

К. Н. МУХИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УЧЕБНИК

ТОМ 2

•
**ФИЗИКА
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**
•

Издание седьмое,
стереотипное



Санкт-Петербург • Москва • Краснодар
2009

ПРЕДИСЛОВИЕ К ШЕСТОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящее 6-е издание учебника выпускается с небольшими исправлениями и дополнениями по отношению к 5-му изданию, которое в свое время было серьезно переработано и дополнено. Очень существенных новых открытий за истекшее время было относительно немного, и, в основном, они имеют характер подтверждения предсказаний, упомянутых в 5-м издании. Так, например, в эти годы была открыта третья разновидность нейтрино (тау-нейтрино), шестой кварк (t -кварк), и доказано существование нейтринных осцилляций, из чего следует важное заключение о том, что масса нейтрино не равна нулю.

В 1995 г. в ЦЕРНе удалось получить первые 9 атомов антиводорода, в 1999 г. в Дубне был открыт давно предсказанный 114-й элемент, а в 2005 г. — 115-й. Об этих и других открытиях, сделанных в период между 5-м и 6-м изданиями книги, кратко рассказано в Дополнении, приведенном в конце 3-го тома, а достаточно подробно в серии статей, значительная часть которых написана при активном участии автора (см. Дополнительный список литературы).

Работа над предыдущим 5-м изданием проводилась в начале трудных 1990-х гг. И это весьма отрицательно сказалось на его оформлении. Книга по-прежнему была задумана как двухтомник в твердых переплетах, но из-за финансовых трудностей вышла в мягкой обложке, поэтому ее первый более толстый том пришлось сброшюровать в виде двух *раздельных* частей, получивших к тому же не очень удачное название («книга I, часть I», «книга I, часть II»). Соответственно второй том был назван «книга II». Естественно, что мягкая обложка не выдерживала общения со студентами, а неудачное название приводило к путанице. Кроме того, время показало, что тираж 5-го издания оказался явно недостаточным.

Настоящее 6-е издание выпускается в формате трехтомника с примерно равным объемом (20–25 п. л.) каждого тома, отдельной нумерацией страниц и самостоятельными предметными указателями, но с единой (для удобства ссылок) нумерацией частей, глав, параграфов, формул и рисунков. В конце каждого тома приведено полное оглавление всех трех томов.

В заключение автор приносит извинения читателям за то, что он не достаточно хорошо исправил текст 5-го издания, в результате чего местами в книге остался устаревший материал. Некоторым оправданием этому упущению, возможно, является неожиданность переиздания и солидный возраст автора.

Часть вторая

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Глава V

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

§ 32. Классификация ядерных реакций

Благодаря действию ядерных сил две частицы (два ядра или ядро и элементарная частица, например нуклон) при сближении до расстояния около 10^{-13} см вступают между собой в интенсивное ядерное взаимодействие, приводящее к преобразованию ядра. Этот процесс называется ядерной реакцией. Во время ядерной реакции происходит перераспределение энергии и импульса обеих частиц, которое сопровождается образованием нескольких других частиц, вылетающих из области взаимодействия.

Известно много различных типов реакций. В зависимости от частиц, вызывающих реакции, их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, заряженных частиц и γ -квантов. Последние идут под действием не ядерного, а электромагнитного взаимодействия, но также относятся к ядерным реакциям, так как взаимодействие происходит в области ядра и приводит к его преобразованию.

К ядерным реакциям можно отнести и кулоновское возбуждение ядра, т. е. изменение его внутреннего состояния в результате электромагнитного взаимодействия с заряженной частицей (без попадания частицы в ядро).

Каждый из трех больших классов реакций обладает своими особенностями, которые рассмотрены при их описании в соответствующих главах. Кроме того, отдельно описаны реакции деления тяжелых ядер, термоядерные реакции и реакции, приводящие к образованию трансурановых элементов.

С точки зрения механизма взаимодействия реакции будут разделены на два класса: реакции, идущие через промежуточную стадию образования составного ядра, и прямые взаимодействия. Первый класс взаимодействий охарактеризован в основном в гл. VI и VII, второй — в гл. X. Отметим сразу же, что это деление довольно условно, так как реакция может одновременно идти обоими способами. В настоящей, вводной главе рассмотрены общие закономерности ядерных реакций.

В общем виде ядерное взаимодействие можно записать в форме

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots, \quad (32.1)$$

где a_1 и a_2 — частицы, вступающие в реакцию, а $b_1, b_2 \dots$ — частицы, образующиеся в результате реакции (продукты реакции).

Наиболее распространенным видом реакции является взаимодействие легкой частицы a с ядром A , в результате которого также образуются легкая частица b и ядро B :

$$a + A \rightarrow b + B, \quad (32.2)$$

или, короче,

$$A(a, b)B. \quad (32.3)$$

В качестве a и b могут быть взяты нейтрон (n), протон (p), α -частица (α), дейтрон (d), γ -квант (γ) и др.

Процесс (32.2) обычно происходит неоднозначно, так как реакция может идти несколькими конкурирующими способами:

$$a + A \rightarrow \begin{cases} \rightarrow B + b \\ \nearrow C + c \\ \dots \\ \searrow A^* + a \\ \rightarrow A + a \end{cases} \quad (32.4)$$

Разные возможные пути протекания ядерной реакции на втором этапе называют выходными каналами реакции. Начальный этап реакции называется входным каналом. Разные каналы реакции отличаются друг от друга типом частиц, их внутренним состоянием и ориентацией спинов и орбитальных моментов.

Два последних канала реакции в схеме (32.4) относятся к случаям неупругого ($A^* + a$) и упругого ($A + a$) ядерных рассеяний. Это частные случаи ядерного взаимодействия, отличающиеся от других тем, что продукты реакции совпадают с частицами, вступающими в реакцию, причем при упругом рассеянии сохраняется не только тип ядра, но и его внутреннее состояние, а при неупругом рассеянии внутреннее состояние ядра изменяется (ядро переходит в возбужденное состояние).

Упругое рассеяние частиц со спином, отличным от нуля, может протекать по разным спиновым каналам. Конкретный спиновый канал характеризуется определенной ориентацией спинов частиц, которая может быть задана при помощи поляризаторов и анализаторов.

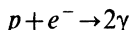
При изучении ядерной реакции представляют интерес идентификация каналов реакции, сравнительная вероятность протекания ее по разным каналам при различных энергиях падающих частиц, энергия и угловое распределение образующихся частиц, а также их внутреннее состояние (энергия возбуждения, спин, четность, изотопический спин). Многие сведения о ядерных реакциях можно получить в результате применения законов сохранения, которые накладывают определенные ограничения на характер протекания ядерных реакций. Здесь будут рассмотрены следующие законы сохранения: электрического заряда, числа нуклонов, энергии, импульса, момента количества движения, четности, изотопического спина.

§ 33. Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (барионного заряда)

Экспериментальное изучение ядерных взаимодействий показало, что во всех без исключения случаях суммарный электрический заряд частиц, вступающих в реакцию, равен суммарному электрическому заряду продуктов реакции. Кроме того, в ядерных реакциях обычного типа (без образования античастиц) сохраняется полное число нуклонов.

Оба закона сохранения справедливы и в ядерных превращениях типа радиоактивных распадов: β -распад, α -распад, e -захват, спонтанное деление и др.

Очевидно, что закон сохранения числа нуклонов свидетельствует об отсутствии в природе процессов типа



(«аннигиляция» атома водорода), т. е. о стабильности нашего мира.

Закон сохранения числа нуклонов применительно к рассмотренным простейшим ядерным реакциям означает сохранение в них массового числа A . Поэтому можно ввести понятие нуклонного (ядерного) заряда, численное значение которого для нейтрона и для протона равно единице, а для атомного ядра совпадает с его массовым числом A . Однако, как увидим позже, нуклонный заряд для всех тяжелых частиц — барионов также равен единице. Поэтому в настоящее время более принято называть его барионным зарядом* и обозначать буквой B ($B_n = B_p = 1$).

* См. примечание на с. 214 (ч. I)

Понятие барионного заряда обобщается на антинуклоны и антибарионы, для которых его принимают равным минус единице. Так определенный барионный заряд сохраняется в любых ядерных превращениях (см. ч. 3 и 4).

§ 34. Законы сохранения энергии и импульса

Большое удаление атомных ядер друг от друга в конденсированном веществе (примерно 10^{-8} см) при малых размерах (примерно 10^{-12} см), малый радиус действия ядерных сил и малое значение химической связи позволяют считать систему из двух взаимодействующих ядерных частиц замкнутой (изолированной). В изолированной системе сохраняются полная энергия и полный импульс частиц.

1. ЭНЕРГИЯ РЕАКЦИИ

Закон сохранения энергии для процесса (32.2) можно записать в виде

$$E_1 = E_2$$

или

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2, \quad (34.1)$$

где E_{01} и E_{02} — энергия покоя, а T_1 и T_2 — кинетические энергии начальных и конечных частиц*: $E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2$; $E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2$; $T_1 = T_A + T_a$; $T_2 = T_B + T_b$.

В общем случае $E_{01} \neq E_{02}$. Разность $E_{01} - E_{02}$ называется энергией реакции и обозначается буквой Q :

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1. \quad (34.2)$$

Если $Q > 0$, то соответствующая реакция сопровождается выделением кинетической энергии за счет уменьшения энергии покоя и называется экзoэнергетической. Экзoэнергетическая реакция может идти при любой кинетической энергии падающей частицы (если только эта энергия достаточна для преодоления кулоновского барьера ядра в случае заряженной частицы).

Если $Q < 0$, то реакция сопровождается возрастанием энергии покоя за счет уменьшения кинетической энергии и называется эндoэнергетической. Эндoэнергетическая реакция может идти только при достаточно высокой кинетической энергии

* Если ядро-мишень покоится, то $T_A = 0$ и $T_1 = T_a$

падающей частицы, так как из выражения (34.2) при $Q < 0$ следует, что $T_1 = |Q| + T_2 > |Q|$ [подробнее — см. формулу (34.21)].

Наконец, случаю $Q = 0$ соответствует упругое рассеяние, при котором $T_1 = T_2$ и $E_{01} = E_{02}$, т. е. сохраняется не только полная энергия, но и кинетическая, а значит, и энергия покоя, т. е. масса частиц. Процесс упругого соударения сводится только к перераспределению (в л. с. к.) кинетической энергии между сталкивающимися частицами. (Как известно из § 24, п. 1, в с. ц. и. при упругом соударении сохраняется кинетическая энергия каждой частицы).

Заметим, что соотношение (34.1) можно использовать для определения точного значения массы одного из ядер (A и B), если известны точные значения масс трех остальных частиц и кинетические энергии всех частиц. (Фактически достаточно измерить T_a и T_b , так как обычно $T_A = 0$, а T_B легко выразить через T_b .) Точные измерения энергии проводятся с помощью магнитных анализаторов, которые обеспечивают $\Delta Q < 10$ кэВ. В результате масса определяется с погрешностью

$$\delta M = \Delta Q / 931,5 \approx 10^{-5} \text{ а. е. м.}$$

Если энергия реакции Q определена как средневзвешенное из многих измерений, то точность определения массы может достигать 10^{-7} а. е. м.

Примером экзоэнергетической реакции является реакция ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$, в которой освобождается в виде кинетической энергии продуктов реакции энергия реакции $Q = 3,25$ МэВ. Еще больше энергии освобождается в аналогичной реакции дейтрона с тритием: ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$, где $Q = 17,6$ МэВ, т. е. 3,5 МэВ на нуклон, что составляет 0,4% энергии покоя частиц. Заметим, что это значение в 10^5 раз превышает энергию химической реакции и в 4 раза энергию деления. Обе реакции относятся к реакциям синтеза легких элементов, которые должны приводить к освобождению энергии (см. гл. XIII).

К числу резкоэкзоэнергетических реакций относятся также реакции деления тяжелых ядер, в которых энерговыделение достигает примерно 200 МэВ на ядро, т. е. 0,85 МэВ на нуклон. Эти реакции описываются в гл. VII.

Примеры эндоэнергетических реакций рассмотрены в п. 2.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ. ПОРОГ ЭНДОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

Закон сохранения импульса для реакции типа (32.2) записывается в виде

$$\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_A = \mathbf{p}_B + \mathbf{p}_b. \quad (34.3)$$

Обычно предполагается, что ядро-мишень A покоится, так что

$$\mathbf{p}_A = 0; \quad \mathbf{p}_a = \mathbf{p}_B + \mathbf{p}_b. \quad (34.4)$$

Как показал Н. Бор (см. § 42), во многих случаях* можно считать, что ядерная реакция (32.2) идет в два этапа. На первом этапе из двух первичных частиц a и A образуется так называемое составное (промежуточное, компаунд) ядро O :

$$a + A \rightarrow O, \quad (34.5)$$

с вполне определенными параметрами (зарядом, массой, системой уровней, спином и другими квантовыми числами), которое существует достаточно длительное (по сравнению с ядерным временем $\tau_{\text{яд}}$ **) время: $\tau \approx 10^{-14}$ с.

На втором этапе ядерной реакции промежуточное ядро распадается на продукты реакции по схеме

$$O \rightarrow B + b. \quad (34.6)$$

Воспользуемся представлением о промежуточном ядре для более подробного энергетического описания ядерной реакции. Рассмотрим первый этап ядерной реакции — образование промежуточного ядра O и запишем для него законы сохранения импульса и энергии:

$$\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_O; \quad (M_A + m_a)c^2 + T_a = M_O^*c^2 + T_O. \quad (34.7)$$

Здесь p_O — импульс промежуточного ядра; T_O — его кинетическая энергия и $M_O^*c^2$ — энергия покоя.

Звездочка над M_O означает, что промежуточное ядро может образоваться в возбужденном состоянии, так что $M_O^*c^2$ определяет его энергию покоя в возбужденном состоянии. Значение T_O легко вычисляется (рассмотрение ведется для нерелятивистского случая малых энергий падающей частицы $T_a \approx 10$ МэВ):

$$T_O = \frac{p_O^2}{2M_O^*} = \frac{m_a}{M_O^*} \frac{p_a^2}{2m_a} = \frac{m_a}{M_O^*} T_a. \quad (34.8)$$

Подставляя найденное значение T_O в выражение (34.7), получаем

$$M_O^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a(1 - m_a/M_O^*), \quad (34.9)$$

* Как уже упоминалось, кроме боровского механизма протекания ядерных реакций существует еще механизм прямой передачи, который рассмотрен в гл. X.

** Ядерное время $\tau_{\text{яд}}$ характеризует время пролета частицы через ядро: $\tau_{\text{яд}} = R/v = (10^{-13} \div 10^{-12}) / (10^9 \div 10^{10}) \approx 10^{-23} \div 10^{-21}$ с.

где второе слагаемое намного меньше первого. Поэтому в первом приближении

$$M_O^* c^2 \approx (M_A + m_a) c^2. \quad (34.10)$$

Подставляя это выражение в правую часть соотношения (34.9), получаем достаточно точное второе приближение для $M_O^* c^2$:

$$M_O^* c^2 = (M_A + m_a) c^2 + T_a [1 - m_a / (M_A + m_a)],$$

или

$$M_O^* c^2 = (M_A + m_a) c^2 + M_A T_a / (M_A + m_a). \quad (34.11)$$

Аналогично подставляя выражение (34.10) в (34.8), получаем

$$T_O = m_a T_a / (M_A + m_a). \quad (34.12)$$

Зная массу возбужденного промежуточного ядра, легко определить для него энергию возбуждения:

$$W = M_O^* c^2 - M_O c^2 = (M_A + m_a - M_O) c^2 + M_A T_a / (M_A + m_a). \quad (34.13)$$

Согласно § 3 первое слагаемое соотношения (34.13) выражает энергию связи $\epsilon_a(O)$ частицы a относительно промежуточного ядра O . Что касается второго слагаемого, то (см. § 24) оно равно кинетической энергии T'_1 частиц A и a в с.ц.и. (относительная кинетическая энергия):

$$\frac{M_A}{M_A + m_a} T_a = \frac{m_a v^2}{2} \frac{M_A}{M_A + m_a} = \frac{\mu v^2}{2} = T'_1 \quad (34.14)$$

(v — относительная скорость частиц).

