаде. Пример реального β^+ -распада:



.....
 Процесс β^+ -распада происходит только у искусственных ядер и протекает так, как если бы один из протонов превратился в нейтрон, испустив позитрон и нейтрино. Для свободного протона такой процесс невозможен, так как масса протона меньше массы нейтрона. Но в ядре протон может позаимствовать требуемую энергию у других нуклонов.

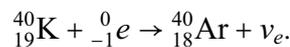
Образовавшийся в результате распада ион превращается в нейтральный атом, испуская один из электронов оболочки атома.

Электронный захват (K-захват). Этот вид распада заключается в том, что ядро поглощает один из электронов 1-й, 2-й и даже 3-й оболочки (чаще все-таки первой, K-оболочки). В результате один из протонов ядра превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино:

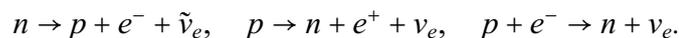


Электронный захват сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

Пример реального процесса:



Отличительной чертой β -распада является его внутринуклонное, а не внутриядерное происхождение. Все виды β -распада обусловлены следующими превращениями с участием нейтрино:



.....
 В этих процессах могут участвовать не только нуклоны, связанные в ядре, но и свободные нуклоны. Вызывают эти процессы только *слабые* взаимодействия [1–4].

2.4.3 γ -распад ядер

Этот вид распада состоит в испускании ядром γ -кванта без изменения Z и A . Энергия испускаемого γ -кванта 0,01–5 МэВ, что значительно меньше энергии покоя ядра. Спектр испускаемых γ -квантов дискретен благодаря дискретности энергетического спектра внутриядерного движения (оболочечная модель). Механизм γ -распада обусловлен взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем. Тем не менее γ -распад — явление внутриядерное, а не внутринуклонное, так как свободный нуклон может испустить γ -квант только виртуально.

Вероятность испускания возбужденным ядром γ -кванта в сильной степени зависит от величины спина начального и конечного состояния ядер. Если эти состояния значительно отличаются по величине спина, то испускание γ -кванта сильно подавлено.



.....
 Это объясняется тем, что γ -квант должен унести с собой большой момент импульса (\hbar), не унося большой энергии. Такие события происходят очень редко, из-за чего времена жизни таких γ -активных ядер могут достигать макроскопических величин, вплоть до нескольких часов, а иногда и больше. Столь долгоживущие возбужденные состояния ядер называют *изомерами*. Один из наиболее долгоживущих изомеров ^{236}Np — 5500 лет.



.....
 С γ -излучением конкурирует процесс, который называется *внутренней конверсией*. Это явление заключается в том, что ядро освобождается от энергии возбуждения, передавая ее непосредственно одному из электронов атомной оболочки. Механизм явления состоит в испускании ядром γ -кванта, который затем поглощается электроном оболочки. Электрон улетает или переходит на возбужденный уровень, а его место занимает электрон внешней оболочки, при этом испускается фотон характеристического рентгеновского излучения.

2.4.4 Эффект Мёссбауэра

С γ -излучением и поглощением γ -квантов ядрами, а именно с резонансным поглощением, связано одно из крупнейших открытий в физике XX века — эффект Мёссбауэра (Р. Мёссбауэр (1929–2011 гг.), открытие сделано 31 января 1958 г., Нобелевская премия, 1961 г.).



.....
Резонансное поглощение — поглощение γ -квантов такими же ядрами, какие являлись источником γ -квантов.

Рассмотрим два неподвижных и одинаковых ядра, но одно находится в возбужденном состоянии (источник), а другое — в стационарном состоянии (поглотитель). Возбужденное ядро переходит в стационарное состояние и при этом испускает γ -квант (тот же фотон, только энергия его \sim МэВ). При этом ядро испытывает отдачу (в силу закона сохранения импульса $|P_{\text{я}}| = |P_{\gamma}|$). Энергия перехода ядра из возбужденного состояния в стационарное (ΔE) делится между ядром и γ -квантом:

$$\Delta E = cP_{\gamma} + \frac{P_{\text{я}}^2}{2m_{\text{я}}},$$

где $P_{\text{я}}^2/(2m_{\text{я}})$ — нерелятивистское выражение для кинетической энергии ядра.

Всегда выполняется условие $\Delta E \ll m_{\text{я}} \cdot c^2$ — выделяющаяся энергия много меньше энергии покоя ядра. Подавляющую долю энергии уносит γ -квант, поэтому с высокой точностью можно считать, что $P_{\gamma} \cong (\Delta E)/c$. Следовательно, и $P_{\text{я}} \cong (\Delta E)/c$. Тогда

$$cP_{\gamma} = \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2m_{\text{я}} \cdot c^2},$$

где $\Delta E^2/(2m_{\text{я}} \cdot c^2)$ — энергия отдачи ядра. Именно на эту величину уменьшается энергия γ -кванта. Уменьшение энергии γ -кванта равносильно тому, что фотон образовался не при переходе из состояния E_1 , а из состояния E_2 (рис. 2.5).

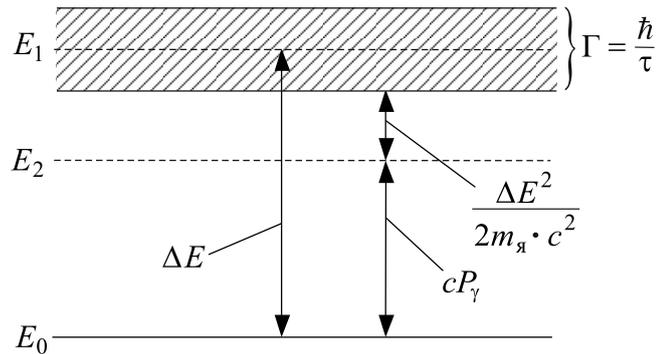


Рис. 2.5 – Схема, поясняющая уменьшение энергии γ -кванта

Поэтому энергии γ -кванта не хватает для возбуждения ядра-поглотителя, т. е. для перевода его из E_0 в состояние E_1 . Спасти положение может естественная ширина спектральной линии, т. е. неопределенность энергии возбужденного уровня $E_1(\Gamma)$, в соответствии с соотношением неопределенности $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$, где τ — время жизни возбужденного уровня. Если $\Gamma > [\Delta E^2/(2m_{\text{я}} \cdot c^2)]$, то резонансное поглощение может наблюдаться.

Например, у атомов $\tau \cong 10^{-8}$ с, энергия фотона $\Delta E \cong 1$ эВ, при этом

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \cong \frac{10^{-34}}{10^{-8}} \cong 10^{-26} \text{ Дж} \cong 10^{-7} \text{ эВ.}$$

Уменьшение энергии фотона для атома с $A = 50$:

$$\frac{\Delta E^2}{2m_{\text{я}} \cdot c^2} \cong \frac{(1 \text{ эВ}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 50 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16}} \cong 10^{-11} \text{ эВ.}$$

$\Gamma \gg [\Delta E^2/(2m_{\text{я}} \cdot c^2)]$, поэтому в атомах резонансное поглощение легко наблюдается.

Для ядер соотношение совсем другое. Например, для ядра ^{191}Ir (именно у этих ядер Р. Мёссбауер впервые наблюдал резонансное поглощение) $\tau \cong 10^{-10}$ с, энергия возбуждения $\Delta E = 129$ кэВ.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \cong \frac{10^{-34}}{10^{-10}} \cong 10^{-24} \text{ Дж} \cong 6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ.}$$

$$\frac{\Delta E^2}{2m_{\text{я}} \cdot c^2} \cong \frac{(129 \cdot 10^3)^2 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 191 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \cong 5 \cdot 10^{-2} \text{ эВ.}$$

$\Gamma \ll [\Delta E^2 / (2m_{\text{я}} \cdot c^2)]$, и такое соотношение присуще всем ядрам, поэтому резонансного поглощения ядер не наблюдалось.

Итак, резонансное поглощение γ -квантов невозможно! Так думали все до 1958 г. А если $m_{\text{я}} \rightarrow \infty$? Как? Да «связать» его в твердом теле (аналогия с безоткатным орудием). Никакой отдачи не будет. А чтобы не мешал эффект Доплера — охладить образец до низких температур.



.....
Испускание и поглощение γ -квантов без явления отдачи импульса и составляет сущность эффекта Мёссбауэра.

Поглотитель неподвижен, источник вращается на диске (у Мёссбауэра был патефонный диск, рис. 2.6).

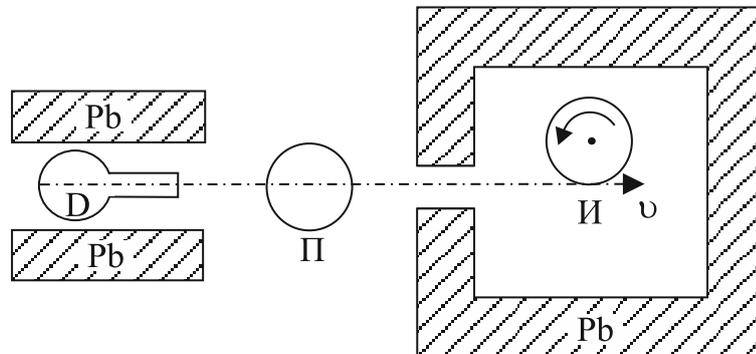


Рис. 2.6 – Схематическое изображение экспериментальной установки для исследования эффекта Мёссбауэра:

И — источник, П — поглотитель, D — детектор γ -квантов

Измеряется зависимость скорости счета γ -квантов от величины и направления скорости движения радиоактивного источника (рис. 2.7). При $v \neq 0$ линии испускания и поглощения сдвинуты относительно друг друга за счет эффекта Доплера. При $v \ll c$:

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{v}{c}.$$

При $v = 0$ линии испускания и поглощения совпадают и происходит резонансное поглощение γ -квантов; скорость счета γ -квантов резко падает.



.....
 Огромная важность этого открытия состоит в том, что эффект Мёссбауэра позволяет измерять изменение энергии с огромной точностью (относительная точность метода $\approx 10^{-15}$ – 10^{-16}). Эффект позволяет обнаружить даже ничтожное влияние, которое оказывает электронная оболочка атома на ядро.

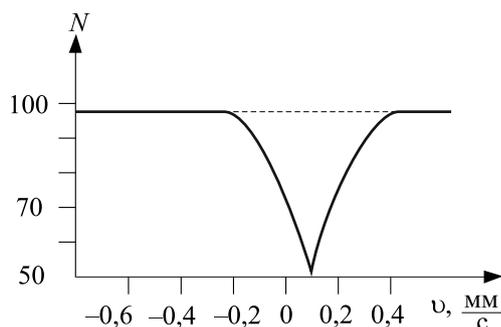


Рис. 2.7 – Типичная зависимость скорости счета γ -квантов от скорости движения источника

А электронная оболочка зависит от структуры кристалла. Поэтому в физике твердого тела эффект Мёссбауэра применяется для изучения динамики кристаллической решетки и для исследования внутренних электрических и магнитных полей кристаллов. В ядерной физике эффект Мёссбауэра применяется для измерения времени жизни возбужденных состояний ядер (через Γ), для определения спина, магнитных моментов ядер.

Гравитационное красное смещение. В 1960 г. Р. Паунд и Дж. Ребка, используя эффект Мёссбауэра, экспериментально измерили смещение спектральных линий, обусловленное гравитационным полем Земли. Источник γ -квантов находился у основания башни Гарвардского университета (США), поглотитель — наверху башни высотой 22,6 м. Гравитационное смещение происходит на величину

$$\Delta E = \frac{h\nu}{c^2} gh; \quad \frac{\Delta E}{h\nu} = \frac{gh}{c^2} = 2,46 \cdot 10^{-15}.$$

Это изменение в пределах чувствительности эффекта Мёссбауэра, и оно было измерено.



Контрольные вопросы по главе 2

1. Что такое «распад ядра»?
2. Закон радиоактивного распада.
3. Виды радиоактивных распадов: α , β , γ — их основные свойства.
4. Какие фундаментальные открытия были сделаны при изучении β -распада ядер?
5. Использование закона радиоактивного распада в качестве атомных часов на примере радиоуглеродного метода.
6. В чём суть эффекта Мёссбауэра?

Глава 3

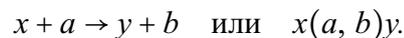
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

3.1 Общие положения. Пороговая энергия



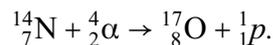
.....
Ядерной реакцией называется процесс сильного взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, приводящий к преобразованию ядра.
.....