Таким образом, энергия возбуждения промежуточного ядра O складывается из энергии связи падающей частицы $\epsilon_a(O)$ и кинетической энергии частиц a и A в с.ц.и.:

$$W = \epsilon_a(O) + T'_1. \quad (34.15)$$

Заметим, что $W \neq 0$ даже при $T'_1 = 0$ (т. е. при $T_a = 0$). Если же $T_a \neq 0$, то часть T_a , равная $T'_1 = M_A T_a / (M_A + m_a)$, идет на возбуждение промежуточного ядра, а часть, равная $T_O = m_a T_a / (M_A + m_a)$, — на движение промежуточного ядра (на выполнение закона сохранения импульса):

$$T'_1 + T_O = M_A T_a / (M_A + m_a) + m_a T_a / (M_A + m_a) = T_a. \quad (34.16)$$

Изобразим процесс образования промежуточного ядра с помощью энергетической схемы (рис. 176, левая часть). Процесс распада промежуточного ядра на частицы B и b , очевидно, должен быть изображен аналогично (рис. 176, правая часть), но с той только разницей, что средняя линия определяет

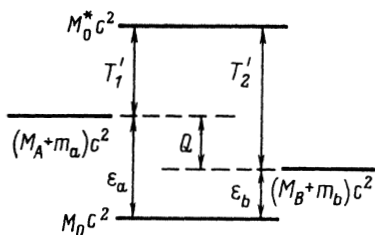


Рис. 176

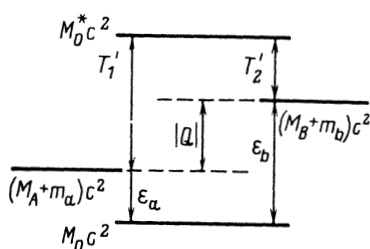


Рис. 177

энергию покоя частиц B и b , а ее расстояние до нижней и верхней линий—соответственно энергию связи частицы b в промежуточном ядре и относительную кинетическую энергию частиц B и b (в с.ц.и)*. На рис. 176 изображена схема экзоэнергетической реакции ($Q > 0$). Из рисунка видно, что

$$Q = T'_2 - T'_1 = \varepsilon_a - \varepsilon_b > 0. \quad (34.17)$$

Схема эндоэнергетической реакции изображена на рис. 177. Она отличается от схемы, изображенной на рис. 176, тем, что $(M_B + m_b)c^2 > (M_A + m_a)c^2$. В связи с этим

$$T'_2 - T'_1 = Q < 0 \quad \text{и} \quad T'_1 = T'_2 + |Q|. \quad (34.18)$$

Таким образом, для эндоэнергетической реакции всегда $T'_1 \geq |Q|$. Знак равенства соответствует минимальному значению кинетической энергии частиц A и a , при котором реакция еще возможна:

$$(T'_1)_{\min} = |Q|. \quad (34.19)$$

Используя $T'_1 = M_A T_a / (M_A + m_a)$, получаем условие для минимальной (пороговой) энергии в л.с.к.:

$$M_A (T_a)_{\min} / (M_A + m_a) = |Q|,$$

откуда

$$(T_a)_{\min} = \frac{M_A + m_a}{M_A} |Q|. \quad (34.20)$$

Если выражение (34.20) представить в форме

$$(T_a)_{\min} = |Q| + \frac{m_a}{M_A} |Q| = |Q| + \frac{m_a}{M_A + m_a} (T_a)_{\min} = |Q| + (T_o)_{\min}, \quad (34.21)$$

* Заметим, что у частиц A , a и B , b общая система центра инерции промежуточное ядро O

то видно, что $(T_a)_{\min}$ больше $|Q|$ как раз на значение кинетической энергии промежуточного ядра (которое не может быть использовано в реакции).

Рассмотрим несколько примеров расчета реакций с $Q > 0$ и $Q < 0$.



$$Q = -0,92 \text{ МэВ}; \quad T_{\min} = \frac{32+1}{32} 0,92 = 0,95 \text{ МэВ}.$$

Если реакция идет при пороговом значении энергии $T_{\min}$, то согласно формулам (34.18) и (34.19) $T'_2 = 0$, т. е. продукты реакции покоятся в с. ц. и. и, следовательно, движутся в л. с. к. с одинаковой скоростью, равной скорости с. ц. и. В связи с этим кинетическая энергия промежуточного ядра

$$T_o = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_{\min} = 0,95/33 \approx 0,03 \text{ МэВ}$$

распределяется между продуктами реакции пропорционально их массам $T_p : T_{\text{из}} = 1 : 32$ и $T_p = T_{\min}/33 \approx 1 \text{ кэВ}$. Обращаем внимание на то, что кинетическая энергия образующихся протонов отлична от нуля (в л. с. к.) и не может быть меньше найденного значения.

2. Полученные результаты несправедливы для эндознергетических реакций, идущих под действием γ -квантов. Рассмотрим, например, реакцию фоторасщепления дейтрона



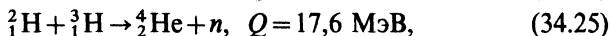
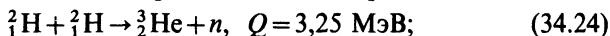
($Q = -2,22 \text{ МэВ}$), которая впервые наблюдалась при облучении дейтерия γ -квантами ThC'' ($E_\gamma = 2,62 \text{ МэВ}$). Согласно выражению (34.21)

$$\begin{aligned} (E_\gamma)_{\min} &= |Q| + (T_o)_{\min}; \\ (T_o)_{\min} &= \frac{(p_o^2)_{\min}}{2M_o} = \frac{(p_\gamma^2)_{\min}}{2M_o} = \frac{(E_\gamma^2)_{\min}}{2M_o c^2} < \frac{(E_\gamma^2)}{2M_o c^2}; \\ (T_o)_{\min} &< \frac{2,62^2 \text{ МэВ}}{4 \cdot 931 \text{ МэВ}} \approx 1,5 \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

Здесь рассмотрено самое легкое ядро — дейтрон. Для более тяжелых ядер $(T_o)_{\min}$ будет еще меньше. Таким образом, можно считать, что порог эндознергетических фотоядерных реакций практически совпадает с модулем энергии реакции:

$$(T_o)_{\min} \approx 0 \text{ и } (E_\gamma)_{\min} \approx |Q|.$$

3. Широкое применение находят две приведенные в § 34, п. 1 реакции синтеза с образованием нейтронов:



так как с их помощью можно получить быстрые моноэнергетические нейтроны.

Малая высота кулоновского барьера и большое сечение этих реакций приводят к тому, что они эффективно идут при сравнительно невысоких кинетических энергиях падающих дейтронов ($T_a \approx 0,2 \text{ МэВ}$). В этом случае легко показать, что нейтроны, вылетающие под углом 90° к падающему дейтрону, будут иметь энергии, равные $2,5 \text{ МэВ}$ и 14 МэВ для реакций (34.24) и (34.25) соответственно.

3. ИМПУЛЬСНАЯ ДИАГРАММА ДЛЯ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Кинематическая схема протекания ядерной реакции может быть легко проанализирована графически при помощи импульсной диаграммы. Рассмотрим для определенности экзоэнергетическую реакцию вида



в предположении, что ядро-мишень A покоится, а импульс бомбардирующей частицы a равен p_a .

Построение диаграммы аналогично построению, приведенному в § 24 для упругого рассеяния. Как и для случая упругого рассеяния, импульс частицы-продукта получается в результате сложения импульса переносного движения $\mathbf{p}_{\text{пер}}$ (со скоростью $v_{\text{ц.н}}$) и импульса в с. ц. и. $\mathbf{p}'$:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\text{пер}} + \mathbf{p}'. \quad (34.27)$$

Так как $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_O$, т. е. $m_a v_a = M_O v_O$ (рассматривается нерелятивистский случай), то

$$v_{\text{ц.н}} = v_O = m_a v_a / M_O = p_a / M_O. \quad (34.28)$$

Отсюда находим импульсы переносного движения частицы b и B :

$$(p_b)_{\text{пер}} = m_b v_{\text{ц.н}} = m_b p_a / M_O \approx m_b p_a / (M_B + m_b); \quad (34.29)$$

$$(p_B)_{\text{пер}} = M_B v_{\text{ц.н}} = M_B p_a / M_O \approx M_B p_a / (M_B + m_b). \quad (34.30)$$

Геометрически они могут быть получены, если первоначальный импульс p_a разделить в отношении масс продуктов реакции.

Что касается импульса частиц в с. ц. и., то его величина

$$p'_2 = p'_B = p'_b = p_a \sqrt{\frac{\mu_{Bb}}{m_a} \left(\frac{Q}{T_a} + \frac{M_A}{M_A + m_a} \right)} \quad (34.31)$$

получается из следующих очевидных соотношений:

$$T'_2 = T'_1 + Q = M_A T_a / (M_A + m_a) + Q; \quad (34.32)$$

$$p'_2 = \sqrt{2\mu_{Bb} T'_2}, \quad (34.33)$$

где $\mu_{Bb} = M_B m_b / (M_B + m_b)$ — приведенная масса частиц B и b . Здесь в отличие от случая упругого рассеяния $p'_2 \neq p'_1$.

Таким образом, импульсная диаграмма для интерпретации ядерной реакции строится так (рис. 178). Отрезок AB , изображающий в некотором масштабе импульс p_a бомбардирующей частицы a , надо разделить точкой O в отношении масс образующихся частиц:

$$AO/OB = m_b/M_B, \quad (34.34)$$

и из точки деления провести окружность радиусом

$$R = p'_2 = p_a \sqrt{\frac{\mu_{Bb}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)}. \quad (34.35)$$

Тогда противолежащие радиусы этой окружности (например, OC и OD) будут изображать импульсы обеих образующихся частиц в с. ц. и., отрезки $AO = m_b p_a / (M_B + m_b)$ и $OB = M_B p_a / (M_B + m_b)$ — импульсы переносного движения этих частиц и, следовательно, отрезки $AC = OC + AO$ и $CB = OB + OD = OB - OC$ — импульсы частиц в л. с. к. Углы вылета частиц b и B в л. с. к. равны соответственно θ и ψ , а угол вылета частицы b в с. ц. и. — θ' .

Импульсная диаграмма была построена для случая $Q > 0$, однако схема рассуждений остается справедливой и для $Q < 0$. Импульсная диаграмма позволяет графически определять возможные значения энергий и углов вылета частиц — продуктов ядерной реакции.

§ 35. Закон сохранения момента количества движения

1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В процессе ядерной реакции сохраняются суммарный момент количества движения взаимодействующих частиц и его проекция на выбранное направление.

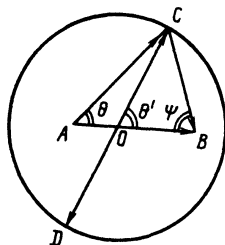


Рис. 178

Рассмотрим реакцию вида



Тогда

$$I_1 = I_O = I_2, \quad (35.1)$$

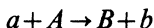
где

$$I_1 = I_A + i_a + I_{Aa} \quad \text{и} \quad I_2 = I_B + i_b + I_{Bb}. \quad (35.2)$$

Здесь I_A , i_a , I_O , I_B и i_b — спины соответствующих частиц, которые можно определить экспериментально или вычислить (например, с помощью модели оболочек). Известно, что спины протона равны $1/2$, спины всех четно-четных ядер равны нулю, спины ядер с четным массовым числом — целые, а с нечетным — полуцелые. Поскольку момент количества движения ядра зависит не только от спинов нуклонов, но и от их внутреннего движения (орбитальных моментов), его значение для разных состояний ядра различно. Спином ядра называется его момент количества движения для основного состояния.

Что касается I_{Aa} и I_{Bb} , то они определяют орбитальные моменты соответствующих пар частиц и характеризуют их относительное движение. Орбитальные моменты могут принимать только целые значения (0, 1, 2...), а их конкретное значение определяется характером движения частиц.

При рассмотрении ядерной реакции вида



обычно интересуются начальным и конечным состояниями системы, когда обе взаимодействующие частицы находятся на столь больших расстояниях друг от друга, что их движение можно считать свободным (несвязанным). В этом случае начальное и конечное состояния системы можно описать волновыми функциями ψ_n , ψ_k , являющимися произведением трех волновых функций:

$$\psi_n = \psi_A \psi_a \psi_{I_{Aa}}; \quad (35.3)$$

$$\psi_k = \psi_B \psi_b \psi_{I_{Bb}}. \quad (35.4)$$

Две первые функции описывают внутреннее движение частиц A и a (B и b), а третья — их относительное движение (и ориентацию спинов). Если рассматривать движение частиц в сферических координатах, то $\psi_{I_{Aa}}$ можно представить в виде

$$\psi_{I_{Aa}} = R(r) P_l^m(\cos \theta) \exp(im\varphi), \quad (35.5)$$

где $R(r)$ — функция расстояния r между частицами; $P_l^m(\cos\theta)$ — присоединенная функция Лежандра, которая имеет разный вид для различных значений орбитального момента l_{Aa} и его проекции m на полярную ось. Случаю $l_{Aa}=0$ (движение с параметром удара $\rho_0=0$) соответствует сферически-симметричная функция, случаю $l_{Aa}=1$ ($\rho_1 \approx \lambda$) — линейная функция $\cos\theta$, случаю $l_{Aa}=2$ ($\rho_2=2\lambda$) — линейная функция $\cos^2\theta$ и т. д. Аналогичный вид имеет функция $\psi_{l_{Bb}}$.

Напомним, что все векторы, входящие в выражение (35.2), — квантовомеханические, т. е. имеют следующие особенности.

1. Нельзя одновременно измерить все три компонента вектора. Для квантовомеханического вектора $\mathbf{I}$ одновременно могут быть определены только квадрат его модуля $|\mathbf{I}|^2 = I(I+1)\hbar^2$ и одна проекция I_z на какое-либо направление z , при этом проекция может принимать $2I+1$ различных значений: $I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -(I-1)\hbar, -I\hbar$, что соответствует $2I+1$ различной ориентации вектора $\mathbf{I}$ в пространстве.

2. Сумма двух квантовомеханических векторов $\mathbf{I}_1$ и $\mathbf{I}_2$ неоднозначна. Квантовое число вектора суммы $\mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$ может принимать $2I_{\min} + 1$ значений:

$$I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2|, \quad (35.6)$$

где $I_{\min}$ — наименьшее из двух квантовых чисел I_1 и I_2 .

Применение закона сохранения момента количества движения с учетом этих особенностей приводит к определенным правилам отбора, с которыми мы встречались при рассмотрении α - и β -распадов и γ -излучения. С другими случаями применения закона сохранения момента количества движения познакомимся при рассмотрении конкретных ядерных реакций (см., например, § 62, 67).

Расчеты значительно упрощаются, когда одно из слагаемых (или вся сумма) в выражении (35.2) равно нулю. Особый интерес представляют случаи, когда $I_0=0$, $l_{Aa}=0$ и $l_{Bb}=0$. Нетрудно видеть, что все они соответствуют сферически-симметричному распределению продуктов ядерной реакции в системе центра инерции. Действительно, при $I_0=0$ в пространстве нет выделенного направления, относительно которого может возникнуть анизотропное рассеяние; если $I_0 \neq 0$, но $l_{Aa}=0$, то для продуктов реакции имеется выделенное направление, однако из-за сферической симметрии волновой функции $\psi_{l_{Aa}}$ ($l_{Aa}=0$) нет выделенного направления для самого вектора $\mathbf{I}_0$, наконец, случаю $l_{Bb}=0$ соответствует сферически-симметричная функция $\psi_{l_{Bb}}$, характеризующая угловое распределение продуктов реакции.

2. РОЛЬ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА

Роль $l_{\alpha} \neq 0$ существенно различна при взаимодействии с ядрами нейтронов и заряженных частиц. В § 17, п. 4 на примере α -распада показано, что при взаимодействии частиц с $l \neq 0$ надо учитывать центробежный потенциал

$$V_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu r^2), \quad (35.7)$$

значение которого не зависит от заряда частицы, квадратично растет с ростом l и квадратично убывает с ростом r . Значение $V_{\text{ц}}$ на границе ядра ($r=R$) называется высотой центробежного барьера $B_{\text{ц}}$. Для нуклона оно равно [ср. с (17.29)]:

$$B_{\text{ц}}^N = V_{\text{ц}}^N(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_N R^2} \approx \frac{10l(l+1)}{A^{2/3}}, \quad (35.8)$$

где $B_{\text{ц}}^N$ измеряется в мегаэлектрон-вольтах.

Существованием центробежного потенциала определяется различие во взаимодействии нейтральных и заряженных частиц небольшой энергии с ядрами.

При взаимодействии с ядрами нейтронов кулоновский барьер отсутствует, но при $l \neq 0$ имеется центробежный барьер высотой $B_{\text{ц}}^N = \hbar^2 l(l+1)/2\mu_N R^2$ (рис. 179, а). Поэтому нейтроны с энергией $T < B_{\text{ц}}$ не могут эффективно взаимодействовать с ядром из-за малой прозрачности центробежного барьера $D_{\text{ц}}$.