Взаимодействие происходит при сближении частиц до расстояния $r \cong 10^{-15}$ м благодаря действию ядерных сил (сильному взаимодействию). Наиболее распространенным видом ядерной реакции является взаимодействие легкой частицы «а» с ядром «х», в результате образуется новое ядро «у» и новая частица «b»:

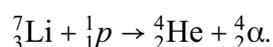


В качестве легких частиц чаще всего выступают n , p , дейтрон, α -частица, γ -квант.

Впервые ядерная реакция была осуществлена Резерфордом в 1919 г. При облучении азота α -частицами некоторые ядра азота превращались в ядра кислорода, испуская протон:



Резерфорд пользовался α -частицами, полученными в результате естественной радиоактивности. Первая ядерная реакция с помощью искусственно ускоренных частиц осуществлена Кокрофтом и Уолтоном в 1932 г. Использовался линейный ускоритель с генератором Ван-де-Граафа, позволявший разгонять протоны до $E = 0,8$ МэВ:





.....

Наибольшее значение имеют реакции, вызываемые нейтронами. Вероятность захвата нейтрона ядром тем больше, чем меньше скорость нейтрона, т. е. у медленных или тепловых нейтронов. *Медленные нейтроны* такие, у которых длина волны де Бройля превышает радиус ядра. Их энергия не превышает 100 кэВ. Нейтроны с энергией до 0,5 эВ называются *тепловыми*.

При протекании ядерных реакций «работают» все точные законы сохранения:

- 1) закон сохранения энергии;
 - 2) закон сохранения импульса;
 - 3) закон сохранения момента импульса;
 - 4) закон сохранения электрического заряда;
 - 5) закон сохранения барионного заряда (массового числа);
 - 6) закон сохранения лептонного заряда.
-

Ядерные реакции могут сопровождаться как выделением (экзотермические), так и поглощением (эндотермические) энергии. Это определяется разностью энергий покоя (масс) исходных и конечных ядер. Если сумма масс образующихся ядер превосходит сумму масс исходных ядер, то реакция идет с поглощением энергии.

Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой кинетической энергии налетающей нейтральной частицы (n , γ). Если налетает положительно заряженная частица (p , α , ядро), то минимальная кинетическая энергия определяется необходимостью преодолеть потенциальный барьер кулоновского отталкивания.

А вот эндотермическая реакция требует от налетающей частицы некоторой пороговой энергии ($E_{\text{пор}}$). Найдем ее.

Доказательство. Предварительно введем понятие «энергетический выход реакции»:

$$Q = c^2 \cdot (\sum m_i - \sum m_i^*),$$

где $\sum m_i$ — сумма масс до реакции; $\sum m_i^*$ — сумма масс после реакции.

В случае эндотермической реакции $Q < 0$.

Обозначим m_1 — масса налетающей частицы, m_2 — масса ядра-мишени. Рассмотрим нерелятивистский случай, поскольку ядра — тяжелые частицы. Задачу решим в системе отсчета, где мишень покоится.

В силу закона сохранения импульса суммарный импульс частиц после реакции (P_{Σ}) равен сумме импульсов частиц до реакции:

$$\vec{P}_{\Sigma} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2, \text{ т. к. } \vec{P}_2 = 0, \text{ то } \vec{P}_{\Sigma} = \vec{P}_1, \quad E_{\text{пор}} = \frac{P_{\Sigma}^2}{2(m_1 + m_2)} + |Q|. \quad (3.1)$$

Первый член этого равенства — кинетическая энергия разлетающихся частиц. С другой стороны, эта энергия берется от налетающей частицы:

$$E_{\text{пор}} = \frac{P_1^2}{2m_1}. \quad (3.2)$$

Выразим из (3.2) P_1^2 и подставим в (3.1):

$$E_{\text{пор}} = \frac{2m_1 \cdot E_{\text{пор}}}{2(m_1 + m_2)} + |Q|; \quad E_{\text{пор}} \left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2}\right) = |Q|, \quad (3.3)$$

$$E_{\text{пор}} = |Q| \cdot \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right).$$

3.2 Деление ядер

В 1938 г. немецкие ученые О. Ган (1879–1968 гг.) и Ф. Штрассман (1902–1980 гг.) открыли, что при облучении урана нейтронами образуются элементы из середины периодической системы Менделеева (барий и лантан). Объяснение этому дали Л. Мейтнер (1878–1968 гг.) и О. Фриш (1904–1979 гг.).

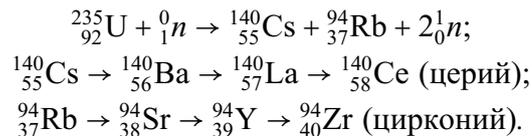
Они высказали предположение, что захватившее нейтрон ядро урана делится на примерно равные части — *осколки деления*. Потом выяснилось, что более вероятно деление, при котором образуются осколки, массы которых относятся как 2:3. Удельная энергия связи для ядер средней массы примерно на 0,85 МэВ больше, чем у тяжелых ядер. Отсюда ясно, что будет выделение энергии ($\cong 200$ МэВ при одном акте деления).



.....
 Но главное в том, что при делении каждого ядра освобождается несколько нейтронов: относительное число нейтронов в тяжелых ядрах больше, чем в средних, осколки оказываются перегруженными нейтронами и выделяют их по несколько штук. Следовательно, возможна саморазвивающаяся цепная реакция.

Выделение нейтронов не устраняет полностью перегрузку осколков нейтронами. Поэтому осколки оказываются радиоактивными и претерпевают несколько β^- -распадов, сопровождаемых испусканием γ -квантов.

Пример:



Последние ядра являются стабильными.

Фактически реакцию деления урана открыли Ирен Кюри и ее ассистент П. Савич. Все началось с экспериментов Э. Ферми: он последовательно брал элементы из таблицы Д. И. Менделеева, облучал их нейтронами и получал элементы с большим атомным весом. При облучении урана результаты получились непонятными,



.....
 Реакторы с замедлителем бывают *гомогенными* (ядерное топливо и замедлитель представляют собой однородную смесь) и *гетерогенными* (ядерное топливо в активной зоне располагается дискретно в виде вертикальных стержней, называемых тепловыделяющими элементами — твэлами), рисунок 3.1.

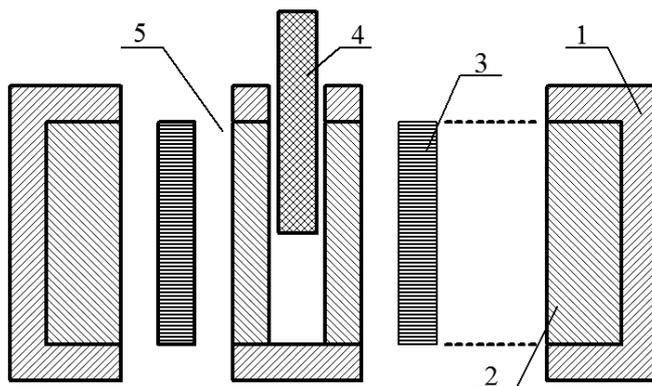


Рис. 3.1 – Схема разреза части гетерогенного реактора: 1 — отражатель, 2 — замедлитель, 3 — ТВЭЛ, 4 — регулирующий стержень, 5 — канал охлаждения

Первый реактор, построенный Э. Ферми, был гетерогенным реактором, собранным из 45 тонн природного урана и 450 тонн графита, мощность 100 кВт. Сходными параметрами обладал и первый реактор в СССР, построенный в 1946 г. (50 тонн урана, 500 тонн графита), мощность 10 кВт.

Если $k = 1,01$, то уже будет взрыв. Регулирование цепной реакции в реакторе на тепловых нейтронах осуществляется путем введения в активную зону вертикальных стержней из кадмия, карбида бора и других веществ, сильно поглощающих нейтроны.

При работе ядерного реактора происходит накопление продуктов деления и образование трансурановых элементов.



.....
 Накопление радиоактивных элементов называется *отравлением* реактора, а накопление стабильных продуктов — *зашлаковыванием*.

Отравление вызывается преимущественно ^{135}Xe , который, претерпевая β -распад с периодом $\tau = 9,2$ часа, превращается в практически стабильный цезий (^{135}Cs). Отравление и зашлаковывание приводит к уменьшению k и, следовательно, уменьшению мощности реактора. Поэтому регулирующие стержни сначала погружают глубоко в активную зону, затем, по мере выгорания ядерного топлива, их постепенно поднимают.

Важная роль в ядерной энергетике в настоящее время отводится реакторам-размножителям (бридерам). Это такие реакторы (на быстрых нейтронах), в кото-

рых происходит не только выработка энергии, но и наработка (расширенное воспроизводство) делящегося материала. Используются реакции $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$ и $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$. Выделение образующихся ^{239}Pu и ^{233}U из урана и тория соответственно происходит химическим путем, что существенно дешевле и быстрее, чем методы диффузии и центрифугирования.

Сейчас применяется обогащенный ^{238}U с высоким содержанием ^{235}U (до 30%); ^{232}Th как сырье пока не нашел применения; он не образует богатых месторождений, и технология извлечения его из руд сложнее технологии извлечения урана. Но запасы тория в десятки раз больше, чем урана.

Ядерные реакторы на тепловых нейтронах могут «сжечь» 0,5–1% урана, бридеры — в десятки раз больше.

Основные недостатки реакторов.

1. Эксплуатация ядерных реакторов, использующих реакцию деления, требует высочайшей квалификации обслуживающего персонала, соблюдения чрезвычайно жестких норм техники безопасности. Разработка надежной конструкции, изготовление реактора — дорогое удовольствие. Аварии на ядерных реакторах могут привести не только к человеческим жертвам, но и серьезным экологическим катастрофам, последствия от которых могут ощущаться десятки и сотни лет.
2. Но главный недостаток — до сих пор не решена проблема, что делать с отработавшими ядерными реакторами. Они содержат много радиоактивных элементов с периодом полураспада в десятки и сотни лет: у ^{90}Sr $T = 24\,000$ лет.

Захоронение ядерных отходов — крупная проблема человеческой цивилизации в настоящее время.

3.3 Термоядерные реакции

Ядерный синтез, т. е. слияние легких ядер, также сопровождается выделением огромной энергии. Чтобы преодолеть потенциальный барьер кулоновского отталкивания, необходима энергия

$$E = \frac{k \cdot z_1 \cdot z_2 \cdot e^2}{r},$$

где $r \cong 2 \cdot 10^{-15}$ м — расстояние начала действия ядерных сил. Даже для $z_1 = z_2 = 1$ $E \cong 0,7$ МэВ. На долю каждого ядра приходится энергия $E_1 = 0,35$ МэВ, этой энергии соответствует температура $T \cong 2 \cdot 10^9$ К, поэтому реакция синтеза называется термоядерной реакцией. Из-за максвелловского распределения по скоростям возможно уменьшение этой цифры до $T \cong 10^8$ К. Но в любом случае — это огромная температура, которую не так просто получить и поддерживать.

Особенно благоприятны условия для слияния легких ядер дейтерия (D) и трития (T).

На рисунке 3.2 изображены зависимости сечения реакции от энергии налетающих ядер для некоторых реакций. В ядерной физике вероятность взаимодействия

измеряется в барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$), поэтому называется *сечением* (*взаимодействия, реакции*).

Видно, что при $E \cong 100 \text{ кэВ}$ вероятность слияния ядер Д и Т почти в 10^3 раз выше, чем в других реакциях. Именно эти вещества образуют заряд водородной бомбы.

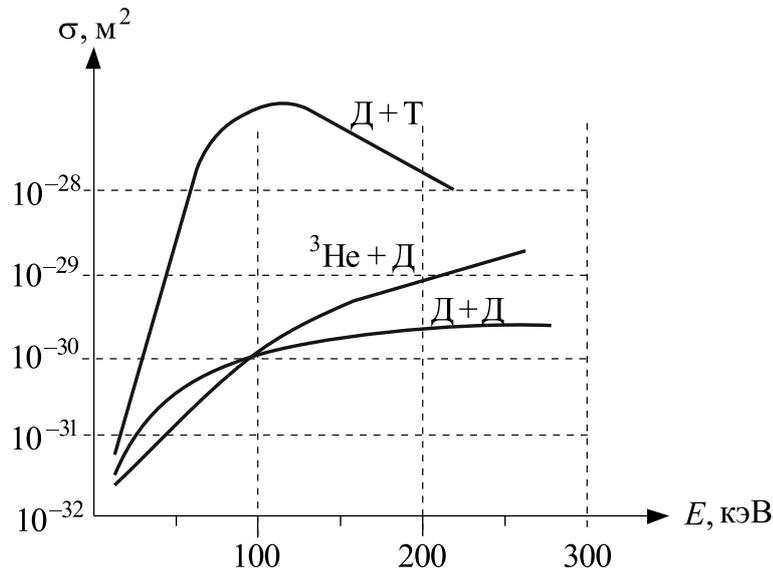
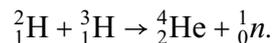


Рис. 3.2 – Зависимость сечения реакции ядерного синтеза от энергии налетающего ядра

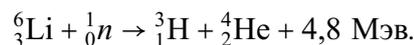


.....
 Запалом служит обычная атомная бомба, ее роль — создать необходимую температуру $T \cong 10^8 \text{ К}$.