Для эффективного (надбарьерного) взаимодействия с ядрами при $l \neq 0$ кинетическая энергия нейтронов должна удовлетворять условию

$$T > \hbar^2 l(l+1)/(2\mu_N R^2). \quad (35.9)$$

Если энергия нейтронов T фиксирована, то условие (35.9) означает, что нейтроны с данной энергией эффективно взаимодействуют с ядром только при $l < l_T$, где

$$l_T(l_T+1) < 2\mu_N TR^2/\hbar^2 = p_N^2 R^2/\hbar^2 = (R/\lambda_T^N)^2,$$

т. е.

$$l_T < R/\lambda_T^N. \quad (35.10)$$

Нейтроны с $l > l_T$ (при данной энергии T) практически не взаимодействуют с ядром, так как не могут преодолеть центробежный барьер. Как следует из формулы (35.10), l_T растет с энергией падающих нейтронов. При достаточно низкой энергии нейтронов

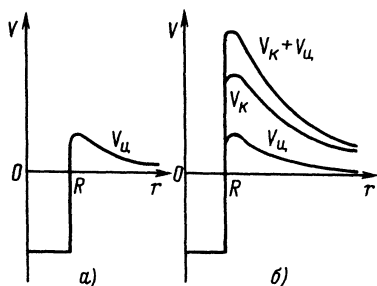


Рис. 179

Таблица 20

Ядро	$(B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$, МэВ	$B_{\text{к}}^p$, МэВ	Ядро	$(B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$, МэВ	$B_{\text{к}}^p$, МэВ
${}^1_1\text{H}$	20	1	${}^{118}_{50}\text{Sn}$	0,8	10
${}^7_3\text{Li}$	5,5	1,5	${}^{238}_{92}\text{U}$	0,4	15
${}^{16}_8\text{O}$	3,2	3,5			

$T < (B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$ взаимодействие нейтронов с $l \neq 0$ практически невозможно. Медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами только при $l=0$.

В табл. 20 приведено минимальное значение центробежного барьера* $(B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$ (в МэВ), соответствующее $l=1$.

Из табл. 20 видно, что вплоть до энергии $T \approx 20$ МэВ нейтроны должны взаимодействовать с протонами только при $l=0$. Это заключение подтверждается экспериментально изотропией углового распределения $(n-p)$ -рассеяния.

Для тяжелых ядер граничная энергия значительно ниже, но и в этом случае достаточно медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами только при $l=0$.

Иначе обстоит дело с заряженными частицами, когда наряду с центробежными потенциалом $V_{\text{ц}}$ надо рассматривать также кулоновский потенциал $V_{\text{к}} = Ze^2/r$ (см. рис. 179, б). В § 17, п. 3 показано, что высоту кулоновского барьера $B_{\text{к}} = V_{\text{к}}(R)$ можно вычислить по простой формуле ($B_{\text{к}}$ — в МэВ)

$$B_{\text{к}} = Zz/A^{1/3}. \quad (35.12)$$

Результаты вычисления для $z=1$ представлены в табл. 20. Сравнение высоты кулоновского барьера с минимальными значениями высоты центробежного барьера показывает, что $(B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$ превосходит $B_{\text{к}}^p$ только у самых легких ядер ($Z < 8$), а у всех остальных $B_{\text{к}}^p > (B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$, причем начиная с середины периодической системы элементов $B_{\text{к}}^p \gg (B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$, так что $B_{\text{к}}^p + (B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}} \approx B_{\text{к}}^p$. В связи с этим взаимодействие медленных $(T < B_{\text{к}}^p)$ заряженных частиц с достаточно тяжелыми ядрами происходит примерно с одинаковой вероятностью как при $l=0$, так и при $l=1$. С ростом l центробежный барьер растет квадратично и вероятность взаимодействия падает. Однако при малых l ($l \leq l_0$) условие $B_{\text{к}}^p > B_{\text{ц}}^N$ продолжает сохраняться и вероятность взаимодействия по-прежнему мало зависит от l . Только при достаточно больших $l > l_0$ роль центробежного

* Вычисление $(B_{\text{ц}}^N)_{\text{мин}}$ и $B_{\text{к}}$ для легких ядер, и особенно для нуклона, по формулам (35.11) и (35.12) дает сугубо ориентировочные результаты из-за недостаточной определенности радиуса R (подробнее о радиусе R см § 4 и 90)

барьера становится настолько существенной, что вероятность взаимодействия заметно снижается. Граничное значение l_0 можно грубо оценить, предположив, что при $l=l_0$ кулоновский и центробежный барьеры становятся одного порядка:

$$B_{\text{ц}} = \hbar^2 l_0 (l_0 + 1) / (2\mu R^2) \approx Zze^2 / R = B_{\text{к}}.$$

Отсюда получим

$$l_0 (l_0 + 1) \approx 2\mu B_{\text{к}} R^2 / \hbar^2 = R^2 / \lambda_{B_{\text{к}}}^2, \text{ или } l_0 \approx R / \lambda_{B_{\text{к}}},$$

где $\lambda_{B_{\text{к}}} = \hbar / p_{B_{\text{к}}} = \hbar / \sqrt{2\mu B_{\text{к}}}$ — дебройлевская волна, соответствующая энергии $T = B_{\text{к}}$.

Более точные вычисления дают для l_0 значение

$$l_0 = \sqrt{R / (2\lambda_{B_{\text{к}}})}. \quad (35.13)$$

Обращаем внимание на то, что величина l_0 не зависит от энергии падающих частиц. Таким образом, в отличие от нейтронов медленные ($T < B_{\text{к}}$) заряженные частицы со сравнимой вероятностью взаимодействуют не только при $l=0$, но при $l=1, 2$ и т. д. вплоть до $l_0 = \sqrt{R / (2\lambda_{B_{\text{к}}})}$. В связи с этим их угловое распределение в с. ц. и. может быть анизотропным.

§ 36. Закон сохранения четности

Как известно, в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется пространственная четность (см. § 6). Ядерные превращения, о которых пойдет речь, относятся именно к таким взаимодействиям. Поэтому для ядерных реакций справедлив закон сохранения четности. Применительно к ядерной реакции вида $a + A \rightarrow B + b$ закон сохранения четности записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_B P_b (-1)^{l_{Bb}}, \quad (36.1)$$

где P_a, P_A, P_B и P_b — внутренние четности взаимодействующих и образующихся частиц, а l_{Aa} и l_{Bb} — орбитальные моменты соответствующих пар частиц. Так же как и другие законы сохранения, закон сохранения четности приводит к определенным правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий. Мы уже встречались с ними при рассмотрении α - и β -распадов и γ -излучения ядер. Конкретные примеры применения закона сохранения четности в ядерных реакциях рассмотрены позже (см. § 62, 67). Сейчас остановимся только на правилах отбора общего характера.

Очень простое правило отбора, связанное с выполнением закона сохранения четности, возникает для упругого рассеяния

частиц (например, нуклонов) на ядрах: в процессе рассеяния l может изменяться только на четное число. Это заключение следует из того, что при упругом рассеянии ни состояние ядра, ни состояние бомбардирующей частицы не изменяется. Единственное, что с ними может произойти, это переориентация спина, при которой четность сохраняется*. Но тогда должна сохраняться и четность волновой функции, описывающей относительное движение частиц. Отсюда следует, что в соответствии с формулой (36.1) l может изменяться только на четное число (в пределах, допускаемых законом сохранения момента количества движения).

Своеобразные правила отбора по четности возникают при рассмотрении процессов с участием двух тождественных частиц. Рассмотрим простейший пример такого рода — распад составной системы на две тождественные частицы с нулевыми спинами. Покажем, что четная система A может (а нечетная не может) распасться на две тождественные частицы с нулевыми спинами и четным орбитальным моментом l .

Для доказательства запишем закон сохранения четности для составной системы, состоящей из двух тождественных частиц:

$$P_A = P_a P_a (-1)^l = (-1)^l. \quad (36.2)$$

Из выражения (36.2) видно, что четность распадающейся системы определяется четностью орбитального момента l , характеризующего относительное движение образующихся частиц. Нетрудно показать, что число l четно, если составная система состоит из двух тождественных частиц с нулевыми спинами.

Действительно, из теоретической физики известно, что тождественные частицы с целым (в том числе с нулевым) спином подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Волновая функция такой системы симметрична, т. е. не меняется при перестановке двух произвольно выбранных частиц системы:

$$\psi(a_1, a_2) \equiv \psi(a_2, a_1). \quad (36.3)$$

Но перестановка двух тождественных частиц с нулевыми спинами эквивалентна операции зеркального отражения. Таким образом, волновая функция рассматриваемой системы A имеет положительную четность:

$$P_A = (-1)^l = +1, \quad (36.4)$$

откуда следует, что l — четное.

Как уже отмечалось в § 6, сохранение четности означает, что

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2, \quad (36.5)$$

* Спин не чувствителен к замене (x, y, z) на $(-x, -y, -z)$.

или в сферических координатах

$$|\psi(r, \theta, \varphi)|^2 = |\psi(r, \pi - \theta, \pi + \varphi)|^2. \quad (36.6)$$

При выполнении закона сохранения четности сечение реакции должно быть симметрично относительно угла $\theta = 90^\circ$ в с. п. и.:

$$d\sigma(\theta) = d\sigma(\pi - \theta) \quad (36.7)$$

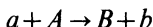
(имеется в виду сечение, усредненное по спидам; это сечение не зависит от φ). Другими словами, разложение $d\sigma(\theta)$ в ряд по $\cos \theta$

$$d\sigma(\theta) = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta + d \cos^3 \theta + \dots \quad (36.8)$$

не должно содержать нечетных степеней: $b = d = 0$.

§ 37. Закон сохранения изотопического спина

Так как ядерные реакции



относятся к числу сильных взаимодействий, то в соответствии с § 8 для них должен выполняться закон сохранения изотопического спина T . Согласно этому закону суммарный изоспин частиц, вступающих в реакцию, должен быть равен суммарному изоспину частиц, образующихся в реакции:

$$T_a + T_A = T_B + T_b. \quad (37.1)$$

Напомним, что изоспин T является характеристикой уровня ядра, т. е. ядро в разных энергетических состояниях может иметь различные значения изотопического спина в пределах от $T_{\min} = (N - Z)/2$ до $T_{\max} = A/2$. Обычно основное и слабо возбужденные состояния ядра характеризуются минимально возможным значением изоспина.

Соотношение (37.1) можно использовать для идентификации уровней ядра. Особенно простые правила отбора возникают в тех случаях, когда частицы a и b имеют нулевой изоспин: $T_a = T_b = 0$. В подобных реакциях $T_A = T_B$.

Именно так обстоит дело в реакциях типа (d, α) , (d, d) , (α, d) и (α, α) , протекающих с участием дейтронов и α -частиц, которые имеют изоспин $T_d = T_\alpha = 0$. (У ${}^2_1\text{H}$ нет возбужденных состояний, а у ${}^4_2\text{He}$ состояние с $T = 1$ лежит при 22,5 МэВ.)

Для реакций (d, d) и (α, α) правила отбора по изоспину были проверены на ядрах ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, основные состояния которых имеют $T = 0$, а среди возбужденных есть как с $T = 0$, так и с $T = 1$ (рис. 180). Оказалось, что состояния с $T = 1$ (запрещенные по изоспину) возбуждаются с существенно мень-

шей вероятностью (1–10%), чем состояния с $T=0$, разрешенные законом сохранения изоспина*. Аналогичные результаты были получены для реакций (d, α) на ядрах $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$ и (α, d) на ядрах $^{12}_6\text{C}$, $^{24}_{12}\text{Mg}$.

Отличная от нуля вероятность возбуждения состояний, запрещенных по изоспину, объясняется нарушением закона сохранения изоспина в электромагнитных взаимодействиях. Кулоновские силы могут смешивать ядерные состояния с одинаковыми значениями спина и четности, но различными изоспинами (кулоновское смешивание). Степень кулоновского смешивания зависит от расстояния между уровнями с одинаковыми I и P , но разными T , от их ширины и др.

В настоящем разделе ограничимся этими короткими замечаниями о роли закона сохранения изоспина в ядерных реакциях. Подробнее об изотопическом спине и изотопической инвариантности ядерных сил можно прочесть в § 8 и § 84, п. 7.

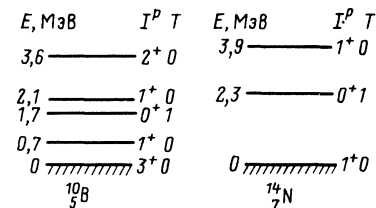


Рис. 180

§ 38. Краткое заключение к гл. V

В гл. V дана классификация ядерных реакций и описаны их общие закономерности.

В соответствии с характерными особенностями ядерные реакции удобно разделить на реакции под действием нейтронов, заряженных частиц и γ -квантов, а также обособить реакции деления тяжелых ядер, термоядерные реакции и реакции образования трансурановых элементов.

В зависимости от механизма взаимодействия различают ядерные реакции, идущие через промежуточный этап образования составного ядра, и прямые взаимодействия.

В общем случае в результате взаимодействия двух частиц (обычно одной из них является ядро) могут возникнуть две или больше других частиц (продукты реакции), причем реакция может идти одновременно по нескольким конкурирующим каналам, т. е. с образованием различных пар (троек и т. п.) частиц на заключительном этапе. В частном случае рассеяния продукты реакции совпадают с частицами, вступающими в реакцию. При этом рассеяние называется упругим, если обе частицы сохраняют свое внутреннее квантовое состояние, и неупругим, если квантовое состояние хотя бы одной из частиц (ядра) изменяется.

* Разумеется, при проверке правил отбора по изоспину должна учитываться и роль других правил отбора (например, по моменту и четности), которые также могут приводить к снижению вероятностей некоторых переходов.

В процессе ядерной реакции сохраняется полная энергия частиц. При упругом рассеянии сохраняется также их суммарная кинетическая энергия. В общем случае кинетическая энергия не сохраняется. Разность между суммарной кинетической энергией продуктов реакции и суммарной кинетической энергией частиц, вступающих в реакцию, называется энергией реакции Q . Реакции с $Q > 0$ называются экзоэнергетическими, с $Q < 0$ — эндоэнергетическими. Эндоэнергетические реакции обладают порогом, т. е. могут происходить только в том случае, когда кинетическая энергия бомбардирующей частицы превосходит пороговое значение $T_{\text{мин}} = \frac{M+m}{M} |Q|$,

где M и m — массы ядра и налетающей частицы соответственно.

Кроме закона сохранения полной энергии в ядерных реакциях выполняется еще целый ряд законов сохранения: законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (т. е. барионного заряда)*, законы сохранения импульса, момента количества движения и четности, а также закон сохранения изотопического спина. Последний закон сохранения является следствием зарядовой независимости (изотопической инвариантности) ядерных сил: все три элементарные, чисто ядерные (т. е. без учета электромагнитного) взаимодействия нуклонов тождественны ($p-p \equiv n-n \equiv n-p$), если нуклоны находятся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях.

Законы сохранения накладывают определенные ограничения (запреты) на протекание ядерных реакций и, следовательно, позволяют правильно записывать возможные реакции и получать важные сведения о свойствах взаимодействующих частиц и продуктов реакции.

Изучение ядерных реакций сводится к измерению дифференциального сечения в функции от энергии и других параметров налетающей частицы и определению угловых и энергетических распределений продуктов реакций, а также их внутреннего квантового состояния (энергии возбуждения, спина, четности и изотопического спина).

Глава VI

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Взаимодействие нейтронов с ядрами составляет, пожалуй, один из самых обширных и разнообразных классов ядерных взаимодействий. Объясняется это тем, что нейтроны (наряду с протонами) входят в состав любого атомного ядра, в котором они прочно связаны ядерными силами. Поэтому при сближении с ядром нейтроны должны с ним эффективно взаимодей-

* Барионный заряд иногда называют также нуклонным или ядерным зарядом.

ствовать, причем в отличие от протонов, которые из-за кулоновского барьера не могут эффективно взаимодействовать с ядром при малых энергиях, нейтроны, не имеющие зарядов, взаимодействуют с ядром и при низких энергиях.