.....
 Энергетический выход этой реакции $Q = 17,6 \text{ МэВ}$; она распределяется так: $3,5 \text{ МэВ}$ уносит α -частица, $14,1 \text{ МэВ}$ — нейтрон. На один нуклон приходится $17,6/5 = 3,5 \text{ МэВ}$, что почти в 4 раза больше, чем при реакции деления.

Тритий радиоактивен, период полураспада его равен 12,5 лет, поэтому в природе он не встречается. В водородной бомбе в качестве «горючего» используется смесь дейтерия с литием (Li). Образующиеся во время взрыва атомной бомбы нейтроны взаимодействуют с Li:



Мало того, что в результате этой реакции образуется тритий, который затем вступает в реакцию синтеза с ядрами дейтерия, так еще выделяется $4,8 \text{ МэВ}$ энергии. (Идея именно этой реакции принадлежит А. Сахарову.) [2].

3.3.1 Проблемы управляемой термоядерной реакции

В водородной бомбе реакция синтеза носит неконтролируемый характер. Для осуществления управляемой термоядерной реакции необходимо создать и поддерживать в некотором объеме $T \geq 10^8$ К.

Разогнать заряженную частицу до энергии 100–200 кэВ очень просто в ускорителе или даже в конденсаторе, достаточно приложить разность потенциалов 100–200 кВ. Осталось направить пучок ускоренных ядер на мишень, и все — реактор готов. Но не тут-то было. Дело в том, что сечение ионизации $\sim 10^{-20}$ м², примерно в 10^8 раз больше, чем сечение реакции Д + Т. На каждый акт ионизации тратится 30–40 эВ. Умножив это на 10^8 , получим, что мы должны затратить энергии в несколько раз больше, чем получим.

Мишень должна состоять из ядер, т. е. быть в виде плазмы, причем горячей. Но если есть горячая плазма — не нужен пучок. Достаточно, чтобы в плазме были необходимые для реакции ядра Д и Т.

Реактор сможет поддерживать самого себя и отдавать еще сверх этого некоторую энергию потребителям только в том случае, если в результате реакции будет выделяться мощность большая, чем мощность всех потерь. Потери энергии связаны в основном с потерями на излучение (вспомните закон Стефана–Больцмана!) и недостаточно хорошей теплоизоляцией плазмы. Нейтрон забирает 80% всей выделяющейся энергии и, обладая огромной проникающей способностью, уносит $\cong 14$ МэВ за пределы плазмы.



.....
 Поддерживать плазму в горячем состоянии могут только ядра гелия. И чтобы α -частица отдала всю энергию ядрам Д и Т, плазма должна быть достаточно плотной в большом объеме. Часть энергии, которую уносит нейтрон на стенки камеры и которая выделяется там в виде тепла, можно превратить в электроэнергию (ради этого, собственно, и разрабатываются реакторы), а часть вернуть обратно в плазму.

Расчеты показывают, что КПД такого процесса вряд ли будет больше 30%. В плазму можно вернуть энергию

$$E = E_{\alpha} + \eta \cdot E_n,$$

где E_{α} — энергия α -частицы; E_n — энергия нейтрона; η — КПД.

Из расчёта баланса тепла в плазме реактора следует, что для успешной работы реактора должно выполняться условие:

$$n \cdot \tau \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3},$$

где n — концентрация ядер, τ — время удержания плазмы с такой концентрацией.

Это так называемый критерий Лоусона (Д. Лоусон (1923–2008 гг.), английский физик). Для других реакций он будет еще жестче.

Чтобы представить себе цифры, входящие в критерий Лоусона, возьмем смесь Д и Т такой же плотности, как у воздуха при атмосферном давлении $n \cong 2 \cdot 10^{25}$ м⁻³.

Тогда из критерия получим $\tau \cong 10^{-5}$ с. Кажется немного! Но при такой концентрации и температуре $\cong 10^8$ К давление

$$P = nkT = 2 \cdot 10^{25} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^8 \cong 3 \cdot 10^{10} \text{ Па} \cong 300\,000 \text{ атм} !$$

Удержать плазму даже в течение 10 мкс при таком давлении — проблема. Если исходить из того, чтобы при $T \cong 10^8$ К давление было равно атмосферному, необходимо $\tau = 1\text{--}2$ с. Вот эти-то 1–2 с устойчивости плазмы не удается получить до сих пор.

Наиболее перспективными с точки зрения удержания плазмы являются токамаки (тороидальные камеры с магнитными катушками), предложенные советскими учеными Л. Арцимовичем (1909–1973 гг.), М. Леонтовичем (1903–1981 гг.), Б. Кадомцевым (1928–1998 гг.). Самый крупный из действующих токамаков в СССР Т-10 (запущен в 1975 г.) имеет следующие параметры: индукция магнитного поля $B = 50$ кГс (5 Тл), объем плазмы 5 м^3 , ток шнура 800 кА, $T \cong 1,2 \cdot 10^7$ К; $\tau = 0,07$ с; $n = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; $n \cdot \tau \geq 6 \cdot 10^{18} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3}$. На токамаке TFTR (США), запущенном в 1983 г., достигнуты значения: $B = 5,2$ Тл; ток $2,5 \cdot 10^6$ А; $T = 2 \cdot 10^8$ К; $\tau = 0,19$ с; $n = 10^{20} \text{ м}^{-3}$. До критерия Лоусона осталось увеличить $n \cdot \tau$ «всего» в 10 раз. Но этот порог не преодолен до сих пор.

Инерционное удержание плазмы. А может быть совсем не удерживать плазму? Эта идея возникла даже раньше, чем идея магнитного удержания. При взрыве водородной бомбы $T \cong 10^8$ К давление достигает миллионов атмосфер; плазма разлетается очень быстро, но . . . не мгновенно. Мгновенному разлету плазмы препятствуют силы инерции и требуется $\sim 10^{-6}$ с, чтобы преодолеть действие сил инерции. За это время и успевает выделиться колоссальная энергия взрыва. Но как нагреть плазму так быстро и чтобы этот процесс был управляемым? Об инерционном удержании вспомнили только тогда, когда появились лазеры. Замечательное свойство лазерного луча — концентрировать колоссальную мощность в небольшом объеме — немедленно породило идею использовать лазерный луч для быстрого нагрева небольших крупинок вещества до термоядерной температуры. Здесь тоже произойдет взрыв, но если крупинка мала, взрыв будет несильным и его энергию можно использовать в мирных целях.

Вначале все казалось просто. Берем смесь Д + Т, замораживаем, готовим небольшие твердые шарики, затем фокусируем на шарик луч лазера — вот и все. Концентрация атомов в твердом водороде $n = 4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Чтобы получить $n \cdot \tau \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3}$, требуется $\tau \cong 2 \cdot 10^{-9}$ с. При этом крупинка должна иметь радиус $r = 2,5$ мм (горошина). На нагрев такого шарика за время τ до 10^8 К требуется $12 \cdot 10^6$ Дж. Но на деле получилось все гораздо сложнее: неравномерный нагрев мишени, отражение лазерного луча от образовавшейся плазмы, приводящее к разрушению лазера после первого же выстрела. Окончательный механизм поглощения лазерного света и процессы, которые его сопровождают, не выяснены до сих пор. Начали делать сложные мишени (до 6-ти оболочек): LiH, Ta, слой ДТ-топлива, полости Au, ДТ-топливо — это не дало заметного прогресса. Нужны специальные мощные лазеры. Например, советский лазер «Дельфин» состоит из 12 каналов, в каждом из которых по 18 пучков: итого 216 пучков. В американской установке «Шива-Нова» 50 каналов. Оптическая система лазера — это надводная часть айсберга. В подвалах скрывается гораздо большая его часть — система питания и охлаждения. В случае CO₂-лазера — это еще и газовое хозяйство. Система

питания «Шива-Нова» состоит из 50 тысяч конденсаторов на 20 кВ каждый. В этой батарее запасается 250 МДж энергии, чтобы питать 17 тысяч ламп накачки лазера. Из-за низкого КПД лазера (0,1–5%) мощность питания лазеров превосходит по мощности системы питания самых больших токамаков.

Проблема — реактор. При каждом выстреле должно выделяться $\sim 10^9$ Дж энергии — это равносильно взрыву 250 кг тротила (хорошая фугаска). И вот такая фугаска должна взрываться каждую секунду, а то и чаще. Стенки реактора должны быть достаточно прочными, чтобы выдержать бомбардировку их α -частицами и нейтронами.

Теоретически и экспериментально прорабатываются и другие способы управляемого термоядерного синтеза.



.....
Вместо пучков лазеров можно использовать *пучки электронов*.
.....

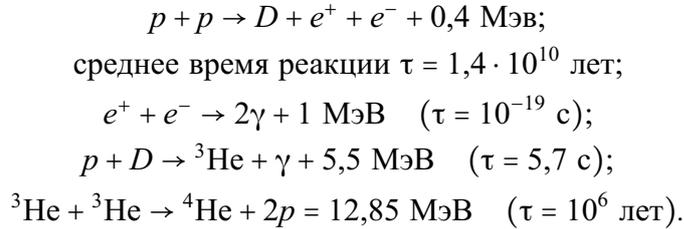
В СССР планировали построить установку «Ангара-5», где предполагалось облучение мишени 48-ю электронными пучками. Каждый из 48 модулей представляет собой ускоритель, создающий пучок электронов с энергией 2 МэВ и током 0,8 МА, длительность пучка 90 нс, энергия 100 кДж. Все 48 пучков могут вложить в мишень 5 МДж за 30 нс. Но из-за недостатка финансирования эта работа так и не доведена до конца.

Еще в самом начале работ над термоядерной проблемой возникла изящная идея использовать так называемый *мюонный катализ*. Если вместо электрона на орбиту вокруг ядра «посадить» мюон (μ), то радиус такого атома будет в ≈ 200 раз меньше радиуса нормального атома водорода, а это уже близко к действию ядерных сил и можно обойтись для сближения ядер без столь высоких температур. Основная трудность в том, что мюон — нестабильная частица ($\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ с). Следовательно, мюоны должны рождаться здесь же, где в следующее мгновение будет происходить реакция синтеза Д и Т. Мюоны образуются в результате распада пионов (π^-), минимальная энергия, необходимая для образования π^- , 140 МэВ; с учетом КПД установки на производство одного μ потребуется $\approx 5 \cdot 10^3$ МэВ, что значительно превышает ту энергию, которая выделится в результате синтеза. Но работы в этом направлении ведутся. Все, о чем говорилось выше, — условия для *начала термоядерной реакции*. Есть проблема, к исследованию которой практически не приступали, — проблема стенки реактора. Она должна выдерживать огромный поток тепла (~ 600 кВт \cdot м⁻²), кроме того, под действием бомбардировки все твердые материалы становятся хрупкими, и стенка будет разрушаться, следовательно, ее нужно будет менять время от времени. Но под действием бомбардировки нейтронами стенка реактора будет радиоактивной, и замена реактора возможна только с помощью роботов, которых еще нет [2, 3].

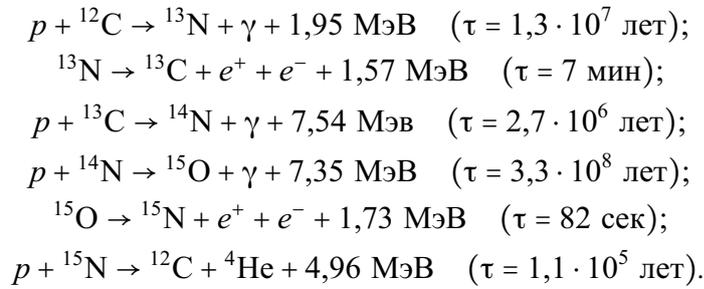
3.3.2 Термоядерные реакции в звездах

В 1938–1939 гг. Х. Бете (1906–2005 гг.) провел анализ термоядерных реакций, протекающих внутри звезд главной последовательности (к ним относится и наше Солнце), рассчитал энергетический выход реакций и доказал, что именно реакции

синтеза являются источником «неиссякаемой» энергии звезд. Звезда вспыхивает, т. е. начинает излучать, когда гравитационное сжатие создает условия для протекания реакции *водородного* цикла:



Всего выделяется 26,7 МэВ. При этом 0,5 МэВ уносит нейтрино. После выгорания водорода звезда начинает сжиматься, и при достижении более высоких значений температуры и давления внутри звезды начинаются реакции углеродно-азотного цикла:



Выделяется 25,03 МэВ; 1,7 МэВ уносят нейтрино. В результате цикла снова получается ${}^{12}\text{C}$ (3 α -частицы), а из 4-х протонов образуется He.