§ 39. Свойства нейтронов и способы их получения

Нейтрон — это нейтральная ($z=0$) частица со спином $s_n=1/2$ и отрицательным магнитным моментом $\mu_n \approx -1,9 \mu_B$, который в основном определяет электромагнитное взаимодействие нейтрона. Так же как и протону, нейтрону приписывают единичный барионный заряд $B_n=+1$, изотопический спин $T=1/2$ (с проекцией $T_z=-1/2$) и положительную внутреннюю четность $P_n=+1$. Масса нейтрона составляет $m_n=1,00867$ а. е. м. $=939,6$ МэВ $=1838,6 m_e$, что на 1,3 МэВ ($2,5 m_e$) больше массы протона. В связи с этим нейтрон является β -радиоактивной частицей. С периодом полураспада $T_{1/2} \approx 10$ мин он распадается по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (39.1)$$

Изучение структуры нейтрона, предпринятое в 60-е годы (см. § 91), позволило предположить, что нейтрон обладает взаимно скомпенсированным распределенным электрическим зарядом, с существованием которого связано наличие у нейтрона магнитного момента.

Как известно (см. § 2, п. 3), впервые нейтроны были получены в реакции взаимодействия α -частиц радия с ядрами бериллия:



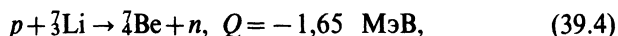
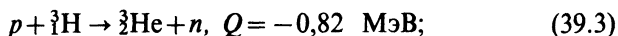
Эта реакция до сих пор используется для получения нейтронов с широким энергетическим спектром. (Ra—Be)-источник отличается очень высоким выходом нейтронов (около $2 \cdot 10^7$ на 1 г Ra). Существенным недостатком источника является то, что наряду с нейтронами он испускает также γ -излучение, фон которого часто мешает проведению эксперимента.

Этого недостатка не имеет (Po—Be)-источник, так как α -распад Po практически не сопровождается испусканием γ -квантов. Этот источник также характеризуется высоким выходом нейтронов (около $3 \cdot 10^6$ на 1 Ки Po).

Общим недостатком обоих нейтронных источников является широкий энергетический спектр.

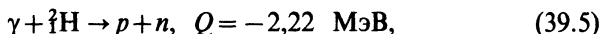
Для получения моноэнергетических нейтронов широко используются различные реакции, часть из которых уже описана выше [реакции (34.24) и (34.25)].

Кроме этих реакций для той же цели широко применяются реакции



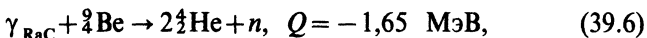
в которых получаются нейтроны с энергией $T_n = 60$ кэВ и 30 кэВ соответственно, когда реакции идут при пороговых значениях энергии протонов $T_p = T_{\text{мин}}$. При $T_p > T_{\text{мин}}$ с помощью этих реакций можно получить моноэнергетические нейтроны с большей энергией, если регистрировать нейтроны под определенным углом к падающим протонам.

Моноэнергетические нейтроны можно получить также и в реакции фоторасщепления дейтрона



идущей под действием γ -квантов ThC'' (${}^{208}_{81}\text{Tl}$, $E_\gamma = 2,62$ МэВ). Анализ этой реакции (см. § 2, п. 3) показывает, что она может служить источником нейтронов с энергией $T_n = 200$ кэВ.

Аналогично под действием γ -излучения RaC (${}^{214}_{83}\text{Bi}$) с энергией $E_\gamma \approx 1,78$ МэВ идет фоторасщепление ${}^9_4\text{Be}$:



в результате которого образуются моноэнергетические нейтроны с энергией $T_n \approx 110$ кэВ.

Заметим, что фотонейтронные источники надо изготавливать так, чтобы образование нейтронов шло только под действием γ -излучения. Для этого радиоактивный препарат обособляется в отдельной ампуле, через стенки которой не могут пройти α -частицы. Разумеется, таких мер предосторожности не надо предпринимать, если радиоактивный препарат испускает только γ -излучение. К числу таких источников относится (${}^{124}_{51}\text{Sb} + \text{Be}$)-источник, испускающий моноэнергетические нейтроны с энергией около 30 кэВ. Радиоактивная сурьма для этого источника готовится предварительным облучением в ядерном реакторе.

Еще более медленные нейтроны получаются в результате процесса замедления быстрых нейтронов, который сводится к последовательным упругим соударениям нейтронов с ядрами вещества-замедлителя (см. § 41, п. 1). Спектр нейтронов, испускаемых замедлителем, имеет максимум при энергии нейтронов, равной энергии теплового движения атомов замедлителя (тепловые нейтроны), и плавно спадает в сторону больших энергий (см. § 41, п. 2). Для выделения из него нейтронов с определенной энергией используются методы нейтронной спектроскопии (см. § 43).

Новые возможности получения интенсивных пучков быстрых и медленных нейтронов появились после изобретения циклических ускорителей заряженных частиц и ядерных реакторов. В ускорителях получают быстрые нейтроны при помощи (α, n) -, (p, n) - или (d, n) -реакций, идущих при соударении ускоренных α -частиц, протонов или дейтронов с мишенью. В наиболее распространенных типах ядерных реакторов получают медленные (в основном тепловые) нейтроны, которые образуются в результате замедления нейтронов, испускаемых в процессе деления ядер урана или другого ядерного горючего. В обоих случаях пучки нейтронов имеют несравненно большую интенсивность, чем нейтронные источники. Особенно интенсивные пучки нейтронов [около 10^{18} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] имеют ядерные реакторы, работающие в импульсном режиме.

Для получения нейтронов используется также реакция (γ, n) , идущая под действием γ -квантов, образующихся на электронных ускорителях.

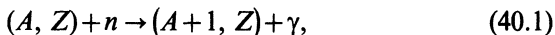
Своеобразными источниками нейтронов являются некоторые трансурановые элементы, для которых велика вероятность спонтанного деления с испусканием нейтронов деления (см. § 53, п. 6 и § 57). Pu и Am используются также как источники α -частиц для приготовления нейтронных источников типа (Po—Be).

Наконец, очень быстрые нейтроны (с энергией в сотни мегаэлектрон-вольт) возникают в процессах перезарядки протона и в реакции дейтронного срыва (см. § 66 и 86, п. 3).

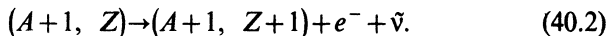
§ 40. Виды взаимодействия нейтронов с ядрами

1. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ

Одним из самых распространенных видов ядерных реакций под действием нейтронов являются реакции вида (n, γ) :



в результате которых образуется ядро $(A+1, Z)$, обычно β^- -радиоактивное, т. е. распадающееся по схеме



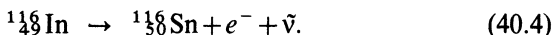
Так как реакции вида (n, γ) сводятся к захвату нейтрона с последующим испусканием γ -кванта, они называются реакциями радиационного захвата нейтрона.

Реакции радиационного захвата с большой вероятностью идут под действием медленных нейтронов с энергией от 0 до 500 кэВ и широко используются для их детектирования.

Пример (n, γ) -реакции — процесс захвата нейтронов с энергией 1,46 эВ индием:

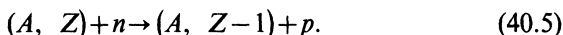


Образующийся в этом процессе радиоактивный изотоп $^{116}_{49}\text{In}$ распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 54$ мин:



2. РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПРОТОНОВ

Под действием нейтронов с энергией $T_n \approx 0,5 \div 10$ МэВ часто идет реакция вида (n, p) :



Обычно (n, p) -реакции имеют $Q > 0$ (так как $m_n > m_p$), а если $Q < 0$, то $|Q| \approx 1$ МэВ. Однако, для того чтобы образующийся протон мог преодолеть кулоновский барьер при вылете из ядра, нейтрон должен иметь достаточно большую энергию.

Примерами (n, p) -реакций являются пороговая реакция



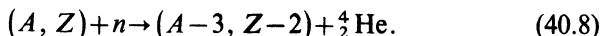
у которой $Q \approx -0,92$ МэВ, и реакция



имеющая $Q \approx 0,6$ МэВ и идущая даже от тепловых нейтронов (так как барьер легкого ядра для образующихся протонов относительно невысок). Реакция (40.6) была использована для обнаружения нейтронов деления в первых опытах по изучению процесса деления тяжелых ядер, а (40.7) применяется при регистрации тепловых нейтронов методом ядерных фотоэмульсий, в которых возникают следы протонов длиной несколько микрон.

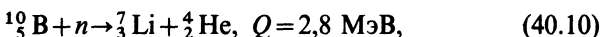
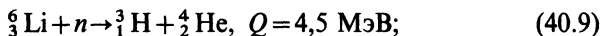
3. РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ α -ЧАСТИЦ

Очень широко используются в ядерной физике реакции вида (n, α) :



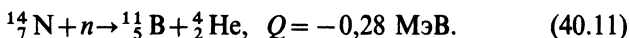
Для эффективного протекания (n, α) -реакций также нужны нейтроны с энергиями от 0,5 до 10 МэВ. Однако в некоторых случаях энергия реакции оказывается настолько велика, а кулоновский барьер — настолько мал, что реакция с большой вероятностью идет на тепловых нейтронах.

Примером таких реакций являются



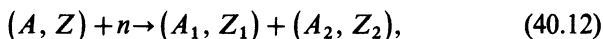
которые используются для регистрации тепловых нейтронов (применяются ионизационные камеры с литиевым покрытием, счетчики, наполненные газообразным соединением BF_3 или изготовленные из борного стекла и т. п.). При этом сечения реакций (40.9) и (40.10) настолько велики ($900 \cdot 10^{-24}$ и $4000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ соответственно), что как литий, так и бор можно использовать в виде естественных смесей изотопов (в составе которых ${}^6_3\text{Li}$ содержится 7,5, а ${}^{10}_5\text{B}$ — 19%).

В качестве примера эндонергетической реакции вида (n, α) приведем реакцию взаимодействия нейтронов с азотом:



4. РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

При облучении тяжелых ядер (${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{92}\text{U}$, трансурановые элементы) нейтронами с энергией $T_n > 1 \text{ МэВ}$ (а для некоторых изотопов урана и трансурановых элементов даже тепловыми нейтронами) происходит реакция разделения тяжелого ядра на два ядра-осколка со средними массами, примерно относящимися как 2:3:



где

$$A_1 + A_2 = A + 1; \quad Z_1 + Z_2 = Z; \quad \bar{A}_1 : \bar{A}_2 \approx 2:3.$$

Реакция такого вида называется реакцией деления и обозначается знаком (n, f) (по первой букве английского слова *fission*, что значит деление). В процессе деления освобождается очень большая энергия $Q \approx 200 \text{ МэВ}$, в связи с чем реакции деления широко используются для получения атомной (точнее, ядерной) энергии (см. § 52).

5. РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ДВУХ И БОЛЬШЕГО ЧИСЛА НУКЛОНОВ

При $T_n > 10 \text{ МэВ}$ становятся возможными реакции вида $(n, 2n)$, (n, np) , $(n, 3n)$ и другие, которые широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов (см. § 86, п. 1). Примерами этих реакций являются



с порогоми, соответственно равными 20 и 10 МэВ.

Большой порог реакций вида $(n, 2n)$ и аналогичных им объясняется, очевидно, тем, что энергия отделения двух нуклонов, как правило, больше, чем энергия отделения одного нуклона (см. § 3, п. 4).

Интересным исключением является реакция $(n, 2n)$ на бериллии



порог которой составляет всего около 2 МэВ.

6. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

Нейтрон с энергией в несколько сот килоэлектрон-вольт после попадания в ядро может перевести его в возбужденное состояние и снова вылететь из него (причем не обязательно тот же самый), но уже с меньшей энергией. Такой процесс называется неупругим рассеянием нейтрона. Разумеется, граничная энергия $T_n > 0,5$ МэВ (как и в других рассмотренных случаях) сугубо ориентировочна, так как ее положение для каждого конкретного ядра зависит от расположения уровней возбужденных состояний.

7. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

Последний процесс, на котором мы остановимся,—упругое рассеяние. Как известно, в результате упругого рассеяния ядро остается в прежнем состоянии, а нейтрон сохраняет свою первоначальную кинетическую энергию в с. ц. и. (в л. с. к. сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра).

Упругое рассеяние нейтронов очень широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи (чаще всего протонов отдачи) в различных трековых приборах (камера Вильсона, ядерная фотоэмульсия, пузырьковая камера и др.), а также для регистрации ядер отдачи ионизационными методами (ионизационные камеры, счетчики).

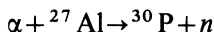
Выше уже отмечалась роль упругого рассеяния при замедлении быстрых нейтронов, которое является одним из важнейших процессов, протекающих в ядерных реакторах. Своим процессом упругого рассеяния является диффузия тепловых нейтронов.

Ввиду ограниченного объема настоящей книги здесь будут рассмотрены только некоторые явления, имеющие прямое отношение к собственно ядерной физике. Это элементы теории замедления быстрых нейтронов и диффузии тепловых нейтронов, взаимодействие с ядрами медленных нейтронов и боровская теория ядерных реакций, методы нейтронной спектроскопии, рассеяние быстрых нейтронов (применительно к определению радиусов ядер) и, наконец, физика деления ядер.

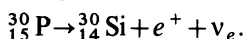
§ 41. Опыты Ферми по изучению взаимодействия нейтронов с веществом

В 1934 г. группа итальянских физиков во главе с Ферми начала серию опытов по изучению искусственной β^- -радиоактивности, возникающей в результате облучения различных элементов нейтронами.

Незадолго перед этим в том же 1934 г. супруги Жолио-Кюри открыли искусственную β^+ -радиоактивность. Исследуя реакции получения нейтронов под действием α -частиц, Жолио-Кюри обнаружили остаточную радиоактивность продуктов реакции



после прекращения облучения. Дальнейшее радиохимическое исследование показало, что носителем этой радиоактивности являются ядра ${}^{30}\text{P}$, которые распадаются по схеме



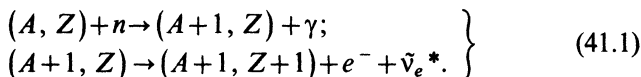
Свойства обнаруженной искусственной β^+ -радиоактивности оказались идентичными свойствами естественной β^- -радиоактивности (экспоненциальный закон распада, независимость константы распада от внешних воздействий)*.

Появление искусственной β^+ -радиоактивности при облучении β -стабильных ядер α -частицами естественным образом объясняется тем, что в результате (α, n) -реакции получают ядра с избытком протонов по сравнению с формулой (3.4). По аналогии с этим можно было надеяться, что в результате реакций (n, γ) должны возникать ядра с избытком нейтронов, которые будут обладать свойством искусственной β^- -радиоактивности.

Ферми и его сотрудники провели систематическое облучение нейтронами всех элементов, начиная с водорода, и уже для фтора обнаружили заметный эффект, который затем был

* В 1935 г. И. и Ф. Жолио-Кюри была присуждена Нобелевская премия по химии за открытие искусственной радиоактивности.

подтвержден и для многих других элементов. Схематически реакции радиационного захвата нейтрона (n, γ) и последующего β^- -распада образовавшихся ядер можно записать в виде



Возбуждение и регистрация искусственной β^- -активности проводились различными способами. Наиболее удобно использовать тонкие металлические фольги, которые после облучения их нейтронами накладываются на цилиндрический β -счетчик. Особенно часто использовались фольги из $^{109}_{47}\text{Ag}$ и $^{103}_{45}\text{Rh}$, дающие β^- -активность с короткими периодами полураспада (24 и 44 с соответственно), а в более поздних исследованиях — $^{115}_{49}\text{In}$ ($T_{1/2} = 54$ мин) и $^{127}_{79}\text{Au}$ ($T_{1/2} = 2,7$ дня).

Если по условиям опыта приходится проводить объемное облучение вещества в виде раствора, то для регистрации β -активности предварительно концентрируют радиоактивный изотоп методами радиохимии. Так, при работе с раствором KMnO_4 образующийся радиоактивный ^{56}Mn вылетает из молекулы из-за энергии отдачи и осаждается при фильтровании (метод Сцилларда—Чалмерса). Аналогичный метод применяется также при работе с йодистым этилом, из которого радиоактивный йод ^{128}I выделяется добавлением свободного йода, выполняющего функции носителя.

Кроме β -счетчиков для регистрации β -излучения в опытах Ферми использовались также ионизационные камеры, соединенные с электрометрами.

Во всех случаях обязательно принимались меры по обеспечению одинаковых условий облучения и измерения (геометрия расположения источника и мишени, мишени и детектора; время облучения, переноса мишени на счетчик и измерения и т. д.).

1. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Одним из первых результатов опытов было наблюдение возрастания β -активности в тех случаях, когда при облучении мишени нейтронами между источником и мишенью находился парафин. Для объяснения этого эффекта Ферми предположил, что при движении в парафине нейтроны испытывают упругие соударения с ядрами водорода и углерода, в результате чего

* В 1938 г. Э. Ферми была присуждена Нобелевская премия по физике за идентификацию новых радиоактивных элементов, полученных нейтронной бомбардировкой, и за сделанное в связи с этой работой открытие ядерных реакций под действием медленных нейтронов.

быстро теряют свою кинетическую энергию (замедление нейтронов). Так как вероятность захвата для замедлившихся нейтронов должна быть больше, чем для быстрых (из-за большего времени пролета через область ядра для медленного нейтрона), то это должно приводить к возрастанию β -активности мишени, если поместить между нею и источником нейтронов парафин.

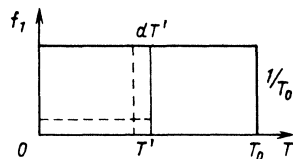


Рис. 181

Процесс замедления моноэнергетических нейтронов при их соударении с ядрами водорода можно легко проанализировать с помощью импульсной диаграммы для нерелятивистского случая (см. § 24). Как известно, при однократном соударении нейтрона с протоном первоначальная энергия T_0 нейтрона распределяется между рассеянным нейтроном и протоном отдачи в соответствии с формулами

$$T_n = T_0 \cos^2 \theta; \quad T_p = T_0 \sin^2 \theta, \quad (41.2)$$

где θ и ψ — углы рассеяния и отдачи. Таким образом, при однократном соударении нейтрона с протоном энергия нейтрона (протона) может принять любое значение в пределах $0 \leq T_n \leq T_0$. При этом измерения энергии протонов отдачи, сделанные с помощью ионизационной камеры, а также другие опыты (см. § 84, п. 1) показали, что все значения энергии протонов (а следовательно, и нейтронов) равновероятны (рис. 181), так что спектр рассеянных нейтронов после первого соударения имеет вид

$$f_1(T) dT = dT/T_0 \quad (41.3)$$

(спектр нормирован на единицу). Средняя энергия нейтронов после первого соударения, очевидно, равна:

$$\bar{T}_1 = T_0/2. \quad (41.4)$$

Выделим из полученного равномерного спектра участок шириной dT' в районе некоторой энергии нейтронов T' . Таких нейтронов будет $dN = dT'/T_0$. В результате столкновения с протонами (второе соударение нейтронов) они по аналогии с предыдущим рассмотрением будут иметь с равной вероятностью все возможные значения энергии в интервале от 0 до T' (малый горизонтальный прямоугольник на рис. 181), так что их вклад в интервал dT спектра нейтронов при значении энергии $T < T'$ после второго соударения

$$\Delta N = (1/T_0)(dT'/T')dT. \quad (41.5)$$

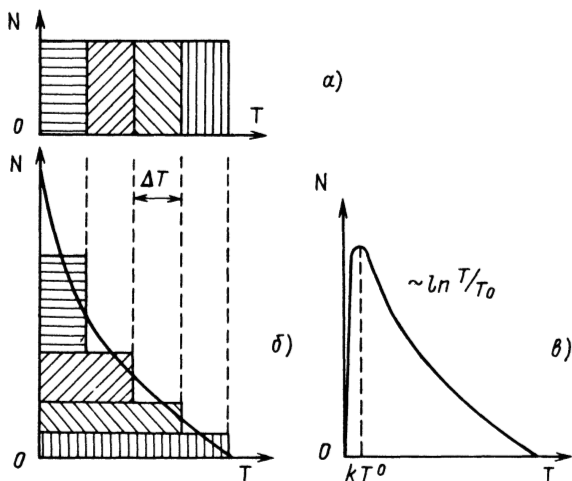


Рис. 182

Общий вклад в интервал dT от всех нейтронов с энергией $T' > T$

$$\frac{dT}{T_0} \int_T^{T_0} \frac{dT'}{T'} = \frac{dT}{T_0} \ln \frac{T_0}{T}. \quad (41.6)$$

Поэтому спектр нейтронов после второго соударения имеет вид

$$f_2(T) = (1/T_0) \ln(T_0/T). \quad (41.7)$$

Графически этот спектр можно получить, разбив прямоугольник на рис. 181 на ряд узких вертикальных столбиков шириной ΔT каждый (рис. 182, а). При достаточно малом ΔT группы нейтронов в пределах каждого столбика можно считать моноэнергетическими. Поэтому в соответствии с предыдущими рассуждениями каждый вертикальный столбик в результате второго соударения нейтронов преобразуется в равновеликий прямоугольник, длина которого определяется местоположением столбика (рис. 192, б). Огибающая кривая приблизительно передает форму спектра $f_2(T)$, т. е. при $\Delta T \rightarrow 0$ соответствует формуле (41.7). Из рис. 190, б и формулы (41.7) следует, что спектр нейтронов после двух соударений с протонами получается уже не равномерным (как после одного соударения), а монотонно убывающим по логарифмическому закону.

В проведенном рассуждении не учитывалось тепловое движение атомов среды, в которой происходит замедление нейтронов. Из-за теплового движения замедление нейтронов практически происходит только до энергии теплового движения kT° , при которой монотонный ход спектральной кривой нарушается (см. рис. 190, в)*.

Средняя энергия нейтронов после второго соударения

$$\bar{T}_2 = \frac{\int_0^{T_0} T f_2(T) dT}{\int_0^{T_0} f_2(T) dT} = \frac{\int_0^{T_0} T \ln \frac{T_0}{T} dT}{\int_0^{T_0} \ln \frac{T_0}{T} dT} = \frac{T_0}{2^2}. \quad (41.8)$$

При этом легко убедиться, что большая часть (примерно 60%) нейтронов имеет энергию

$$T < \bar{T}_2 = T_0/2^2. \quad (41.9)$$

Аналогичные рассуждения показывают, что спектр нейтронов после третьего соударения имеет вид

$$f_3(T) = \frac{1}{2T_0} \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^2, \quad (41.10)$$

а после n -го

$$f_n(T) = \frac{1}{(n-1)! T_0} \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^{n-1}, \quad (41.11)$$

причем средняя энергия нейтронов после n -го соударения**

$$\bar{T}_n = \frac{\int_0^{T_0} T f_n(T) dT}{\int_0^{T_0} f_n(T) dT} = \frac{T_0}{2^n}. \quad (41.12)$$

Казалось бы, последняя формула позволяет определить число соударений n , необходимых для замедления до заданной энергии T , как

$$n = \log_2 \frac{T_0}{T} = (\ln \frac{T_0}{T}) / \ln 2 = 1,4 \ln \frac{T_0}{T}. \quad (41.13)$$

Однако это неверно.

Нетрудно видеть, что средняя энергия нейтронов $\bar{T}_n$ является плохой характеристикой замедления, так как при логарифмически

* Для отличия от кинетической энергии T абсолютная температура обозначается T° . Подробнее о тепловой энергии см. п. 2 настоящего параграфа.

** Формула (41.11) впервые была получена И. В. Курчатовым, Л. А. Арцимовичем и др. в 1935 г. (Журн. эксперим. и теорет. физ. 1935. Т. 5. С. 659—670).

убывающем характере спектра большинство нейтронов имеют энергию $T < \bar{T}_n$.

Рисунок 183 иллюстрирует деформацию энергетического спектра нейтронов после 1-го, 2-го и т. д. соударений.

Из рисунка видно, что с ростом числа соударений n резко возрастает доля медленных нейтронов. При этом для каждого выбранного значения конечной энергии замедления T существует оптимальное число соударений $n_{\text{опт}}$, после которого в составе спектра будет присутствовать максимальное количество нейтронов с энергией T . Последующие соударения приводят к снижению этого количества. Так, например, наибольшее количество нейтронов с энергией $T = T_3 = T_0/2^3$ практически достигается уже при $n=2$ (кривая f_2), остается неизменным при $n=3$ (кривая f_3) и уменьшается при $n \geq 4$ (кривые f_4 и f_5).

Правильное значение среднего числа соударений $\bar{n}$, требующегося для того, чтобы наибольшая часть нейтронов замедлилась до заданной энергии T , можно получить при помощи формулы (41.11), если в ней произвести усреднение* по всем значениям n , считая энергию T постоянной:

$$\bar{n} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n f_n(T)}{\sum_{n=1}^{\infty} f_n(T)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{(n-1)!} \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^{n-1}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^{n-1}} = \ln \frac{T_0}{T} + 1, \quad (41.14)$$

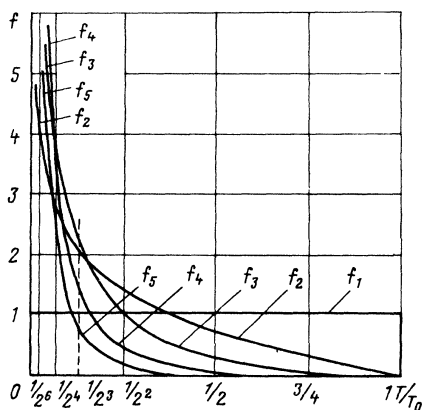


Рис. 183

или для больших $\ln(T_0/T)$

$$\bar{n} \approx \ln(T_0/T). \quad (41.15)$$

Так, среднее число соударений, которое необходимо для замедления нейтронов от энергии $T = 5$ МэВ до тепловой $kT^\circ = 0,025$ эВ,

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \ln(5 \cdot 10^6 / 0,025) = \\ &= \ln(2 \cdot 10^8) \approx 19 \end{aligned}$$

вместо 27 по формуле (41.13).

Величина $\ln(T_0/T)$ называется летаргией

* Так как n — величина дискретная, усреднение проводится методом суммирования (а не интегрирования).

нейтронов. Она широко используется в теории замедления нейтронов.

Выше рассмотрен случай замедления на водородном замедлителе ($A=1$). Если в качестве замедлителя используется вещество, состоящее из ядер с $A \neq 1$, то упругое рассеяние нейтронов на них описывается импульсной диаграммой, изображенной на рис. 146. Из этого рисунка видно, что

$$AC = \check{p}_n^{\text{мин}} = \frac{A-1}{A+1} p_0; \quad AB = p_n^{\text{макс}} = p_0. \quad (41.16)$$

Таким образом, в отличие от водородного замедлителя при $A \neq 1$ нейтрон не может в одном соударении потерять всю свою энергию. Энергетический спектр нейтронов после 1-го соударения заключен между

$$T_n^{\text{мин}} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 T_0 \quad \text{и} \quad T_n^{\text{макс}} = T_0. \quad (41.17)$$

Покажем, что в этих пределах спектр равномерен.

Пусть нейтрон пролетает относительно ядра $Я$ на расстоянии ρ (рис. 184). Момент количества движения нейтрона относительно ядра равен $\rho r \approx \hbar l$, где l — орбитальный момент. Отсюда $\rho \approx \hbar l$. Для того чтобы произошло рассеяние на ядерных силах, должно выполняться условие $\rho = \hbar l < a$ или $l < \frac{a}{\hbar}$, где a — радиус действия ядерных сил. Считая, что a равно среднему расстоянию между нуклонами в ядре $\delta = 2 \cdot 10^{-13}$ см (см. § 10), и используя формулу (17.23), получаем $\hbar > 2 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. $l < 1$, если $T < 5$ МэВ.

Таким образом, рассеяние нейтронов не очень высокой энергии может происходить только с $l=0$, т. е. сферически-симметрично в с. ц. и.:

$$\frac{dN}{d\Omega'}(\theta') = \text{const}; \quad dN \sim d\Omega'. \quad (41.18)$$

Но из треугольника ADO (см. рис. 146)

$$AD^2 = AO^2 + OD^2 + 2AO \cdot OD \cdot \cos \theta', \quad \text{т. е.} \quad p_n^2 = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta'}{(A+1)^2} p_0^2$$

или $\frac{T_n}{T_0} = \frac{p_n^2}{p_0^2} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta'}{(A+1)^2}$, откуда

$$\frac{dT_n}{T_0} = - \frac{2A \sin \theta' d\theta'}{(A+1)^2} \sim d\Omega'. \quad (41.19)$$

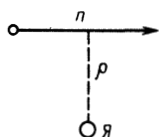


Рис. 184

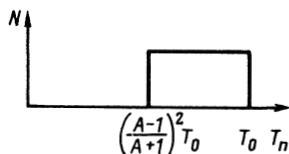


Рис. 185

Сопоставляя (41.19) с (41.18), имеем $dN \sim dT_n$, т. е. равномерный спектр (рис. 185).

Ширина полученного прямоугольника спектра

$$\Delta T = T_n^{\text{макс}} - T_n^{\text{мин}} = 4AT_0/(A+1)^2,$$

и, следовательно, нормированная высота $(A+1)^2/(4AT_0)$.

Естественно, что из-за $T_n^{\text{мин}} \neq 0$ замедление в тяжелом замедлителе идет медленнее, чем в водородном. Так, например, в углероде ($A=12$) минимальная энергия нейтронов после i -го соударения равна $\left(\frac{11}{13}\right)^{2i}$, т. е. $0,72T_0$ после 1-го, $0,52T_0$ после 2-го и т. д. Легко видеть, что только после 70-го соударения $T_n^{\text{мин}}$ достигнет значения 1 эВ.

Точный подсчет приводит к следующей формуле для среднего числа соударений:

$$\bar{n} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{T_0}{T}, \quad (41.20)$$

где ξ — среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении:

$$\xi = \overline{\ln(T'/T'')} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (41.21)$$

(T' и T'' — энергия нейтрона до и после соударения).

Из формулы (41.20) следует, что величина ξ является одной из важнейших характеристик замедлителя*. Чем больше ξ , тем лучше (при прочих равных условиях) замедлитель (см. табл. 21 в п. 5 данного параграфа). Заметим, что при достаточно больших A ($A \geq 12$) $\xi \approx 2/(A+2/3) \approx 2/A$, так что можно пользоваться приближенной формулой

$$\bar{n} = \left(\frac{A+1}{2}\right) \ln \left(\frac{T_0}{T}\right) \approx \left(\frac{A}{2}\right) \ln \left(\frac{T_0}{T}\right). \quad (41.22)$$

* Другие важные характеристики замедлителя — сечение рассеяния σ_s и сечение поглощения σ_a для тепловых нейтронов (см. п. 4 и 5).

Из формулы (41.22) следует, что $\bar{n}$ очень велико для тяжелых ядер. Так, например, в случае урана ($A=238$) для замедления нейтронов с энергией 5 МэВ до тепловой энергии с помощью упругих соударений надо, чтобы $\bar{n} \approx (A/2) \ln(T_0/T) = 119 \ln(5 \cdot 10^6/0,025) \approx 2200$ соударениям.

Для легких ядер следует пользоваться более точным приближением формулы (41.20)

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A} \right) \ln \frac{T_0}{T}, \quad (41.23)$$

которое дает примерно 99%-ную точность даже в случае дейтериевого замедлителя ($A=2$).

В заключение сделаем два замечания относительно особенностей замедления в области больших и малых энергий нейтронов.

1. В приведенных рассуждениях учитывалось замедление нейтронов только из-за упругих соударений с ядрами. В общем случае замедление нейтронов может происходить также за счет неупругих соударений, если кинетическая энергия нейтронов превышает энергию возбуждения первого возбужденного уровня рассеивающего ядра. Однако для легких ядер (которые являются наилучшими замедлителями по параметру ξ) первый возбужденный уровень обычно отстоит от основного на несколько мегаэлектрон-вольт. Поэтому в большинстве практических задач, в которых рассматривается замедление нейтронов с относительно невысокой начальной энергией (средняя энергия нейтронов спектра деления 2 МэВ) на легких ядрах, эффект неупругого рассеяния можно не учитывать.

В тяжелых ядрах первый возбужденный уровень расположен ближе к основному, чем в легких (среднее расстояние составляет несколько сотен килоэлектрон-вольт). Поэтому замедление нейтронов на тяжелых ядрах в результате неупругого рассеяния происходит достаточно эффективно. Но и в этом случае роль неупругого рассеяния ограничивается несколькими первыми соударениями. Из-за большой потери кинетической энергии в этих соударениях оставшаяся у нейтронов энергия оказывается недостаточной для возбуждения ядра, и дальнейший процесс замедления протекает только в результате упругих соударений.

2. Если энергия замедляющегося нейтрона становится сравнимой с химической связью атомов замедлителя ($T_n \sim 1$ эВ), то характер замедления нейтронов (скорость замедления, угловое распределение) изменяется. Это происходит главным образом из-за возрастания эффективной массы частицы, с которой сталкивается нейтрон.