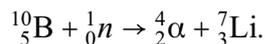


Пример 3.1

Реакция ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$ идет при бомбардировке бора нейтронами, скорость которых очень мала (тепловые нейтроны). Какая энергия (Q) при этом выделяется? Пренебрегая скоростями нейтронов и ядер бора, найти скорость (v) и кинетическую энергию (W) α -частиц.

Решение:

Полная запись реакции:



Взяв из приложения А (табл. А.1 и табл. А.2) необходимые массы, найдем энергетический выход реакции:

$$Q = (10,013 + 1,0087 - 4,0026 - 7,016) \cdot 931,5 = 2,89 \text{ МэВ}.$$

Эта энергия распределяется между ядрами Li и He обратно пропорционально их массам. Закон сохранения импульса:

$$0 = \bar{P}_\alpha + \bar{P}_{\text{Li}}.$$

Следовательно:

$$P_\alpha = P_{Li} \quad (3.4)$$

(обозначим $P_{Li} = P_1$).

Закон сохранения энергии:

$$\frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} = Q. \quad (3.5)$$

Учитывая (3.4):

$$\frac{P_\alpha^2}{2m_1} + \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} = Q.$$

$$\frac{P_\alpha^2}{2} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_\alpha} \right) = Q; \quad \frac{P_\alpha^2}{2} \left(\frac{m_1 + m_\alpha}{m_1 m_\alpha} \right) = Q; \quad P_\alpha^2 = \frac{2Q m_1 m_\alpha}{m_1 + m_\alpha}.$$

$$W_\alpha = \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} = \frac{2Q m_1 m_\alpha}{(m_1 + m_\alpha) 2m_\alpha} = \frac{Q m_1}{m_1 + m_\alpha} = \frac{2,89 \cdot 7,016}{7,016 + 4,0026} = 1,84 \text{ МэВ}.$$

$$W_\alpha = \frac{m_\alpha v^2}{2}; \quad v = \sqrt{\frac{2 \cdot W_\alpha}{m_\alpha}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,84 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{4,0026 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}}} = 0,94 \cdot 10^7 = 9,4 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

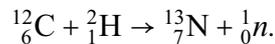


Пример 3.2

Искусственный изотоп азота $^{13}_7\text{N}$ получается бомбардировкой ядер углерода $^{12}_6\text{C}$ дейтронами. Написать уравнение реакции. Найти энергетический выход этой реакции и пороговую энергию дейтрона. Чему равна суммарная кинетическая энергия продуктов реакции при пороговом значении кинетической энергии дейтронов? Ядра углерода считать неподвижными.

Решение:

Реакция:



Энергетический выход реакции

$$Q = 931,5(12,0 + 2,014 - 13,0057 - 1,0087) = -0,37 \text{ МэВ}.$$

Пороговая кинетическая энергия

$$W_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) = 0,37 \left(1 + \frac{2}{12} \right) = 0,435 \text{ МэВ}.$$

Суммарная кинетическая энергия продуктов реакции

$$W = W_{\text{пор}} + Q = 0,435 - 0,37 = 0,065 \text{ МэВ}.$$



Контрольные вопросы по главе 3

1. Виды ядерных реакций. Что такое пороговая энергия?
2. Реакция деления тяжёлых ядер. Почему вероятность взаимодействия с ядром больше у медленных и тепловых нейтронов?
3. Какие основные проблемы возникают при практическом использовании ядерных реакторов?
4. Основные конструктивные элементы гетерогенных ядерных реакторов. Почему нужны именно такие элементы?
5. Каковы основные проблемы управляемой термоядерной реакции? Критерий Лоусона.

Глава 4

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Представление об элементарных частицах (ЭЧ) возникло с открытием дискретного строения материи (атома). Согласно этому представлению, материю невозможно дробить беспрельдно. Существуют микроскопические порции материи, которые не имеют внутренней структуры, но в различных комбинациях друг с другом создают все многообразие свойств природы. Эти предельно малые составляющие материи и были названы *элементарными частицами*. Их существование пока окончательно не доказано, остается гипотезой, проверка справедливости которой является важнейшей задачей физики элементарных частиц.

В современной физике термин «элементарные частицы» не употребляется в своем точном значении, а менее строго — для наименования большой группы частиц материи, подчиняющихся условию, что они не являются атомами или атомными ядрами. (Их иногда называют субъядерными частицами.)

4.1 История открытия элементарных частиц

1897 г. — Дж. Томсон (1856–1940 гг.) открыл *электрон* — первую элементарную частицу. Кстати, большинством физиков электрон как частица был признан только после опытов Р. Милликена (1868–1953 гг.) по измерению заряда электрона в 1911 г.

1919 г. — Э. Резерфорд открыл *протон*.

1905 г., 1923 г. — в 1905 г. А. Эйнштейн (1879–1955 гг.) ввел представление о дискретной квантовой структуре светового излучения (фотонная теория света). В 1923 г. А. Комптон (1892–1962 гг.) получил прямое доказательство существования *фотона*.

1932 г. — открыт *нейтрон* Дж. Чэдвигом (1891–1974 гг.).

1932 г. — К. Андерсен (1905–1991 гг.) открыл в космических лучах *позитрон* — первую античастицу.

1936 г. — К. Андерсен и Неддермайер открыли в космических лучах *мюон* (μ), тяжелый аналог электрона.

1947 г. — С. Пауэлл (1903–1969 гг.) совместно с Дж. Оккиалини (1907–1993 гг.) и Ч. Латтесом (1924–2005 гг.) в космических лучах открыли *заряженный пион* (π^+ , π^-).

1950 г. — С. Пауэлл и Дж. Оккиалини открыли *нейтральный пион* (π^0).

1953 г. — Ф. Рейнес (1918–1998 гг.) совместно с К. Коуэнном открыли экспериментально *антинейтрино* ($\bar{\nu}_e$).

1956 г. — они же открыли *электронное нейтрино* (ν_e).

1953 г. — открыт *сигма-плюс-гиперон* (Σ^+).

1954 г. — открыт *сигма-минус-гиперон* (Σ^-).

1955 г. — *антипротон* — первая тяжелая античастица.

1956 г. — *антинейтрон*.

1962 г. — *мюонное нейтрино* (ν_μ).

1974 г. — J/Ψ — частицы, первые из семейства *очарованных*.

1981 г. — *красивые частицы*.

1982–1983 гг. — W^+ , W^- , W^0 -бозоны, переносчики слабого взаимодействия и т. д.

К середине 80-х годов было открыто около $\cong 380$ элементарных частиц, причем ≈ 350 из них — так называемые резонансы.

На рисунке 4.1 показана кривая зависимости эффективного сечения взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами серебра.

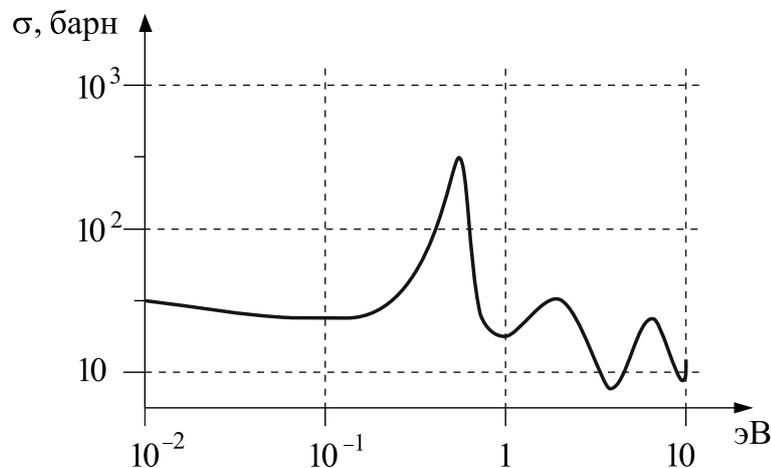


Рис. 4.1 — Зависимость эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами серебра (естественная смесь изотопов) от энергии нейтронов

Отчетливо видны резонансные пики взаимодействия с различными изотопами ядер серебра. Каждый изотоп — частица другого сорта (другая масса) — поэтому каждый такой резонанс рассматривался как частица, а сами частицы получили название резонансов.

4.2 Свойства и типы элементарных частиц

В силу малых размеров и масс элементарные частицы подчинены *квантовым* законам. Наиболее важное квантовое свойство всех элементарных частиц — способность рождаться и уничтожаться при взаимодействии с другими элементарными частицами. В этом отношении они полностью аналогичны фотонам: в атоме нет фотона, как составной части атома, но тем не менее атомы излучают фотоны.



.....
 Универсальным свойством элементарных частиц является существование *античастиц*.

Античастица отличается от частицы только знаком величины, имеющей смысл заряда. Зарядовой является величина, которая отвечает за силу взаимодействия с другими частицами: масса — в гравитационных взаимодействиях, электрический заряд — при электромагнитных взаимодействиях, странность — при взаимодействии странных частиц и т. д. Частицы, у которых эти величины равны нулю, тождественны своим античастицам и поэтому называются *истинно нейтральными*. Истинная нейтральность — более глубокое свойство, чем электрическая нейтральность. Например, нейтрон, у которого барионный заряд $B = 1$ не является истинно нейтральной частицей. К истинно нейтральным частицам относятся фотон, π^0 — нейтральный пион, η^0 — мезон, J/Ψ — мезон, Y — ипсилон-частица.

Так как каждая пара частица-античастица образуют истинно нейтральную систему, то эта пара может превратиться (и превращается) в другую истинно нейтральную систему, если только эти превращения не запрещены другими «незарядовыми» законами сохранения. В частности, при столкновении частицы и античастицы обе могут исчезнуть и превратиться в фотоны. Такой процесс называют *аннигиляцией*.

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Процесс, обратный аннигиляции, называется *рождением пар*.

Установлено четыре типа фундаментальных взаимодействий. Они отличаются интенсивностью процессов, которые они вызывают среди ЭЧ. Интенсивность, в свою очередь, зависит от энергии взаимодействующих частиц. В таблице 4.1 показано, какую долю от сильного взаимодействия, принятого за единицу, составляют интенсивности других взаимодействий при двух значениях энергии частиц.

Таблица 4.1 – Сравнительная характеристика взаимодействий

| Энергия | Сильное | Электромагнитное | Слабое | Гравитационное |
|-----------------|-------------------|------------------|----------------|----------------|
| 100 МэВ | 1 | 10^{-2} | 10^{-14} | 10^{-39} |
| 1 ГэВ | 1 | 10^{-2} | 10^{-10} | 10^{-38} |
| радиус действия | $\sim 10^{-15}$ м | ∞ | $< 10^{-17}$ м | ∞ |

Общим свойством всех фундаментальных взаимодействий является их способность вызывать распады частиц (может, кроме гравитационного). Стабильны только электрон, протон, нейтрино. Резонансы распадаются только за счет сильного взаимодействия за время $\tau > 10^{-14}$ с (нейтрон распадается за $\sim 10^3$ с).

По видам взаимодействий, в которых они участвуют, и величине спина все элементарные частицы делятся на три группы.

I. **Переносчики взаимодействий.** Фотоны — переносчики электромагнитных взаимодействий, W^+ , W^- , Z^0 -бозоны, переносчики слабых взаимодействий. Все переносчики имеют целочисленный спин: $S = 1$. У гипотетических переносчиков гравитационного взаимодействия — гравитонов — $S = 2$.

II. **Лептоны:** e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ и их античастицы (τ — таон, ν_τ — таонное нейтрино). У всех $S = 1/2$ (все — фермионы). Они участвуют в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Все лептоны на современном уровне знания можно назвать истинно элементарными частицами, так как у них пока не обнаружена внутренняя структура.