Если при энергиях $T_n > 1$ эВ атомы водорода, входящие в состав молекул замедлителя (например, воды), можно было считать свободными, то при $T_n \approx 1$ эВ этого делать нельзя. Нейтрон с такой энергией не выбивает протон из молекулы, а возбуждает в ней колебательные или вращательные уровни, а при $T_n < 1$ эВ упруго рассеивается на ней как на единой тяжелой частице. Таким образом, приведенная масса сталкивающихся нейтрона и протона возрастает вдвое. Это приводит к изменению сечения рассеяния, средней потери энергии в одном соударении и среднего косинуса угла рассеяния.

Кроме химической связи на процесс замедления нейтронов с энергией ниже примерно 1 эВ влияет тепловое движение атомов замедлителя (см. п. 2). Процесс замедления в области энергий ниже 1 эВ (для воды в области $T_n < 0,3$ эВ) называется *термализацией*. Главная особенность термализации — снижение скорости замедления. Заключительная стадия термализации — установление теплового равновесия нейтронов с атомами замедлителя.

2. ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

Как уже указывалось, условием эффективного протекания процесса замедления является существенное превышение сечения рассеяния нейтронов ядрами замедлителя над сечением захвата. В этом случае энергия нейтронов в процессе замедления будет спадать до тех пор, пока не сравняется с энергией теплового движения атомов замедлителя:

$$T_{\text{тепл}} = kT^\circ, \quad (41.24)$$

где k — постоянная Больцмана; T° — абсолютная температура.

Нейтроны с такими энергиями называются *тепловыми*. Нетрудно подсчитать, что при комнатной температуре ($T^\circ \approx 300$ К) наиболее вероятная скорость теплового движения нейтронов равна $2,2 \cdot 10^5$ см/с, а соответствующая ей энергия теплового движения

$$kT^\circ \approx 0,025 \text{ эВ} \quad (41.25)$$

(средняя тепловая энергия частицы равна $3/2 kT^\circ$).

Последующие соударения тепловых нейтронов с ядрами вещества не приводят к дальнейшему замедлению нейтронов, так как они с равной вероятностью могут как потерять, так и приобрести энергию, примерно равную kT° (все ядра вещества имеют энергию такого порядка). Поэтому при последующих соударениях тепловые нейтроны только перемещаются — диффундируют в веществе (с сохранением в среднем

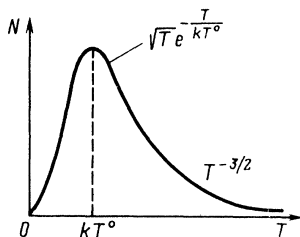


Рис. 186

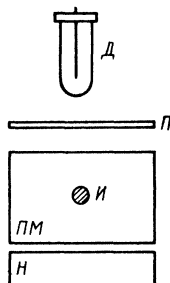


Рис. 187

энергии теплового движения) до тех пор, пока не поглотятся каким-либо ядром или не вылетят за пределы замедлителя. В результате в замедлителе будет происходить накопление тепловых нейтронов. Спектр нейтронов в замедлителе должен быть близок к максвелловской кривой с приподнятым правым крылом (из-за непрерывно поступающих в замедлитель быстрых нейтронов). Расчет показывает, что спад числа нейтронов при больших энергиях должен происходить по закону $T^{-3/2}$ (рис. 186). Эти нейтроны (энергия которых превышает энергию нейтронов максвелловского спектра) называются надтепловыми. Нейтроны, энергия которых меньше тепловой (левая часть кривой), называются холодными (подробнее см. § 43, п. 4). Все нейтроны с $T_n > 0$, включая холодные, тепловые и надтепловые, называются медленными. Верхняя граница спектра медленных нейтронов довольно условна. Иногда ее «дотягивают» до 10^4 — 10^5 эВ. Иногда же, наоборот, даже нейтроны с энергией $T_n > 10^4$ называют быстрыми (см., например, § 52, п. 3).

Правильность проведенных рассуждений относительно свойств тепловых нейтронов можно проверить экспериментально. Идея опыта, в котором было доказано существование тепловых нейтронов, заключается в попытке обнаружить изменение энергии тепловых нейтронов при изменении температуры замедлителя. Схема опыта изображена на рис. 187: ПМ—сосуд с парафиновым маслом, в который погружен источник нейтронов И; Н—нагреватель; П—поглотитель; Д—детектор, в качестве которого использовался счетчик, наполненный BF_3 . В опыте измерялась доля нейтронов, проходящих через поглотитель при разных его толщинах (так называемое пропускание поглотителя):

$$P = N/N_0 = \exp(-n\sigma x), \quad (41.26)$$

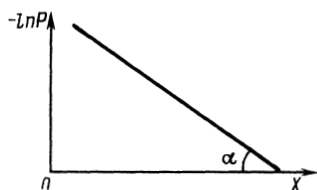


Рис. 188

и строилась зависимость $\ln P$ от толщины x (рис. 188).

Эта зависимость должна передаваться прямой

$$\ln P = -n\sigma x, \quad (41.27)$$

наклон которой определяет сечение взаимодействия нейтронов при данной температуре

$$\operatorname{tg} \alpha = n\sigma. \quad (41.28)$$

Измерения сечения, сделанные с борным поглотителем при различных температурах парафинового масла, привели к следующей зависимости сечения от температуры:

$$\sigma \sim 1/\sqrt{T^\circ}. \quad (41.29)$$

Результаты этого опыта можно объяснить так. В процессе замедления быстрых нейтронов действительно образуются тепловые нейтроны, энергия которых определяется температурой замедлителя

$$T_{\text{тепл}} = kT^\circ.$$

Тепловые нейтроны составляют значительную долю нейтронов, выходящих из замедлителя и регистрируемых детектором. Сечение захвата нейтронов бором зависит от их энергии и изменяется с ней по закону

$$\sigma \sim 1/\sqrt{T} \sim 1/v \quad (41.30)$$

(закон $1/v$).

В этом же опыте было показано, что при помещении между замедлителем и поглотителем (или поглотителем и детектором) листа кадмия толщиной около 1 мм обнаруженная температурная зависимость полностью исчезает; следовательно, кадмий очень сильно поглощает тепловые нейтроны.

В дальнейшем существование тепловых нейтронов было подтверждено методами нейтронной спектроскопии (см. § 43, п. 2).

3. РЕЗОНАНСНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Как видно из рис. 186, в составе спектра нейтронов в замедлителе кроме тепловых нейтронов должно быть много нейтронов с большей энергией. Для обнаружения этих нейтронов Ферми измерил пропускание для кадмия при помощи детекторов, изготовленных из серебра и родия (рис. 189).

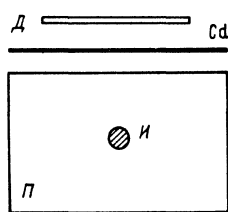


Рис. 189

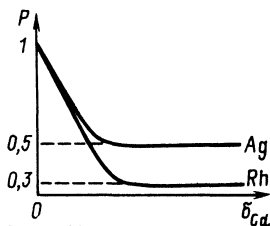


Рис. 190

В этих веществах под действием нейтронов, испускаемых замедлителем, идут реакции радиационного захвата по схемам



с последующим распадом образующихся β-радиоактивных изотопов:



Измерение β-радиоактивности на β-счетчиках позволяет оценить количество нейтронов, прошедших через поглотитель и зарегистрированных детектором.

Результаты опыта иллюстрируются рис. 190, на котором изображено пропускание кадмия в функции от его толщины, измеренное серебряным и родиевым детекторами. Из рисунка видно, что с ростом толщины поглотителя пропускание кадмия сначала очень быстро падает, а затем практически не изменяется, оставаясь на уровне 0,5 для серебряного и 0,3 для родиевого детекторов. Очевидно, что начальные круто спадающие участки кривых соответствуют поглощению в кадмии тепловых нейтронов. Оценка сечения поглощения, сделанная описанным выше методом определения наклона прямой $\ln P = -\sigma_{\text{th}} x$, дает значение

$$\sigma_{\text{KT}} (\text{Cd}) \approx 2500 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (41.35)$$

Легко подсчитать, что при таком сечении листовой кадмий толщиной 1 мм пропускает примерно 1/1000 долю падающих на него тепловых нейтронов. Поэтому кадмий является очень хорошим поглотителем тепловых нейтронов.

Правые участки кривых соответствуют эффекту, вызванному в детекторах нейтронами, прошедшими кадмий без поглощения, т. е. не тепловыми нейтронами, а нейтронами, не достигшими

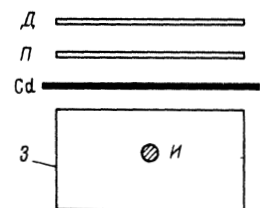
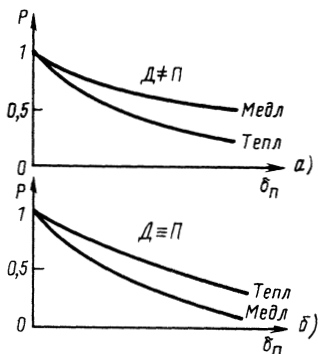


Рис. 191

Рис. 192



тепловое равновесия, энергия которых больше тепловой ($T > kT^\circ$). Эти нейтроны из состава спектра замедлившихся нейтронов назвали закадмиевыми. Из рис. 190 видно, что закадмиевые нейтроны вызывают значительную (30% в Rh и 50% в Ag) долю активности детекторов, т. е. они сильно взаимодействуют с их ядрами.

Полученный результат находится в противоречии с законом $1/v$ изменения сечения, установленным в области тепловой энергии для бора. В самом деле, если бы этот закон был справедлив для Ag и Rh, то сечение захвата закадмиевых нейтронов ($v_{\text{за Cd}} > v_{\text{КТ}}$) должно было бы быть меньше сечения захвата тепловых и эффект от закадмиевых нейтронов не мог бы быть так велик.

Детальное исследование свойств закадмиевых нейтронов было проведено в серии опытов, схема которых изображена на рис. 191 (И — источник, окруженный замедлителем З; Cd — лист кадмия толщиной 1 мм; П — поглотитель, толщину которого можно было изменять; Д — детектор). Измерение активности детектора А проводилось в четырех вариантах опыта (при разных толщинах поглотителя): 1) с кадмием и поглотителем ($A_{\text{Cd П}}$); 2) с кадмием без поглотителя (A_{Cd}); 3) без кадмия с поглотителем ($A_{\text{П}}$); 4) без кадмия и без поглотителя (A_0).

Полученные данные позволили построить кривые пропускания в функции от толщины поглотителя отдельно для тепловых и закадмиевых нейтронов

$$P_{\text{за Cd}}(\delta) = A_{\text{Cd П}} / A_{\text{Cd}}; \quad P_{\text{КТ}}(\delta) = (A_{\text{П}} - A_{\text{Cd П}}) / (A_0 - A_{\text{Cd}}). \quad (41.36)$$

Было сделано две серии измерений. В одной серии поглотитель и детектор были изготовлены из различных материалов ($D \neq П$), а в другой — из одинаковых ($D \equiv П$).

Результаты измерений приведены на рис. 192, а, б. Из сравнения рисунков видно, что при $D \equiv \Pi$ закадмиевые нейтроны поглощаются гораздо интенсивнее, а при $D \neq \Pi$ заметно слабее тепловых*.

Эти результаты можно объяснить, если предположить, что каждое вещество характеризуется резкой избирательной способностью захвата по отношению к нейтронам определенной (резонансной) энергии, причем области резонанса для разных веществ не перекрываются между собой. Действительно, в этом случае при $D \neq \Pi$ поглощение резонансных нейтронов в поглотителе не может сказаться на активности детектора, так как последний не активируется ими. Наоборот, при $D \equiv \Pi$ резонансная энергия нейтронов для поглотителя и детектора совпадает ($T_{\Pi} = T_{\Delta}$). Поэтому детектор должен резко чувствовать поглощение своих резонансных нейтронов в поглотителе**.

Значения резонансных энергий для разных веществ первоначально были определены так называемым борным методом, идея которого заключается в использовании известного закона поглощения ($\sigma \sim 1/v$) нейтронов бором.

Так как для бора $\sigma \sim 1/\sqrt{T}$, то

$$\sigma_{kT^{\circ}}/\sigma_{\text{рез}} = \sqrt{T_{\text{рез}}/kT^{\circ}}. \quad (41.37)$$

Значения $\sigma_{kT^{\circ}}$ и $\sigma_{\text{рез}}$ находят при помощи вышеописанных опытов, в которых в качестве поглотителя берется бор, а в качестве детектора — вещество с искомой резонансной энергией $T_{\text{рез}}$.

В результате были получены следующие сугубо ориентировочные значения $T_{\text{рез}}$ для различных веществ, служивших детекторами:

Вещество	In	Rh	Ag	Au
$T_{\text{рез}}, \text{ эВ}$	1	1	3	4

Разумеется, точность борного метода недостаточна для определения ширины резонансной области захвата у In и Rh, однако ясно, что эта ширина невелика, так как In и Rh, для которых получены одинаковые значения резонансной энергии, ведут себя в описанных выше опытах как разные вещества ($D \neq \Pi$). Можно полагать, что ширина уровня Γ , по крайней мере, на порядок меньше самого значения резонансной энергии, т. е. не превышает 0,1 эВ.

* На рис. 192 закадмиевые нейтроны названы медленными (терминология Ферми).

** Резонансный характер поглощения нейтронов определенной энергии был объяснен в работе Курчатова И. В., Щепкина Г. Я. // Phys. Z. Sow. 1936. Bd 9. N. 1. S. 102—105.

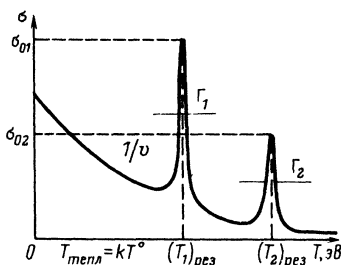


Рис. 193

В заключение резюмируем результаты, которые были получены в описанных выше опытах. Сечение взаимодействия замедленных нейтронов с веществом может следовать закону $1/v$ (как у бора) только при отсутствии резонансных уровней. При приближении к резонансному значению сечение резко возрастает ($\sigma = \sigma_{\text{рез}}$), а затем снова падает.

Анализ многих тяжелых ядер показывает, что резонансные уровни в них расположены при энергии в несколько электрон-вольт. По-видимому, это свидетельствует о том, что расстояние между уровнями в этой области энергии как раз такого порядка (1—10 эВ). Таким образом, не исключено, что одно и то же ядро имеет несколько уровней. Тогда по мере приближения энергии ко второму уровню сечение будет снова расти и т. д. (рис. 193).

Так как ширина уровней Γ очень мала, а эффект от резонансных нейтронов велик, то сечение в резонансе обычно бывает очень велико.

Увидим в дальнейшем, что совокупность перечисленных фактов позволила построить теорию ядерных реакций (см. § 42), которая была подтверждена опытами по нейтронной спектроскопии (см. § 43).

Боровская теория ядерных реакций в течение многих лет играла решающую роль при объяснении различных ядерных процессов. В настоящее время для интерпретации ядерных реакций кроме боровской теории используется механизм прямых взаимодействий (см. гл. X).

4. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

В процессе замедления нейтрон движется по сложной траектории, перемещаясь от одного ядра замедлителя к другому. Средний путь, проходимый нейтроном между двумя последовательными соударениями, называется средней длиной свободного пробега λ_s . Очевидно, что

$$\lambda_s = 1/n\sigma_s, \quad (41.38)$$

где n — концентрация ядер в среде; σ_s — эффективное сечение рассеяния.

Из формулы (41.38) следует, что величина λ_s различна для разных сред и является функцией энергии нейтронов для

данной среды*. Величина λ_s (как и ξ) является одной из важнейших характеристик замедлителя, так как чем меньше λ_s , тем быстрее происходит замедление. Коэффициент ξ/λ_s называется замедляющей способностью замедлителя.

При каждом акте рассеяния нейтрон отклоняется от первоначального направления, так что его путь в замедлителе — зигзагообразный. Весь путь, пройденный нейтроном за время замедления от первоначальной энергии T_0 до заданной энергии T ,

$$\Lambda = \sum_i^{\bar{n}} \lambda_s(T_i), \quad (41.39)$$

где $\bar{n} = (1/\xi) \ln(T_0/T)$ — среднее число соударений, необходимых для замедления нейтронов от энергии T_0 до энергии T (см. формулу (41.20)]; $\lambda_s(T_i)$ — средняя длина свободного пробега при энергии, соответствующей i -му акту рассеяния.