III. **Адроны** участвуют во всех взаимодействиях, в том числе и сильных (адрон — сильный). По величине спина адроны делятся на две группы. **Мезоны** ($S = 0, 1, 2, \dots$), сюда относятся π^+ , π^- , π^0 , k^+ , k^- и т. д. **Барионы** ($S = 1/2$) — нуклоны, гипероны и т. д. Протон — единственный стабильный барион.

4.3 Реакции взаимодействия элементарных частиц

В реакциях между элементарными частицами, как нигде, проявляется связь между энергией и массой. Наблюдается сколько угодно реакций, когда сумма масс продуктов реакции много больше (в десятки и сотни раз) суммы масс до реакции: $\sum m'_i \gg \sum m_i$. Найдем минимальное значение кинетической энергии ($E_{\text{пор}}$) налетающей частицы, при которой возможна эндотермическая реакция. Поскольку E_k должна быть большой, то следует рассматривать *релятивистский* случай.

Доказательство. Введем обозначения: m_1 — масса налетающей частицы, m_2 — масса частицы-мишени, m'_i — массы образовавшихся после реакции частиц. В лабораторной (неподвижной) системе координат законы сохранения импульса и энергии:

$$\vec{P}_1 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 + \vec{P}'_3 + \dots$$

$$E_1 + m_2 c^2 = E'_1 + E'_2 + E'_3 + \dots,$$

где E_1, E'_1, E'_2, E'_3 — полные энергии частиц.

В этой системе координат слишком много неизвестных. Воспользуемся следующим обстоятельством: в теории относительности доказывается, что

$$\left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum P_i \cdot c\right)^2 = \left(\sum E_0\right)^2,$$

где E_0 — энергия покоя, являющаяся инвариантом в любой системе координат, т. е.

$$\left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum P_i \cdot c\right)^2 = imv. \quad (4.1)$$

В нашем случае:

$$\left(E_1 + m_2 c^2\right)^2 - P_1^2 c^2 = \left(\sum m'_i\right)^2 \cdot c^4, \quad (4.2)$$

левая половина равенства записана в лабораторной системе координат, правая — в системе центра инерции, где частицы покоятся относительно друг друга.

Учтем, что $E_1 = c \cdot \sqrt{P_1^2 + m_1^2 \cdot c^2}$, откуда

$$E_1^2 = c^2 \cdot P_1^2 + m_1^2 c^4 \Rightarrow P_1^2 \cdot c^2 = E_1^2 - m_1^2 \cdot c^4 \Rightarrow (4.2);$$

$$E_1^2 + m_2^2 c^4 + 2m_2 c^2 E_1 - E_1^2 + m_1^2 c^4 = (\sum m_i')^2 \cdot c^4 \left| \frac{1}{c^2} \right|.$$

Полная энергия $E_1 = E_{1k} + m_1 \cdot c^2$, учтем и это:

$$2m_2 (E_{1k} + m_1 \cdot c^2) = (\sum m_i')^2 \cdot c^2 - m_1^2 \cdot c^2 - m_2^2 \cdot c^2;$$

$$2m_2 \cdot E_{1k} = (\sum m_i')^2 \cdot c^2 - c^2 \cdot (m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2);$$

$$(m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2) = (m_1 + m_2)^2.$$

Учтем, что $E_{1k} = E_{\text{пор}}$.

Окончательно:

$$E_{\text{пор}} = c^2 \frac{(\sum m_i')^2 - (m_1 + m_2)^2}{2m_2}. \quad (4.3)$$

В числителе разность квадратов масс покоя частиц после реакции и до реакции.

4.4 Характеристика взаимодействий элементарных частиц

4.4.1 Гравитационное взаимодействие

Это абсолютно универсальное взаимодействие (ему подчиняются даже частицы, не имеющие массы покоя (например, фотон)), но в мире элементарных частиц очень слабое. Предполагается, что при $r \sim 10^{-35}$ м (планковский радиус) гравитационное взаимодействие сравнивается с другими — все виды взаимодействия нивелируются.

4.4.2 Электромагнитное взаимодействие

С классической точки зрения (теории Максвелла) электромагнитное взаимодействие осуществляется через электромагнитное поле. Квантовая электродинамика (самая точная теория на сегодняшний день) «стоит» на том, что переносчиком любого взаимодействия является частица. Переносчиком электромагнитного взаимодействия является фотон. Поскольку фотон — безмассовая частица, радиус электромагнитного взаимодействия бесконечен (теоретически). Экспериментально проверена сфера действия от 10^{-17} до 10^8 м (больше 100 км никто не проверял, но нет никаких оснований не считать, что сфера действия электромагнитного взаимодействия равна размеру Вселенной). Из-за дальности действия эти силы во многих случаях оказываются главными даже в ядерных процессах. Например, осколки деления ядер разлетаются именно под действием электромагнитных сил.

Электромагнитные взаимодействия — это все электрические и магнитные явления, все оптические, химические и тепловые явления. Тем не менее в характере

электромагнитных взаимодействий есть ограничения. Не все системы являются электрически заряженными, так как есть положительные и отрицательные заряды, компенсирующие друг друга. А радиус взаимодействия нейтральных систем конечен (например, Ван-дер-Ваальсовы силы). Нейтральные частицы со спином (например, нейтроны) взаимодействуют только через магнитное поле, а оно значительно слабее электрического. Еще слабее силы электромагнитного взаимодействия между нейтральными и безспиновыми частицами (например, между нейтральными пионами, π^0).

4.4.3 Сильное взаимодействие

Сильному взаимодействию подвержены *адроны*, которые подразделяются на две группы: *барионы* — частицы с полуцелым спином и *мезоны* — частицы с целым спином. Все адроны, кроме протона, нестабильны и распадаются на другие частицы:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ и т. д.}$$

Барионы никогда не распадаются только на мезоны и лептоны. Чтобы охватить всю совокупность возможных распадов и «запретить» ненаблюдаемые, но возможные с точки зрения законов сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, вводится специальное квантовое число — барионный заряд (B). Считается, что $B = 1$ для бариона и $B = -1$ для антибариона. Для всех мезонов, лептонов и переносчиков взаимодействий $B = 0$. Во всех реакциях с участием любых элементарных частиц выполняется закон сохранения барионного заряда: алгебраическая сумма барионов равна const. Из этого закона следует, что рождение бариона должно сопровождаться рождением антибариона. Протон — самый легкий из барионов, поэтому он стабилен. (Экспериментально установлено, что время жизни протона $\tau > 10^{32}$ лет.)

Сильное взаимодействие подчиняется еще ряду законов, которые не выполняются для других взаимодействий. К их числу относится закон сохранения *изотопического спина* (понятие было введено В. Гейзенбергом в 1932 г.). Оказывается, что все адроны разбиваются на группы. В каждую группу входят частицы примерно с равными массами и совершенно одинаковыми внутренними характеристиками (спином и т. д.), но с разными электромагнитными свойствами (электрическими зарядами, магнитными моментами). Частицы из одной группы участвуют в *сильных взаимодействиях одинаково*, т. е. независимо от электрического заряда и магнитного момента. Эта независимость является физической симметрией, получившей название *изотопической* (или зарядовой) независимости сильных взаимодействий.

Группы из одинаковых по отношению к сильному взаимодействию частиц называются изотопическими мультиплетами. Объединение частиц в такие группы осуществляется с помощью *изотопического спина* (собственного изотопического момента). Формально эта величина не отличается от обычного спина, который характеризует электромагнитное взаимодействие. Изотопический спин также задается одним целым (или полуцелым) числом постоянных Планка (\hbar): $T = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ (частиц с $T > 3/2$ пока не обнаружено).

Число адронов в мультиплете, как и число проекций для обычного спина, $2T+1$ (сравните: $2l+1$). Изотопический дублет p и n : $T = 1/2$; проекция на ось « z »

$T_z(p) = +1/2$, $T_z(n) = -1/2$. С точки зрения сильных взаимодействий это одна и та же частица, только в разных зарядовых (с точки зрения электромагнитных взаимодействий) состояниях.

В сильных взаимодействиях изотопический спин любой системы не изменяется — закон сохранения изотопического спина.

Деление всех адронов на изотопические мультиплеты было первой удачной систематикой адронов (так называемая SU(2)-симметрия). Казалось, что вот еще чуть-чуть, и теория сильных взаимодействий будет построена. Но... вскоре были открыты *странные* частицы (они потому и названы странными, что не укладывались в разработанную систематику изотопических мультиплетов) [4].

Странные частицы *рождаются* при столкновениях обычных адронов *за счет сильного* взаимодействия, но при этом они обязательно возникают парами, что не следует из известных законов сохранения. Пришлось ввести новое квантовое число — *странность* (S^*) — и новый закон сохранения — *закон сохранения странности*. Потому странные частицы рождаются парами, что до взаимодействия $\sum S^* = 0$, тогда у одной из родившихся странных частиц $S^* = 1$, у другой — $S^* = -1$ ($\sum S^* = 0$ сохраняется). *Распадаются* странные частицы на обычные *за счет слабого* взаимодействия относительно медленно, за 10^{-8} – 10^{-10} с. (Это-то и было главной странностью!)

Пришлось отказаться от SU(2)-симметрии и создать SU(3)-симметрию, включающую в себя странность. Но вскоре были открыты очарованные (charm) частицы (1974 г.), затем красивые (bottom) (1981 г.), и стало ясно, что SU-симметрии — тупиковый путь.

4.4.4 Слабое взаимодействие

Физика слабого взаимодействия начинается с β -распада ядер, при котором ядра испускают электроны или позитроны. Кажущееся нарушение закона сохранения энергии привело к предсказанию существования *нейтрино*, которое было открыто экспериментально через 24 года. Затем было открыто, что существуют нейтрино трех типов: ν_e — электронное нейтрино, ν_μ — мюонное нейтрино, ν_τ — таонное нейтрино и три соответствующих им антинейтрино ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$). Напомним, что нейтрино является непременным спутником заряженных лептонов (e^- , μ^- , τ^-) и их античастиц (e^+ , μ^+ , τ^+). Нейтрино участвуют *только в слабых* взаимодействиях и играют в них существенную роль.

Нейтрино и антинейтрино представляют собой нейтральные лептоны. Спин всех типов нейтрино равен $\pm(1/2)\hbar$, т. е. это — фермионы. Нейтрино и антинейтрино отличаются друг от друга направлением проекции спина на направление импульса (спиральностью). Для нейтрино спиральность равна $-1/2$, для антинейтрино — $+1/2$ (направление импульса и спина совпадают).

Если бы существовали нейтрино только одного типа ν_e и $\bar{\nu}_e$, то были бы возможны многие процессы, которые *не наблюдаются* на опыте, например: $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$; $\mu^- = e^- + e^+ + e^-$; $\tau^- = e^- + \gamma$ и т. д. Чтобы запретить эти и подобные им процессы и объяснить, какие процессы возможны, а какие — нет, ввели новые аддитивные квантовые числа — *лептонные заряды* L_e , L_μ , L_τ — и установили три закона сохранения лептонных зарядов.

Электронный лептонный заряд

$$L_e = \begin{cases} +1 & (e^-, \nu_e), \\ -1 & (e^+, \tilde{\nu}_e), \\ 0 & (\text{все остальные частицы}). \end{cases}$$

Мюонный лептонный заряд

$$L_\mu = \begin{cases} +1 & (\mu^-, \nu_\mu), \\ -1 & (\mu^+, \tilde{\nu}_\mu), \\ 0 & (\text{все другие частицы}). \end{cases}$$

Таонный лептонный заряд

$$L_\tau = \begin{cases} +1 & (\tau^-, \nu_\tau), \\ -1 & (\tau^+, \tilde{\nu}_\tau), \\ 0 & (\text{все другие частицы}). \end{cases}$$

Закон сохранения лептонных зарядов: алгебраическая сумма лептонных зарядов сохраняется во всех процессах. С учетом сохранения этих зарядов распады частиц выглядят так:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu; \quad \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e \text{ и т. д.}$$

Закон сохранения лептонных зарядов подтвержден с большой точностью.

Слабое взаимодействие, в отличие от сильного и электромагнитного, не инвариантно относительно пространственного отражения (P — четности) и замены частицы на античастицу (C — четности). Неинвариантность слабых взаимодействий по отношению к пространственному отражению впервые обнаружена в 1957 г. в экспериментах группы ученых США под руководством Ц. Ву (1913–1997 гг.). Изучался β -распад поляризованных магнитным полем ядер ^{60}Co и измерялось распределение электронов в зависимости от угла θ между импульсом электрона и спином ядра. Опыт показал, что число электронов, вылетающих в одну и другую стороны (под углом θ и $\pi - \theta$), не одинаково. В этих же опытах было обнаружено и нарушение C-четности.

Нарушение P-четности было потом обнаружено в распадах: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e$ и других. То есть нарушение CP-четности является общим свойством слабого взаимодействия. Ответа на вопрос, *почему* в слабых взаимодействиях нарушается CP-четность, пока нет.

В слабых взаимодействиях нарушаются и законы сохранения странности (S^*), очарования (c) и красоты (b) [4].

Свойства нейтрино. Электрический заряд и магнитный момент нейтрино и антинейтрино всех типов равен нулю. Но нейтрино — не истинно нейтральная частица, так как у нее отличен от нуля лептонный заряд. Что касается массы нейтрино, то она либо очень мала, либо равна нулю. В первоначальной теории слабого взаимодействия Ферми считал, что $m_\nu = 0$, но не исключал возможности, что она есть, но очень мала.

Советские ученые Е. Ф. Третьяков, В. А. Любимов (институт экспериментальной и теоретической физики) в течение длительного эксперимента (несколько лет) нашли, что энергия покоя нейтрино

$$14 \text{ эВ} \leq E_{0\nu} \leq 46 \text{ эВ}, \text{ т. е. } 30 \pm 16 \text{ эВ} \left(\frac{m_e}{m_\nu} \cong 2 \cdot 10^4 \right).$$

Чтобы окончательно считать, что нейтрино обладают массой, необходимо подтверждение этих результатов другими лабораториями мира, но пока этого не случилось.

Нейтрино в природе образуются:

I. За счет реакций распада:

- $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$ (β^- -распад);
- $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ (β^+ -распад, только внутри ядер, так как $m_p < m_n$);
- $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ (электронный захват).

II. За счет ядерных реакций и слабых взаимодействий в недрах звезд (в том числе и внутри Солнца):

- $p + p \rightarrow \text{Д} + e^+ + \nu_e$; $p + p + e^- \rightarrow \text{Д} + \nu_e$ (Д — ядро дейтерия).

Эти нейтрино малой энергии образуют мощный поток от Солнца на Землю. (По расчетам каждую секунду через тело каждого из нас пролетает 10^{13} нейтрино.)

III. Более мощные потоки нейтрино могут возникать при коллапсе звезд (идея Я. Б. Зельдовича). При сжатии звезды электроны вдавливаются в протоны, при этом образуются нейтроны и испускаются нейтрино. По расчетам 15% энергии уносится именно нейтрино.

IV. Есть основания считать, что Вселенная заполнена более медленными реликтовыми нейтрино (с энергией $\sim 10^{-3}$ эВ), оставшимися от Большого взрыва. Концентрация их $\sim 150 \text{ см}^{-3}$. Может оказаться, что основная масса Вселенной сосредоточена именно в нейтрино.

V. Нейтрино высоких энергий образуются при рождении и распаде нестабильных частиц: в космических лучах, в реакторах и ускорителях (реактор мощностью 10^3 МВт излучает $2 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ нейтрино, уносящих $\sim 5\%$ мощности).

Схема получения пучков нейтрино (или антинейтрино). Используется протонный синхротрон в ЦЕРНе — кольцо из отклоняющих и фокусирующих электромагнитов, помещенных в подземный туннель длиной 7 км. Примерно 10^{13} протонов циркулирует в вакуумной трубе, делая $\cong 500\,000$ оборотов за 2 с и ускоряясь до энергии $\cong 400$ ГэВ. Затем пучок протонов выводят из кольца и стреляют по бериллиевой мишени. Образуются в основном пионы (π^+ , π^-). Опять длинная цепочка отклоняющих и фокусирующих магнитов (другая), предназначенных для отбора пионов одного знака и одинакового импульса. Затем пионы попадают в вакуумный туннель, где свободно летят и распадаются на мюоны и нейтрино: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ или $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ (длина этого туннеля $\cong 350$ м). Далее — стальной и каменный экраны,

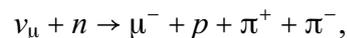
задерживающие любые частицы, кроме нейтрино. Весь цикл занимает $\cong 8$ с. Пучок нейтрино попадает в БЕПК (Большая европейская пузырьковая камера), в которой находится 10 тонн жидкой смеси водорода с неонам. Фотографируются треки частиц, образовавшихся в результате взаимодействия нейтрино с ядрами жидкости. Треки самих нейтрино не видны.

4.5 Единство природы электромагнитных и слабых взаимодействий

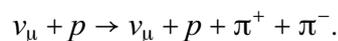
В 1957 г. Ю. Швингер (1918–1994 гг.) предположил, что слабое взаимодействие осуществляется путем обмена квантами некоего поля. Предполагалось, что, как и у фотона, спин этого кванта равен 1. Предполагалось наличие двух квантов, они были названы *промежуточными векторными W -бозонами* (W^- и W^+). В 1959 г. уже более подробную строгую аналогию между электромагнитным и слабым взаимодействиями развил Ш. Глэшоу (р. 1932 г.). Именно он выдвинул идею о тождественности обоих взаимодействий при сверхвысоких энергиях ($\sim 10^2$ ГэВ). Глэшоу оценил массу W -бозона (~ 30 ГэВ). Из теории следовало, что W -бозон и γ -квант — это разновидности одной частицы и, следовательно, у фотона должен быть тяжелый нейтральный аналог, его назвали Z^0 -бозоном.

В 1967 г. С. Вайнберг (США, р. 1933 г.) и А. Салам (Пакистан, 1926–1996 гг.), развивая идеи Глэшоу, создали законченную теорию *электрослабого* взаимодействия (оба, совместно с Глэшоу, получили Нобелевскую премию в 1979 г.).

До сих пор, говоря о слабых процессах, мы имели в виду взаимодействия *заряженных* слабых токов. *Нейтральными* называются токи, не меняющие электрических зарядов участвующих в них лептонов и кварков. Нейтральные токи истинно нейтральны: они не меняют не только заряды, но и другие квантовые числа частиц, они лишь переводят лептон или кварк в самих себя. Например, реакция слабых заряженных токов



а реакция слабых нейтральных токов



Вайнберг и Салам рассчитали вероятность процессов с нейтральными токами, осуществляемыми с помощью Z^0 -бозонов. (Заряженные токи — с помощью W^- - и W^+ -бозонов).

Собственно, они дали физическое объяснение Z^0 -бозону, нашли его место в слабом взаимодействии, указали четкую структуру слабого взаимодействия. (Заметим, что подобно фотону и глюону, бозоны — переносчики слабого взаимодействия — являются векторными, т. е. переносчики всех взаимодействий, кроме, может быть, гравитона, являются векторами.)

Теория Вайнберга и Салама давала значения масс промежуточных векторных бозонов в интервале 80–90 ГэВ. Поэтому их поиски начались только в 1981 г., когда в ЦЕРНе был запущен протон-антипротонный коллайдер (ускоритель на встречных

пучках) на 270 ГэВ в каждом пучке. В 1982 г. W^- - и W^+ -бозоны были обнаружены. Треков они не дают, так как существуют всего $3 \cdot 10^{-25}$ с. Обнаруживают их по распадам W^- - и Z^0 -бозонов на лептоны, причем направления образующихся частиц почти перпендикулярны встречающимся пучкам p и \bar{p} . Распады:

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e; \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e; \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^-.$$

Установка уникальна: магнит, создающий $B = 0,7$ Тл в объеме 80 м^3 , из них 25 м^3 — центральный детектор. Это камера, заполненная смесью аргона и этана. В ней $6 \cdot 10^3$ регистрирующих проволочек и $17 \cdot 10^3$ проволочек, создающих электрическое поле. Вероятность процесса образования W -бозона 10^{-8} , а Z^0 -бозона — 10^{-9} от числа столкновений p и \bar{p} . В течение тридцатисуточного сеанса в ноябре-декабре 1982 г. электроника отбросила как неинтересные $999 \cdot 10^6$ процессов и отправила в компьютер лишь 10^6 событий тех, в которых были частицы с большой поперечной энергией. Среди этих событий было только около 10^3 электронов с поперечной энергией более 15 ГэВ. Из этой тысячи физики отобрали только шесть (!) кандидатов в W -бозоны, и из них четыре были признаны W^+ -бозонами. (Как дорого добываются тайны у Природы!) В апреле-июне 1983 г. состоялся еще один сеанс работы коллайдера, во время работы которого суммарная статистика W -бозонных событий приблизилась к сотне и было обнаружено около десяти электрон-позитронных распадов Z^0 -бозона.

4.6 Кварковая модель строения адронов

Как уже отмечалось в разделе 4.4.3, были попытки систематизации адронов, поскольку именно они составляют большинство элементарных частиц. Первым крупным успехом теоретиков была SU(2)-симметрия, которая приводила к закону сохранения изотопического спина. После появления странных частиц была создана SU(3)-симметрия — большая и сложная теория, в которую, кроме закона сохранения изотопического спина, входил уже закон сохранения странности.



.....
 Таким образом, странность, введенная вначале чисто эмпирически, получила теоретическое обоснование. Заметим, что странные и обычные адроны образуют объединения (группы), которые были названы унитарными мультиплетами. Число входящих в них частиц либо восемь, либо десять, других вариантов нет.

Анализируя унитарные мультиплеты, Д. Цвейг (р. 1937 г.) и независимо от него М. Гелл-Манн (р. 1929 г., Нобелевская премия, 1969 г.) пришли к гипотезе *кварков*. Все адроны являются комбинацией кварков (q -кварк, \bar{q} -антикварк). Составной характер адронов уже доказан экспериментально при обстреле адронов электронами и нейтрино. При обстреле протонов нейтрино с энергией ~ 100 ГэВ получено, что протоны состоят из частиц, размеры которых $\sim 10^{-17}$ м, т.е. примерно в сто раз меньше, чем размер самого протона.



Любая система, имеющая внутреннюю структуру, обладает огромным многообразием возбужденных состояний, потому что составляющие ее частицы могут совершать самые разнообразные движения относительно друг друга.

Известно ~ 350 возбужденных состояний адронов. Это и есть резонансы. (Их время жизни $\sim 10^{-23}$ с.) Следовательно, резонансы нельзя считать разными частицами.

В модели кварков считается, что все адроны построены из кварков пяти типов (ароматов): u — верхний, d — нижний, S^* — странный, c — очарованный, b — красивый. Предполагается, что есть еще один кварк t — истинный, но о нем еще ничего не известно. У всех кварков спин $S = 1/2$, барионный заряд $B = 1/3$. Характеристики кварков приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Характеристики кварков

| Аромат кварка | Электрический заряд, Q | Странность, S^* | Очарование, c | Красота, b | Масса, МэВ |
|------------------|--------------------------|-------------------|-----------------|--------------|------------|
| u -верхний | $2/3$ | 0 | 0 | 0 | 5 |
| d -нижний | $-1/3$ | 0 | 0 | 0 | 7 |
| S^* -странный | $-1/3$ | -1 | 0 | 0 | 150 |
| c -очарованный | $2/3$ | 0 | +1 | 0 | 1300 |
| b -красивый | $-1/3$ | 0 | 0 | +1 | 5000 |
| t -истинный | ? | ? | ? | ? | ? |



Все найденное на сегодня многообразие адронов состоит из этих кварков и соответствующих им антикварков. Все мезоны состоят из комбинации кварк-антикварк: π^+ ($u\bar{d}$), $\uparrow\downarrow$ — с противоположной ориентацией спинов; π^- ($\bar{u}d$), $\uparrow\downarrow$. π^0 — представляет собой комбинацию кварков ($u\bar{u}$) и ($d\bar{d}$): часть времени он проводит в состоянии ($u\bar{u}$), часть — в состоянии ($d\bar{d}$). С равной вероятностью π^0 можно застать в каждом из этих состояний. π^0 , подобно фотону, истинно нейтральная частица. K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны не являются истинно нейтральными частицами, так как содержат S^* -кварки. Только пара кварк-антикварк (мезон) является бозоном с нулевым барионным зарядом.

Все барионы состоят из трех кварков, которые образуют фермион с единичным барионным зарядом:

$$P(uud), \uparrow\uparrow\uparrow; \quad n(udd), \downarrow\uparrow\downarrow; \quad \Omega^-(SSS), \uparrow\uparrow\uparrow \text{ — (омега-минус-гиперон).}$$

Так как кварки являются фермионами, то структура тех адронов, которые состоят из одинаковых кварков с параллельными спинами (Ω^-), несовместима с принципом Паули.



.....
 Было выдвинуто предположение о существовании у кварков внутренней степени свободы, из-за которой кварки могут отличаться друг от друга. Эта степень свободы была названа *цветом*.