Если пренебречь зависимостью λ_s от энергии, то грубо ориентировочное значение Λ можно получить, умножив $\bar{n}$ на $\bar{\lambda}_s$:

$$\Lambda = \bar{n} \bar{\lambda}_s, \quad (41.40)$$

где $\bar{\lambda}_s$ — длина свободного пробега, усредненная по энергетическому интервалу, в котором рассматривается замедление. При замедлении нейтронов с энергией $T_n > 50$ кэВ в водороде λ_s можно считать пропорциональной v , для нейтронов с энергией $1 \text{ эВ} < T_n < 50 \text{ кэВ}$ $\lambda_s \approx \text{const}$. Для других легких замедлителей $\lambda_s \approx \text{const}$.

Для решения некоторых задач (например, для расчета защиты) очень важно знать, на какое расстояние r смещаются нейтроны в процессе замедления от первоначальной точки. Ясно, что величина Λ не может служить мерой этого смещения, так как из-за статистического характера процесса замедления в одном случае нейтрон сместится почти на Λ (рис. 194, а), в другом процесс замедления закончится в окрестности первоначальной точки (рис. 194, б).

Можно показать, что средний квадрат перемещения приблизительно равен:

$$\overline{r^2} = 2\bar{n}(\bar{\lambda}_s)^2/(1 - 2/3A), \quad (41.41)$$

где $\bar{n} = (1/\xi) \ln(T_0/T)$; A — массовое число замедлителя.

Числитель формулы (41.41) совпадает с известным выражением для среднего квадрата броуновского перемещения частиц.

* Значения λ_s и других характеристик замедлителей приведены в табл. 21 и 22 в конце этого параграфа.

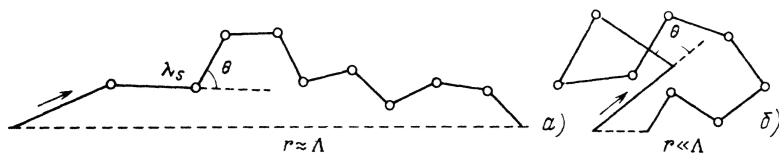


Рис. 194

Что касается знаменателя, то в нем учитывается анизотропия рассеяния нейтронов.

В § 24 показано, что упругое рассеяние нейтрона на тяжелом ядре может происходить под любым углом θ , в то время как угол рассеяния нейтрона на протоне не превосходит 90° . В связи с этим траектории движения нейтронов в водородном замедлителе больше вытянуты вперед, чем в тяжелом. Количественно это отличие может быть охарактеризовано средним значением косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \theta}$, которое равно нулю для изотропного рассеяния и растет с ростом анизотропии. Опираясь на импульсную диаграмму (см. § 24), нетрудно показать, что для замедлителя, состоящего из ядер с массовым числом A ,

$$\overline{\cos \theta} = 2/3A. \quad (41.42)$$

Эта величина и входит в знаменатель формулы (41.41)*. Величину $\lambda_s/(1 - \overline{\cos \theta}) = \lambda_s(1 - 2/3A)$ часто называют транспортной длиной** или длиной переноса и обозначают λ_t :

$$\lambda_t = \lambda_s/(1 - \overline{\cos \theta}) = \lambda_s/(1 - 2/3A). \quad (41.43)$$

В связи с этим приближенную формулу (41.41) можно записать в форме

$$\overline{r^2} = 2\bar{n}\bar{\lambda}_s\bar{\lambda}_t. \quad (41.44)$$

В частном случае водородного замедлителя

$$\lambda_t = \lambda_s/(1 - 2/3) = 3\lambda_s \quad (41.45)$$

и

$$\overline{r^2} = 6\bar{n}(\bar{\lambda}_s)^2. \quad (41.46)$$

* При рассмотрении броуновского движения число A можно считать настолько большим, что $\overline{\cos \theta} = 0$ и $\overline{r^2} = 2\bar{n}\lambda^2$.

** Физический смысл транспортной длины — среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении (до поворота на 90°). Очевидно, что $\lambda_t = \lambda_s + \lambda_s \cos \theta + \lambda_s (\cos \theta)^2 + \dots = \lambda_s/(1 - \overline{\cos \theta})$.

На расстоянии $r = \sqrt{r^2}$ от источника большинство нейтронов имеет энергию меньше конечной энергии замедления.

Формулы (41.41), (41.44) и (41.46) являются грубо приближенными, так как при их выводе предполагалось, что λ_s , ξ и $\cos \theta$ не изменяются в процессе замедления. Более точная формула для r^2 имеет следующий вид:

$$\overline{r^2} = \int_T^{T_0} \frac{2\lambda_s \lambda_t}{\xi} \frac{dT}{T}. \quad (41.47)$$

Формулу (41.47) легко получить, если воспользоваться выражениями (41.41) и (41.44) для небольшого интервала энергии T , $T+dT$ [в пределах которого $\lambda_s(T)$ можно считать постоянной] и проинтегрировать их по энергии. Действительно, пусть замедление происходит в интервале энергий $T+dT \div T$ и для этого требуется Δn соударений. Тогда согласно формулам (41.41) и (41.44) среднеквадратичное смещение

$$\overline{\Delta r^2} = 2\lambda_s^2 \Delta n / (1 - 2/3A) = 2\lambda_s \lambda_t \Delta n, \quad (41.48)$$

где Δn вычисляется по формуле (41.20):

$$\begin{aligned} \Delta n &= (1/\xi) \ln [(T+dT)/T] = \\ &= (1/\xi) [\ln(T+dT) - \ln T] \approx dT/\xi T. \end{aligned} \quad (41.49)$$

Подставив выражение (41.49) в (41.48) и проинтегрировав по T , получим формулу (41.47).

При выводе формулы (41.49) предполагалось, что потеря энергии при одном соударении мала, т. е. что замедление можно рассматривать как непрерывный процесс. В этом предположении может быть развита приближенная теория замедления для сред с малым ξ и слабой зависимостью λ_s от энергии. Эта теория называется теорией возраста. В возрастном приближении процесс замедления описывается уравнением диффузионного типа, сходным с уравнением теплопроводности:

$$\Delta q(\mathbf{r}, \tau) = (\partial q / \partial \tau)(\mathbf{r}, \tau), \quad (41.50)$$

где $\tau = \int_T^{T_0} \frac{\lambda_s \lambda_t}{3\xi} \frac{dT}{T}$ — возраст нейтронов; $q(\mathbf{r}, \tau)$ — плотность

потока нейтронов вдоль оси τ . Название τ связано с тем, что при малом сбросе энергии за одно соударение величина τ однозначно связана с энергией нейтрона и временем его замедления.

Теория возраста позволяет получить ряд результатов, имеющих большое значение для решения практических задач физики замедления нейтронов. Так, решение уравнения возраста для точечного источника дает

$$q(r, \tau) = (4\pi\tau)^{-3/2} \exp(-r^2/4\tau), \quad (41.51)$$

причем $\overline{r^2} = 6\tau$ [ср. с (41.47)].

Возраст τ , а также длину замедления* $L_s = \sqrt{\tau}$ часто используют в качестве характеристик замедления (см. табл. 22).

Теория возраста применима для рассмотрения процесса замедления в достаточно тяжелых замедлителях, например в графите. Основное условие применимости возрастной теории — непрерывность процесса замедления — не выполняется в водородсодержащих средах, при замедлении в которых нейтрон может потерять всю энергию за одно соударение. Поэтому она неприменима для таких сред, и в этих случаях для теоретического описания процесса замедления приходится рассматривать сложное кинетическое уравнение (или другие его приближения).

Из-за трудностей теоретического описания процесса замедления приведенные (и другие) формулы обычно дают только грубую оценку величины $\overline{r^2}$ (а также позволяют оценить влияние на $\overline{r^2}$ различных параметров замедлителя, например плотности). Точное значение $\overline{r^2}$ обычно находят из опыта.

Для экспериментального определения $\overline{r^2}$ нейтронов точечного источника можно, например, измерить распределение плотности нейтронов в замедлителе $\rho(r)$ с помощью резонансного детектора, резонансная энергия которого близка к тепловой. Тогда величина $r^2 \rho(r) dr$ будет пропорциональна количеству нейтронов с резонансной энергией в сферическом слое радиусом r и толщиной dr , и $\overline{r^2}$ получается вычислением отношения

$$\overline{r^2} = \frac{\int \rho(r) r^4 dr}{\int \rho(r) r^2 dr}. \quad (41.52)$$

Большой практический интерес представляет экспериментальное изучение замедления нейтронов, образующихся при

* Иногда длиной замедления называют величину $\sqrt{\overline{r^2}} = \sqrt{6\tau}$.

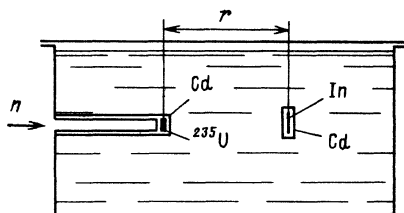
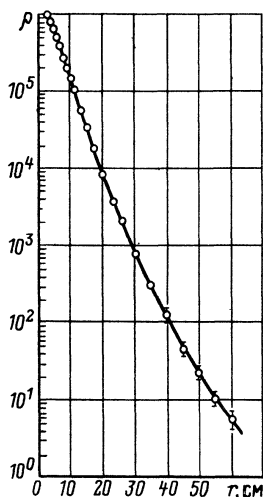


Рис. 196

Рис. 195

деления урана или других делящихся ядер (см. гл. VII). На рис. 195 приведена кривая распределения плотности нейтронов с энергией 1,46 эВ, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления ^{235}U в воде*. Измерения проводились в большом баке ($140 \times 100 \times 105$ см), в который с помощью запаянной с одного конца стальной трубки длиной 50 см вводился пучок тепловых нейтронов из реактора (рис. 196)**. Источником нейтронов деления служила мишень из ^{235}U , которая надевалась на запаянный конец трубки и закрывалась вместе с ней кадмиевым чехлом. В качестве детектора использовалась индиевая фольга в кадмиевых кассетах, в которой возникала искусственная β -радиоактивность под действием нейтронов с энергией 1,46 эВ.

Подсчет r^2 по кривой, изображенной на рис. 195, дал значение

$$\tau = \overline{r^2}_{1,46 \text{ эВ}} / 6 = 29,4 \pm 1,5 \text{ см}^2, \quad (41.53)$$

или с учетом поправки на размеры источника

$$\tau = (28 \pm 1,5) \text{ см}^2.$$

* Барков Л. М., Мухин К. Н. // Атомная энергия. 1956. Т. 3. С. 31—32.

** Для наглядности на рис. 196 показано, что нейтроны вводятся в бак через его торец. На самом деле в целях уменьшения фона нейтроны вводили через боковую стенку бака, т. е. под углом 90° к направлению измерений.

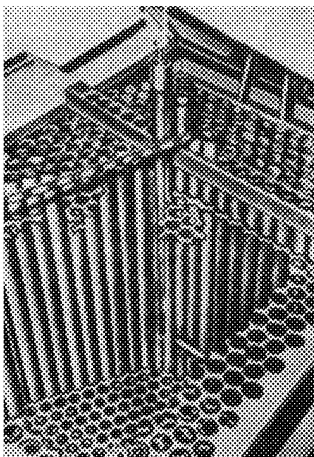


Рис. 197

Аналогичным способом можно измерить возраст нейтронов и для более сложных сред, например уран-водных решеток (рис. 197).

Как уже указывалось, описанная методика позволяет определять не полный возраст нейтронов (до тепловой энергии) τ_{kT° , а несколько меньшую величину $\tau_{рез}$ — возраст нейтронов, замедлившихся до резонансной энергии используемого детектора. Однако если резонансная энергия детектора составляет примерно 1 эВ, поправка оказывается небольшой (около 1 см²). Ее можно вычислить по формуле (41.47), а также измерить экспериментально (см. п. 5 этого параграфа).

5. ДИФфуЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

После того как в процессе замедления нейтроны станут тепловыми, дальнейшее уменьшение их энергии прекращается и они перемещаются в замедлителе, сохраняя в среднем тепловую энергию. Легко видеть, что этот процесс может быть приближенно описан простым диффузионным уравнением, известным в кинетической теории газов. Такая возможность вытекает из того, что в хорошем замедлителе (в котором сечение рассеяния σ_s значительно превышает сечение поглощения σ_a^*) тепловой нейтрон может испытать очень много соударений с ядрами до захвата:

$$N = \sigma_s / \alpha_a = \lambda_a / \lambda_s, \quad (41.54)$$

при этом в связи с малостью среднего свободного пути λ_s для тепловых нейтронов выполняется условие применимости

* Сечение поглощения σ_a — третья важная характеристика замедлителя (первые две ξ и σ_s или λ_s). Чем меньше σ_a , тем лучше замедлитель. Результирующим показателем качества замедлителя является величина $\xi \sigma_s / \sigma_a$, которая называется коэффициентом замедления. Коэффициент замедления позволяет сравнить время замедления нейтрона $t_{зам}$ и время жизни теплового нейтрона до захвата $t_{захв}$ (не путать со временем жизни по отношению к распаду $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, которое значительно больше). Так, можно показать, что если $\xi \sigma_s$ не зависит от энергии, то $t_{захв} / t_{зам} = \xi \sigma_s / 2 \sigma_a$. Наибольшими значениями коэффициента замедления обладают вода, тяжелая вода, бериллий и углерод.

диффузионного приближения — малость изменения плотности нейтронов на протяжении λ_s . Наконец, скорость движения тепловых нейтронов можно считать постоянной:

$$v_{kT^0} \approx 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с.} \quad (41.55)$$

Диффузионное уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \Delta \rho - \frac{\rho}{t_{\text{захв}}} + q, \quad (41.56)$$

где $\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность тепловых нейтронов в точке $\mathbf{r}$ в момент t ; Δ — оператор Лапласа; D — коэффициент диффузии; $t_{\text{захв}}$ — среднее время жизни тепловых нейтронов до захвата; q — плотность источников тепловых нейтронов.

Уравнение (41.56) выражает баланс изменения плотности нейтронов во времени ($\partial \rho / \partial t$) за счет трех процессов: притока нейтронов из соседних областей ($D \Delta \rho$), поглощения нейтронов ($-\rho / t_{\text{захв}}$) и образования нейтронов (q).

В общем случае (с учетом анизотропии рассеяния) коэффициент диффузии

$$D = \lambda_t v / 3, \quad (41.57)$$

однако для тепловых нейтронов его можно с хорошей степенью точности записать в простейшей форме:

$$D = \lambda_s v / 3. \quad (41.58)$$

Это связано с тем, что энергия тепловых нейтронов меньше энергии химической связи атомов в молекуле, из-за чего рассеяние тепловых нейтронов происходит не на свободных атомах, а на тяжелых связанных молекулах (или даже на кристаллических зернах среды). В соответствии с импульсной диаграммой такое рассеяние должно быть изотропным ($\cos \theta = 0$ и $\lambda_t = \lambda_s$).

В качестве примера решения уравнения (41.56) рассмотрим задачу о распределении тепловых нейтронов в замедлителе с точечным источником быстрых нейтронов в центре, причем ограничимся такими расстояниями r от источника, на которых процесс замедления уже закончился, т. е. не происходит образование тепловых нейтронов. В этом случае можно рассматривать уравнение для стационарной ($d\rho/dt = 0$) диффузии без источников ($q = 0$)

$$D \Delta \rho - \rho / t_{\text{захв}} = 0, \quad (41.59)$$

которое можно записать в форме

$$L^2 \Delta \rho - \rho = 0, \quad (41.60)$$

где $L^2 = D t_{\text{захв}}$.

Величина $L = \sqrt{Dt_{\text{захв}}}$ называется диффузионной длиной тепловых нейтронов. Диффузионная длина — это мера смещения тепловых нейтронов в процессе их диффузии (подобно тому как длина замедления L_s — мера смещения нейтронов в процессе замедления). Так как $D = \lambda_s v / 3$, а $t_{\text{захв}} = \lambda_a / v = N \lambda_s / v$, то

$$L = \sqrt{Dt_{\text{захв}}} = \sqrt{\frac{1}{3} \lambda_s \lambda_a} = \lambda_s \sqrt{\frac{N}{3}}. \quad (41.61)$$

Решением уравнения (41.60) является функция

$$\rho(r) \sim \exp(-r/L)/r. \quad (41.62)$$

Из выражения (41.62) следует, что $\ln[r\rho(r)]$ — линейная функция r :

$$\ln[r\rho(r)] = -r/L. \quad (41.63)$$

Поэтому, построив функцию (41.63) в полулогарифмическом масштабе, можно по наклону прямой найти диффузионную длину L .