Цвет кварка имеет три значения: красный, зеленый, синий. (Нельзя понимать цвет кварка буквально, это условность, так же как и шарм, красота. Такие термины свидетельствуют лишь о наличии чувства юмора у физиков-теоретиков). Пара кварк-антикварк бесцветна и соответствующий им адрон (мезон) тоже бесцветен. В соответствии с этим принципом Ω^- -гиперон состоит из трех одинаковых кварков, но разных цветов, образующих бесцветный Ω^- .

Ω^- знаменит тем, что вначале он был предсказан теоретически и свойства его были вычислены на основе кварковой модели (см. табл. 4.3) и характера построения декуплета со спином $3/2$. И когда в 1964 г. Ω^- -гиперон был найден экспериментально и его свойства оказались именно такими, как их предсказывали, к кварковой модели стали относиться серьезно.

Таблица 4.3 – Декуплет барионов со спином $3/2$

| Странность S^* | Структура кварка | | | | Масса, МэВ |
|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|-------------|
| 0 | ddd Δ^- | udd Δ^0 | uud Δ^+ | uuu Δ^{++} | 1232 153 |
| -1 | ddS Σ^- | udS Σ^0 | uuS Σ^+ | | 1385 145 |
| -2 | dSS Ξ^- | uSS Ξ^0 | | | 1530 142 |
| -3 | | SSS Ω^- | | | 1672 |

Взаимодействие между кварками является *сильным* и осуществляется через обмен частицами, названными глюонами (*glue*-клей). Глюоны являются квантами поля, которое создают кварки и которое действует на кварки. Масса покоя глюона равна нулю, и поэтому в вакууме они движутся со скоростью света. Глюоны являются бозонами: спин $S = 1$. Кроме того, глюоны «окрашены», поэтому при испускании или поглощении глюона кварк меняет цвет, но *аромат* при этом сохраняется, т. е. нижний кварк остается нижним, верхний — верхним и т. д. (см. рис. 4.2).

Цвет оказался важнейшей характеристикой кварков и глюонов. Для межкварковых взаимодействий цвет является аналогом электрического заряда в электромагнитных взаимодействиях. Теория взаимодействия цветных кварков и глюонов называется *квантовой хромодинамикой*.

Как и при электромагнитных взаимодействиях, в каждом процессе взаимодействия кварков выполняется закон сохранения цветового заряда.

Квантовую хромодинамику иногда называют теорией струн: глюонное поле представляется в виде трубок или струн. Сила взаимодействия между кварками возрастает при увеличении расстояния между ними (как возрастает сила натяже-

ния между двумя телами, связанными очень прочной струной). Если этот вывод теории правилен, то понятно, почему свободные кварки (частицы с дробным электрическим зарядом) до сих пор не наблюдаемы. Такие кварки в свободном состоянии вообще не существуют, так как для того, чтобы «разорвать струну» — отделить кварки друг от друга, — необходима энергия 10^{13} ГэВ (10^{22} эВ!). При увеличении энергии, сообщаемой адрону, значительно раньше порогового значения рождается пара $q - \bar{q}$ и из адрона вылетает π -мезон — излишек энергии сброшен. Наблюдать можно только «белые» частицы, т. е. такое сочетание кварков, которое дает белый цвет: кварк — антикварк — мезон, три кварка — барион.

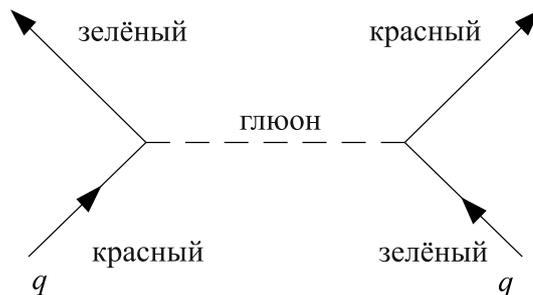


Рис. 4.2 – Схема взаимодействия между кварками



.....
Здесь есть проблема: масса покоя глюона равна нулю, следовательно, радиус взаимодействия кварков, обусловленного обменом глюонов, стремится к бесконечности. Но размеры кварковых систем $\sim 10^{-15}$ м, почему так, пока до конца не известно (проблема «конфайнмента» — невылета).
.....

Другой отличительной особенностью теории струн является ослабление взаимодействия при уменьшении расстояния между кварками: чем ближе друг к другу кварки, тем большее сходство со свободными частицами (асимптотическая свобода).

Теория кварков является естественным основанием теории ядерных сил (сильного взаимодействия). Воспользуемся аналогией: два атома не притягиваются друг к другу, так как они электрически нейтральны. Но при сближении их заряды начинают чувствовать друг друга, так возникают слабые Ван-дер-Ваальсовы силы притяжения (дисперсионные, ориентационные и индукционные). Так и нуклоны: сначала не чувствуют друг друга, но при $r \cong 10^{-15}$ м кварки, из которых состоят нуклоны, начинают чувствовать друг друга. Под действием глюонной силы притяжения рождается пара ($q - \bar{q}$) — π -мезон, который мигрирует к другому кварку, и осуществляется *сильное* взаимодействие между нуклонами. При очень близких расстояниях возможен, видимо, и непосредственный обмен кварками.



.....
Итак, сильное взаимодействие между двумя нуклонами обусловлено своеобразной «утечкой» фундаментальной глюонной силы, действующей внутри каждого нуклона. Сильное взаимодействие — аналог Ван-дер-Ваальсовых сил при взаимодействиях между атомами.
.....

Если кварки не наблюдаемы, то как доказать справедливость кварковой модели? В настоящее время есть *косвенные* доказательства существования кварков, глюонов и того, что адроны состоят из кварков.

1. Начиная с 1973 г. на электрон-позитронных коллайдерах наблюдали образование струй адронов при аннигиляции электрона и позитрона в области энергий 2–4 ГэВ. При этом могут образовываться и мюоны (μ^+ , μ^-). Расчет с учетом цветового заряда показал, что вероятность образования адронов в 2 раза выше, чем вероятность образования мюонов (рис. 4.3). Эксперимент дал цифру 2,2; т. е. всего на 10% отличающуюся от расчетной.

2. При бомбардировке протонов электронами с энергией больше 50 ГэВ рассеяние электронов свидетельствует в пользу дробного заряда кварков.

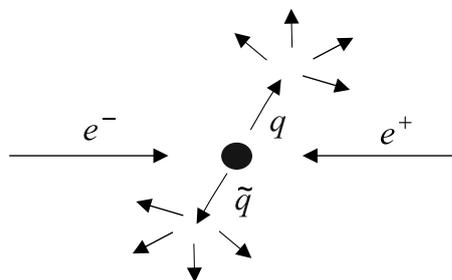


Рис. 4.3 – Схема образования струй адронов

(Опыты аналогичны опытам Резерфорда по рассеянию α -частиц металлическими пленками.) Электроны с такой энергией рассеиваются не от протона в целом, а, проникая внутрь, от тех частиц, что находятся внутри протона. Из этих опытов можно оценить размеры кварков (0,01 радиуса протона) и их заряд [4].

4.7 Итоговые замечания

Кварковая модель позволила резко сократить число элементарных частиц — около 350 резонансов перестали быть самостоятельными частицами. Кроме того, известное нам разнообразие мезонов и барионов состоит из других частиц — кварков и антикварков. После создания теории электрослабого взаимодействия и признания кварковой модели появился термин «фундаментальные частицы», т. е. частицы, которые образуют все многообразие элементарных частиц и, следовательно, всей Вселенной (табл. 4.4).

Все фундаментальные частицы — фермионы, за одним-единственным исключением: γ -фотон — бозон. Существует, по-видимому, какая-то глубокая симметрия между кварками различных ароматов и лептонами. Именно на основе кварк-лептонной симметрии в 1964 г. было предсказано существование c -кварка (очарованного); после открытия в 1975 г. τ -лептона на основе этой же симметрии было предсказано существование b - и t -кварков (b -кварк уже открыт) [4].

Фермионы I поколения в совокупности с фотонами являются той материей, из которой построена современная Вселенная. Из u - и d -кварков состоят нуклоны, а значит, ядра атомов; из электронов — оболочки атомов. Без электронных нейтрино невозможны были бы термоядерные реакции на Солнце и в звездах.

Что касается фермионов II и III поколений, то их роль пока не понятна. Эти частицы напоминают черновой набросок, который Творец выбросил как неудачные, а мы с помощью изощренной техники откопали их в его мусорной корзине. Сейчас приходит понимание того, что фермионы II и III поколений играли важную роль в ранней Вселенной в первые мгновения Большого взрыва.

Таблица 4.4 – Фундаментальные фермионы

| Поколения | | | |
|-----------|-----------|------------|---------|
| I | II | III | |
| γ | | | бозон |
| ν_e | ν_μ | ν_τ | лептоны |
| e | μ | τ | лептоны |
| u | c | $t?$ | кварки |
| d | S^* | b | кварки |

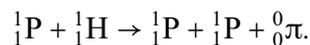


Пример 4.1

Протоны с кинетической энергией (E_k) налетают на неподвижную водородную мишень. Найти пороговое значение ($E_{\text{пор}}$) для реакции, в результате которой образуются два протона и нейтральный пион, энергия покоя которого $E_0 = 135$ МэВ. Ответ дать в МэВ.

Решение:

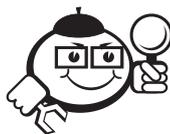
Схема реакции:



По формуле (4.3)

$$\begin{aligned} E_{\text{пор}} &= c^2 \left[\frac{(2m_p + m_\pi)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} \right] = c^2 \left[\frac{4m_p^2 + m_\pi^2 + 4m_p m_\pi - 4m_p^2}{2m_p} \right] = \\ &= c^2 \left[\frac{m_\pi^2}{2m_p} + 2m_\pi \right] = m_\pi c^2 \left[2 + \frac{m_\pi}{2m_p} \right] = 135 \left(2 + \frac{135}{2 \cdot 938,3} \right) \approx 279,7 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Значение $m_p = 938,3$ МэВ взято из таблицы А.1 приложения А.

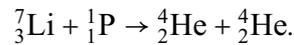


Пример 4.2

Протоны с кинетической энергией $E_{\text{кр}} = 10$ МэВ бомбардируют литиевую мишень, в результате чего образуются два ядра гелия. Найти угол (в градусах) между направлениями разлета ядер гелия, если разлет происходит симметрично по отношению к направлению налетающих протонов.

Решение:

Запишем реакцию:



В таблице А.2 приложения А находим:

- энергия покоя ${}^7_3\text{Li}$ $E_{\text{Li}} = E_1 = 7,016 \cdot 931,5 = 6535,4$ МэВ;
- энергия покоя $E_{\alpha} = 4,026 \cdot 931,5 = 3728,4$ МэВ.

Энергия покоя протона (табл. А.1 приложения А): $E_p = 938,3$ МэВ.

Закон сохранения импульса (рис. 4.4):

$$P_p = 2P_{\alpha} \cdot \cos \varphi. \quad (4.4)$$

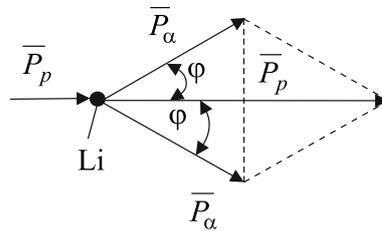


Рис. 4.4 – Иллюстрация к закону сохранения импульса

Закон сохранения энергии:

$$E_p + E_1 + E_{\text{кр}} = 2E_{\alpha} + 2E_{\text{к}\alpha}. \quad (4.5)$$

Возведем (4.4) в квадрат:

$$P_p^2 = 4P_{\alpha}^2 \cdot \cos^2 \varphi.$$

Поскольку $E_{\text{к}} = P^2 / 2m$, заменим:

$$2m_p E_{\text{кр}} = 4 \cdot 2m_{\alpha} E_{\text{к}\alpha} \cdot \cos^2 \varphi.$$

$$\cos^2 \varphi = \frac{m_p E_{\text{кр}}}{4m_{\alpha} E_{\text{к}\alpha}}. \quad (4.6)$$

Из (4.5) выразим $E_{\text{к}\alpha}$:

$$\begin{aligned} E_{\text{к}\alpha} &= E_p + E_1 + E_{\text{кр}} - 2E_{\alpha} \Rightarrow (4.6) \\ \cos^2 \varphi &= \frac{m_p E_{\text{кр}}}{2m_{\alpha} (E_p + E_1 + E_{\text{кр}} - 2E_{\alpha})} = \\ &= \frac{1,0073 \cdot 10}{2 \cdot 4,0026 (938,3 + 6535,4 + 10 - 2 \cdot 3728,4)} = \frac{10,073}{215,34} = 0,0467; \\ \cos \alpha &= 0,216; \quad \alpha = 77,5^{\circ}. \end{aligned}$$

Искомый угол $2\varphi = 155^{\circ}$.



Пример 4.3

Остановившийся пион (энергия покоя $E_{0\pi} = 140$ МэВ) распался на мюон (энергия покоя $E_{0\mu} = 105,6$ МэВ) и нейтрино. Найти кинетическую энергию мюона (E_{μ}).

Решение:

Источником образовавшихся мюона и нейтрино (ν) и их кинетических энергий является энергия покоя пиона. Поэтому закон сохранения энергии:

$$E_{0\pi} = E_{0\mu} + E_{\mu} + E_{\nu}. \quad (4.7)$$

Закон сохранения импульса:

$$\vec{P}_{\mu} = \vec{P}_{\nu} \quad (4.8)$$

$$P_{\mu} = \frac{E_{\nu}}{c} = \frac{E_{0\pi} - E_{0\mu} - E_{\mu}}{c}.$$

Обозначим $E_{0\pi} - E_{0\mu} = \Delta E_0$ (разность энергий покоя пиона и мюона).

Из (4.8): $(\Delta E_0/c) - (E_{\mu}/c) = P_{\mu}$; $P_{\mu} = (2m_{\mu}E_{\mu})^{1/2}$; $[(\Delta E_0/c) - (E_{\mu}/c)]^2 = 2m_{\mu}E_{\mu}; |c^2|$ — умножим обе части равенства на c^2 .

$$\Delta E_0^2 + E_{\mu}^2 - 2\Delta E_0 \cdot E_{\mu} = 2m_{\mu}c^2 E_{\mu}.$$

$$E_{\mu}^2 - 2\Delta E_0 \cdot E_{\mu} - 2E_{0\mu}E_{\mu} + \Delta E_0^2 = 0.$$

$$E_{\mu}^2 - 2E_{\mu}(E_{0\pi} - E_{0\mu} + E_{0\mu}) + \Delta E_0^2 = 0.$$

$$E_{\mu}^2 - 2E_{0\pi}E_{\mu} + \Delta E_0^2 = 0.$$

$$E_{\mu} = \frac{2E_{0\pi} \pm \sqrt{\Delta E_{0\pi}^2 - 4\Delta E_0^2}}{2} = E_{0\pi} \pm \sqrt{E_{0\pi}^2 - \Delta E_0^2} =$$

$$= 140 \pm \sqrt{(140)^2 - (34,4)^2} = 140 \pm 135,7.$$

$$E_{\mu} = 4,3 \text{ МэВ } (E_{\mu} > E_{0\pi} \text{ невозможно}).$$



Контрольные вопросы по главе 4

1. Что такое «элементарная частица»?
2. Свойства и типы элементарных частиц.
3. Напишите формулу для пороговой энергии реакции между элементарными частицами.
4. Характеристики взаимодействий между элементарными частицами.

5. Виды лептонов, закон сохранения лептонных зарядов.
6. Виды (ароматы) кварков. Из каких кварков состоят мезоны и адроны?
7. Почему кварки ненаблюдаемы? Что такое «глюонное взаимодействие»?
8. Перечислите «фундаментальные фермионы», из которых состоит вещество Вселенной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ядерная и физика элементарных частиц (ЭЧ) — наименее разработанные разделы физики, здесь ещё достаточно «белых пятен», но именно в ядрах атомов и во взаимодействиях между ЭЧ скрыты огромные запасы энергии, от которой зависит будущее человечества, поэтому эти разделы физики интенсивно изучаются. Не исключено, что будущие студенты будут изучать ещё и другие законы ядра. В данном пособии изложены те представления, которые на сегодняшний день являются наиболее обоснованными.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Савельев И. В. Курс общей физики : учеб. пособие для вузов : в 3 т. / И. В. Савельев. — М., 1979. — Т. 3. — С. 228–300.
- [2] Сивухин Д. В. Общий курс физики : учеб. пособие для вузов : в 5 т. / Д. В. Сивухин. — М. : Наука, 1989. — Т. 5, часть 2 : Ядерная физика. — 416 с.
- [3] Широков Ю. М. Ядерная физика : учеб. пособие для студ. университетов / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. — М. : Наука, 1972. — 670 с.
- [4] Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц / Л. Б. Окунь. — М. : Наука, 1988. — 272 с.
- [5] Чертов А. Г. Задачник по физике / А. Г. Чертов, А. А. Воробьев. — М. : Высшая школа, 1988. — С. 380–402.
- [6] Иродов И. Е. Сборник задач по атомной физике / И. Е. Иродов. — М. : Госстандарт, 1960. — С. 94–113.

Приложение А

Таблица А.1 – Функциональные константы

| Название величины | Значение в СИ |
|--------------------------------------|--|
| 1. Скорость света | $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с |
| 2. Магнитная постоянная | $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м |
| 3. Электрическая постоянная | $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м |
| 4. Постоянная Планка | $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с |
| 5. Элементарный заряд | $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл |
| 6. Масса покоя электрона | $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг = 0,51 МэВ |
| 7. Масса покоя протона | $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,0073 а.е.м. = = 938,3 МэВ |
| 8. Масса покоя нейтрона | $m_n = 1,674 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,0087 а.е.м. = = 939,6 МэВ |
| 9. Атомная единица массы (а.е.м.) | 1 а.е.м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг = 931,5 МэВ |
| 10. Универсальная газовая постоянная | $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ |
| 11. Постоянная Авогадро | $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹ |
| 12. Постоянная Больцмана | $K = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ |

Таблица А.2 – Массы некоторых ядер

| Обозначение | Масса, а.е.м. | Обозначение | Масса, а.е.м. |
|-------------------|---------------|---------------------|---------------|
| ${}^2_1\text{H}$ | 2,014 | ${}^{10}_5\text{B}$ | 10,013 |
| ${}^3_1\text{H}$ | 3,016 | ${}^{12}_6\text{C}$ | 12,0 |
| ${}^3_2\text{He}$ | 3,016 | ${}^{13}_7\text{N}$ | 13,0057 |
| ${}^4_2\text{He}$ | 4,0026 | ${}^{14}_7\text{N}$ | 14,0031 |
| ${}^6_3\text{Li}$ | 6,015 | ${}^{16}_8\text{O}$ | 15,995 |
| ${}^7_3\text{Li}$ | 7,016 | ${}^{17}_8\text{O}$ | 16,9991 |

ГЛОССАРИЙ

Адроны (сильные) — частицы (в том числе нуклоны), участвующие в сильных взаимодействиях.

Активность — число распадов в одну секунду.

Аннигиляция — процесс соединения частицы и античастицы, сопровождающийся выделением огромной энергии, равной, как минимум, сумме энергий покоя частицы и античастицы.

Античастицы — частицы, отличающиеся только знаком величины, имеющей смысл заряда: у электрона отрицательный электрический заряд, у его античастицы позитрона — положительный; у нейтрона положительный барионный заряд, у антинейтрона — отрицательный барионный заряд; у мюона положительный лептонный заряд, у антимюона — отрицательный и т. д. Все частицы имеют свои античастицы.

Атомные часы — измерение промежутков времени по изменению активности.

Виртуальные частицы — частицы, рождение и поглощение которых происходит с кажущимся нарушением закона сохранения энергии.

Гетерогенный ядерный реактор — в нём ядерное топливо (например, обогащённый ^{235}U) располагается в активной зоне в виде вертикальных стержней, замедлителем выступают стенки реактора (графит) или тяжёлая вода.

Глюон — гипотетическая частица, осуществляющая связь между кварками внутри адронов.

Гомогенный ядерный реактор — реактор, в котором ядерное топливо и замедлитель представляют собой однородную смесь.

Гравитационное красное смещение — уменьшение энергии фотона (и, следовательно, частоты), преодолевающего гравитационное притяжение Земли.

Дефект масс — масса ядра всегда меньше суммы масс, образующих ядро нуклонов, именно потому, что при синтезе ядра выделяется энергия связи.

Зашлаковывание реактора — накопление стабильных продуктов реакции.

Изотопы — ядра с одинаковым числом протонов, т. е. ядра одного химического элемента, но разной массы из-за разного числа нейтронов.

Кварки — гипотетические частицы, из которых состоят адроны. Кварки ненаблюдаемы, их существование имеет только косвенное подтверждение.

Критерий Лоусона — условие зажигания термоядерной реакции, представляет собой произведение концентрации ядер на время их взаимодействия: $n \cdot \tau \geq 2 \times 10^{20} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3}$. Это условие должно выполняться при температуре $T > 2 \cdot 10^8 \text{ К}$.

Лептонные заряды — квантовые числа, которые были введены для объяснения, почему не происходят взаимодействия с лептонами, допустимые всеми другими законами сохранения. Существуют три закона сохранения лептонных зарядов: электронный, мюонный и таонный.

Лептоны — частицы, участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях (электроны, мюоны).

Нейтрино — частицы, участвующие во всех слабых взаимодействиях, частицы — не имеющие массы покоя или очень маленькую: $m_\nu \simeq 30 \text{ эВ}$; электрический заряд и магнитный момент равны нулю, отличен от нуля лептонный заряд. Существуют три типа нейтрино: электронное, мюонное и таонное.

Нуклоны — общее название протонов и нейтронов, из которых состоит ядро, буквальный перевод — ядерные частицы. С точки зрения ядерных сил протоны и нейтроны одинаковые частицы.

Отравление реактора — накопление в реакторе радиоактивных продуктов реакции.

Переносчики взаимодействий — бозоны, осуществляющие все виды фундаментальных взаимодействий: фотоны — переносчики электромагнитных взаимодействий; W^- , W^+ , Z^0 -бозоны — переносчики слабых взаимодействий; глюоны — переносчики взаимодействий между кварками; переносчики гравитационных взаимодействий — гравитационные (пока не открыты).

Позитронный β -распад — испускание искусственными ядрами позитронов — античастиц электронов.

Пороговая энергия — минимальная кинетическая энергия налетающей частицы (ядра), необходимая для протекания эндотермической реакции, т. е. реакции с поглощением энергии.

Распад ядра — самопроизвольное испускание ядром α -частицы, электрона или γ -фотона.

Резонансное поглощение — поглощение γ -квантов точно такими же ядрами, являющимися источником этих γ -квантов. До открытия Мёссбауэра резонансного поглощения ядрами не наблюдали.

Сечение реакции — вероятность взаимодействия частиц или ядер. Измеряется в единицах площади (1 барн = 10^{-28} м^2).

Сильное взаимодействие (ядерные силы) — силы, связывающие нуклоны внутри ядра. По современным представлениям эти силы — следствие проявления глюонной силы, связывающей кварки внутри нуклонов.

Слабые взаимодействия — силы, ответственные за β -распад элементарных частиц; процессы, связанные со слабым взаимодействием, обязательно протекают с участием нейтрино.

Токамак — тороидальная камера с магнитными катушками, устройство для удержания горячей плазмы для выполнения критерия Лоусона.

Удельная энергия связи — энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Ядра с большей удельной энергией связи наиболее стабильны (ядра железа).

Фундаментальные фермионы — четыре частицы (фермионы), из которых состоит (по современным представлениям) все вещество Вселенной: электрон и электронное нейтрино — лептоны, верхний и нижний кварки. Сюда следует отнести и фотон (бозон).

Цвет — важная характеристика кварков и глюонов, он является аналогом электрического заряда в электромагнитных взаимодействиях. При испускании или поглощении кварком глюона изменяется цвет кварка, при этом аромат (тип) кварка сохраняется.

Элементарные частицы — большая группа частиц материи, не являющихся атомами или ядрами.

Энергия связи ядер — энергия, выделяющаяся при образовании ядра из нуклонов, или — энергия, которую нужно затратить, чтобы разбить ядро на нуклоны.

Учебное издание
Мухачев Валерий Александрович

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

Корректор Осипова Е. А.
Компьютерная верстка Мурзагулова Н. Е.

Подписано в печать 31.10.14. Формат 60x84/8.
Усл. печ. л. 8,4. Тираж 200 экз. Заказ

Издано в ООО «Эль Контент»
634029, г. Томск, ул. Кузнецова д. 11 оф. 17
Отпечатано в Томском государственном университете
систем управления и радиоэлектроники.
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40
Тел. (3822) 533018.