На рис. 198 приведены экспериментальные кривые распределения резонансных (кривая 1) и тепловых (кривая 2) нейтронов, возникающих в результате замедления в воде фотонейтронов от небольшого (Sb + Be)-источника нейтронов с энергией около 30 кэВ. Измерения проводились в большом баке с водой методом индиевого детектора ($T_{\text{рез}} = 1,46$ эВ). В области малых r были сделаны дополнительные измерения с точечным источником (штриховые участки кривых). Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что при $r > 15$ см в замедлителе находятся только тепловые нейтроны, пришедшие сюда из окрестности источника (так как плотность резонансных нейтронов — источников образования тепловых нейтронов при

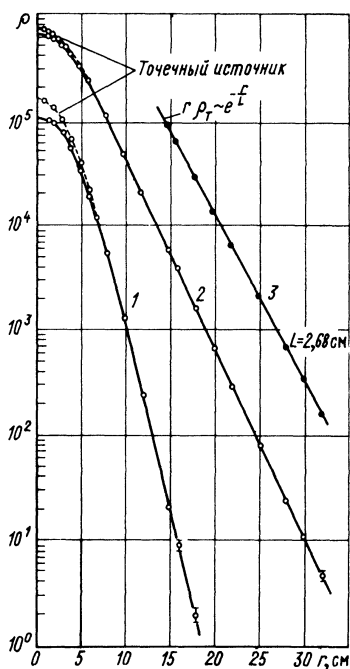


Рис. 198

$r > 15$ см очень мала). Поэтому в области $r > 15$ см должна выполняться зависимость (41.63) (кривая 3). Из наклона прямой следует, что

$$L = 2,68 \pm 0,02 \text{ см.} \quad (41.64)$$

В этой же работе* получена оценка возраста нейтронов $\Delta\tau$ при их замедлении в воде от резонансной энергии индия (1,46 эВ) до тепловой энергии (0,025 эВ):

$$\Delta\tau = M^2 - \tau_{1,46 \text{ эВ}} - L^2, \quad (41.65)$$

где $M^2 = \tau_{kT^0} + L^2$ — площадь миграции; $\tau_{1,46 \text{ эВ}}$ — возраст нейтронов до резонансной энергии 1,46 эВ; $\tau_{kT^0} = \tau_{1,46 \text{ эВ}} + \Delta\tau$ — возраст нейтронов до тепловой энергии. Площадь миграции M^2 определяется вычислением отношения $r^2/6$ для кривой 2, а $\tau_{1,46 \text{ эВ}}$ — для кривой 1.

В результате вычислений получено

$$M^2 = (13,64 \pm 0,25) \text{ см}^2; \quad \tau_{1,46 \text{ эВ}} = (5,48 \pm 0,15) \text{ см}^2;$$

$$L^2 = (7,18 \pm 0,11) \text{ см}^2,$$

откуда

$$\Delta\tau = (1,0 \pm 0,5) \text{ см}^2. \quad (41.66)$$

Знание величины $\Delta\tau$ позволяет определить возраст нейтронов деления в воде до тепловой энергии

$$\tau_{kT^0} = \tau_{1,46 \text{ эВ}} + \Delta\tau, \quad (41.67)$$

если воспользоваться полученным ранее [см. формулу (41.53)] значением $\tau_{1,46 \text{ эВ}}$:

$$\tau_{kT^0} = 28 + 1 = (29 \pm 2) \text{ см}^2. \quad (41.68)$$

Эта величина имеет большое значение для расчета ядерных реакторов с водяным замедлителем.

В табл. 21 и 22 приведены характеристики основных замедлителей.

Т а б л и ц а 21

Ядро	Массовое число A	ξ	$\overline{\cos \theta}$	$\bar{n}$ (от 2 МэВ до kT^0)
H	1	1	0,667	18
D	2	0,726	0,333	25
Be	9	0,208	0,074	85
C	12	0,159	0,056	115

* Барков Л. М., Макарьин В. К., Мухин К. Н. // Атомная энергия. 1956. Т. 3. С. 33—39.

Таблица 22

Замедлитель	$\bar{\lambda}_z$, см (2 МэВ– kT°)	Время замедле- ния $t_{\text{зам}}$, с	Возраст τ , см ²	Длина за- медления L_z , см	$(\sigma_z)_{kT^\circ}$, 10^{-24} см ²
H ₂ O	1,1	10^{-6}	29	5,4	103,0
D ₂ O	2,6	$4,6 \cdot 10^{-5}$	125	11,0	13,6
Be	1,6	$6,7 \cdot 10^{-5}$	85	9,3	7,0
C (графит)	2,6	$1,5 \cdot 10^{-4}$	315	17,7	4,8

Замедлитель	$(\sigma_a)_{kT^\circ}$, 10^{-24} см ²	$(\lambda_a)_{kT^\circ}$, см	$(\lambda_a)_{kT^\circ}$, см	Время диффу- зии $t_{\text{диф}}$, с	Диффузион- ная длина L , см
H ₂ O	0,66	0,29	45	$2,1 \cdot 10^{-4}$	2,7
D ₂ O	0,001	2,23	$3 \cdot 10^4$	0,15	160
Be	0,01	1,16	805	$4,3 \cdot 10^{-3}$	22
C (графит)	0,003	2,6	3845	$1,2 \cdot 10^{-2}$	54

§ 42. Боровская теория ядерных реакций

1. ПРОМЕЖУТОЧНОЕ ЯДРО

Существование в ядре узких ($\Gamma \approx 0,1$ эВ) уровней при энергии возбуждения, превышающей энергию связи (присоединения) нуклона, на первый взгляд представляется непонятным. Действительно, согласно квантомеханическому соотношению неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar, \quad (42.1)$$

где $\hbar = 6,6 \cdot 10^{-16}$ эВ·с, из небольшой ширины уровня следует большое время жизни ядра в данном энергетическом состоянии:

$$\tau = \hbar / \Gamma \approx 6,6 \cdot 10^{-16} / 0,1 \approx 10^{-14} \text{ с}. \quad (42.2)$$

Это время значительно больше времени пролета резонансного нейтрона через область атомного ядра:

$$\Delta t = R_{\text{яд}} / v_n \approx 10^{-12} / 10^6 = 10^{-18} \text{ с}, \quad (42.3)$$

которое, казалось бы, должно характеризовать длительность ядерного взаимодействия и которому соответствует $\Gamma \approx 1$ кэВ.

Разрешение этой, а также некоторых других трудностей (большие сечения, высокая плотность уровней) в интерпретации результатов опытов по изучению резонансного захвата медленных нейтронов ядрами было дано в 1936 г. Н. Бором

в предложенной им теории ядерных реакций, опирающейся на капельную модель ядра.

Согласно Бору ядерная реакция протекает в два этапа. На первом (быстром) этапе нейтрон проникает в ядро и захватывается им, образуя составную систему (иначе — составное, промежуточное компаунд-ядро) с энергией возбуждения

$$W = \varepsilon_n + AT_n / (A + 1) \quad (42.4)$$

и определенными значениями момента количества движения, четности и др.

Из-за сильного взаимодействия энергия возбуждения быстро распределяется между всеми нуклонами ядра, в результате чего каждый из них будет иметь энергию, гораздо меньшую энергии связи, и в течение длительного времени не сможет вылететь из ядра, пока на одном нуклоне, находящемся вблизи от границы ядра, снова не сконцентрируется энергия, превосходящая энергию связи. Другой возможный способ распада составной системы — испускание γ -кванта, как известно, также происходит сравнительно медленно. Этим и объясняется большое время жизни составной системы, причем это время настолько велико, что система как бы «забывает» способ своего образования. Параметры промежуточного ядра (энергия, момент и четность) не зависят от вида реакции, в которой образуется промежуточное ядро (см. § 62, п. 3).

По прошествии достаточно длительного времени τ (время жизни промежуточного ядра) наступает второй этап ядерной реакции — распад промежуточного ядра, сопровождающийся либо вылетом нуклона, либо испусканием γ -кванта (в общем случае и другими процессами).

Вероятность распада промежуточного ядра $\omega = 1/\tau = \Gamma/\hbar$. Ядро может распадаться различными путями: γ -излучением, испусканием нейтрона, протона и др. Поэтому вероятность распада можно представить в виде суммы парциальных вероятностей, каждая из которых характеризует один из путей распада:

$$\omega = \omega_\gamma + \omega_n + \omega_p + \dots = \Gamma_\gamma/\hbar + \Gamma_n/\hbar + \Gamma_p/\hbar + \dots \quad (42.5)$$

Относительная вероятность распада составного ядра по данному каналу

$$\eta_i = \omega_i/\omega = \Gamma_i/\Gamma, \quad (42.6)$$

где Γ_i — парциальная ширина (Γ_γ — радиационная, Γ_n — нейтронная и т. д.). Согласно теории Бора относительные вероятности распада составного ядра не зависят от способа

его образования. Это заключение подтверждается экспериментально при сравнении способов распада одинаковых составных ядер (с теми же A , Z , E , I , T и P), полученных в различных ядерных реакциях.

2. УРОВНИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЯДРА

В соответствии с капельной моделью сильное взаимодействие между многими нуклонами должно приводить к их совместному общему движению (например, как отмечалось в § 13, к вращению ядра или к поверхностным колебаниям ядерной капли).

Коллективный характер взаимодействия нуклонов в процессе возбуждения ядра определяет характер распределения его уровней, которые чрезвычайно быстро сгущаются с ростом энергии возбуждения. Чем выше энергия возбуждения ядра, тем больше возможностей появляется для получения данного сложного движения из простейших движений.

Это заключение полностью подтверждается сведениями о структуре ядерных уровней, полученными из различных экспериментов. В гл. III из анализа α - и β -распадов, а также сопровождающих их γ -излучений мы видели, что при относительно невысоких энергиях возбуждения (1—3 МэВ) тяжелого ($A > 100$) ядра уровни расположены сравнительно редко ($\Delta E \approx 100$ кэВ). Опыты по резонансному захвату медленных нейтронов показывают, что при энергиях возбуждения, слегка превышающих энергию присоединения нуклона (примерно 8 МэВ), расстояния между уровнями становятся гораздо меньше ($\Delta E \approx 1-10$ эВ), хотя спектр уровней остается дискретным. Наконец, при еще более высоких энергиях возбуждения ($W \gg \epsilon_n$) уровни сближаются настолько, что начинают перекрываться и спектр становится непрерывным.

Дискретный спектр уровней при энергии возбуждения ядра, превышающей энергию присоединения нуклона, казалось бы, является необычным результатом. Например, в атомной физике аналогичной области энергий возбуждения (выше энергии ионизации) соответствует непрерывный энергетический спектр. Как можно объяснить дискретный характер спектра ядерных уровней?

Как известно, признаком дискретного спектра является неравенство

$$\Delta \gg \Gamma, \quad (42.7)$$

где Δ — среднее расстояние между уровнями, а Γ — полная ширина уровня:

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \quad (42.8)$$

Так как в рассматриваемой области энергий возбуждения $\Gamma_\gamma \ll \Delta$, а $\Gamma_p \ll \Gamma_n$ и $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_n$ из-за наличия для протона и α -частицы кулоновского барьера, то неравенство (42.7) достаточно доказать только по отношению к Γ_n .

В качестве приближенного описания реального промежуточного ядра со средним расстоянием между уровнями Δ возьмем систему с эквидистантными уровнями, т. е. осциллятор с частотой $\omega = \Delta/\hbar$ и энергией

$$W_n = n\Delta, \quad (42.9)$$

где n — целое число. Период T такого осциллятора

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi\hbar/\Delta. \quad (42.10)$$

Таким же периодом будет обладать волновая функция ψ , описывающая промежуточное ядро со всеми его N состояниями:

$$\psi = \sum_{n=1}^N C_n \psi_n \exp\left(-\frac{iW_n}{\hbar}t\right) = \sum_{n=1}^N C_n \psi_n \exp\left(-\frac{in\Delta}{\hbar}t\right) \quad (42.11)$$

(ψ_n — координатная функция, соответствующая состоянию W_n).

Это означает, что через время T повторяется первоначальная конфигурация частиц в ядре. При этом на одном нейтроне снова сконцентрируется энергия W , превышающая энергию отделения нуклона, и, казалось бы, нейтрон должен вылететь из ядра именно через время T . Но тогда $\Gamma_n \approx \hbar/T = \Delta/2\pi \approx \Delta$, т. е. нейтронная ширина будет сравнима с расстоянием между уровнями, и энергетический спектр промежуточного ядра будет непрерывным.

На самом деле предположение о вылете нейтрона из ядра через время T неверно, потому что даже при выполнении условия возможности вылета ($W > \epsilon_n$) нейтрон не покидает ядро из-за существования квантовомеханического эффекта отражения нейтронов от границы ядра, на которой наблюдается резкий скачок волнового числа k для медленного нейтрона.

Для оценки коэффициента прохождения p нейтрона через поверхность ядра запишем координатную волновую функцию нейтрона внутри и вне ядра (сравните с анализом механизма α -распада в § 17):

$$\psi = \exp(ik_0x) + \alpha \exp(-ik_0x); \quad \psi = \gamma \exp(ikx). \quad (42.12)$$

Здесь α и γ — коэффициенты при отраженной и прошедшей волнах, а k и k_0 можно оценить, воспользовавшись формулой (17.23) для λ :

$$k = 1/\lambda = \frac{\sqrt{T_n}}{4,5 \cdot 10^{-13}} \quad (42.13)$$

(k — в см^{-1} , T_n — в МэВ).

В соответствии с (42.13) для нейтрона вне ядра ($T_n \approx 1$ эВ) получим $k \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$, для нейтрона внутри ядра (где его энергия $T'_n \approx 25$ МэВ) $k_0 = 10^{13} \text{ см}^{-1}$ (рис. 199). Коэффициент отражения равен $|\alpha|^2$. Коэффициент прохождения $p = 1 - |\alpha|^2$.

Значение α находим из условия непрерывности волновых функций и их производных на границе ядра ($x=0$):

$$1 + \alpha = \gamma; (1 - \alpha)k_0 = \gamma k. \quad (42.14)$$

По найденному $\alpha = (k_0 - k)/(k_0 + k)$ вычисляем коэффициент прохождения

$$p = 1 - |\alpha|^2 = \frac{4kk_0}{(k_0 + k)^2}, \quad (42.15)$$

который в нашем случае ($k_0 \gg k$) равен:

$$p = \frac{4k}{k_0} = 4 \sqrt{\frac{T_n}{T'_n}} \approx 10^{-3} \ll 1^*. \quad (42.16)$$

Таким образом, нейтронная ширина Γ_n должна определяться не значением $\hbar/T$, а в p раз меньшим значением

$$\Gamma_n = p \frac{\hbar}{T} = 4 \frac{k}{k_0} \frac{\Delta}{2\pi}. \quad (42.17)$$

Из выражения (42.17) следует, что $\Gamma_n \ll \Delta$. С учетом замечания, сделанного по поводу выражения (42.8), можно утверждать, что для уровней промежуточного ядра в области энергий возбуждения $W \geq \varepsilon_n$ выполняется условие (42.7) возможности существования дискретного спектра уровней.

Наличие у промежуточного ядра дискретных энергетических состояний с конечным временем жизни $\tau \neq \infty$ ($\tau \approx 10^{-14}$ с) существенно отличает эти состояния от устойчивого основного состояния ядра с $\tau = \infty$.

Из соотношения неопределенностей

$$\Gamma \tau = \hbar$$

следует, что энергия ядра в основном состоянии строго определена, так что энергетическое состояние ядра в этом случае можно охарактеризовать δ -функцией (рис. 200, а) с $\Gamma = 0$. Такое состояние ядра называется *стационарным*. Волновая функция стационарного состояния с энергией $W = W_0$ записывается в виде $\psi \sim \exp\left(-\frac{iW_0}{\hbar} t\right)$.

* Заметим, что полученный результат не зависит от направления распространения волны (в ядро или из ядра).

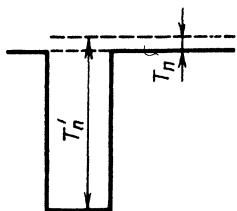


Рис. 199

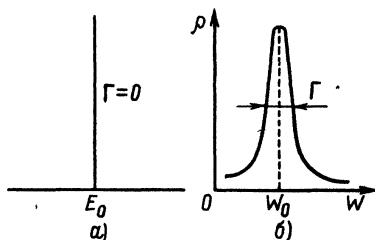


Рис. 200

Примерно такими же свойствами обладают и те возбужденные состояния ядра, для которых энергия возбуждения меньше минимальной энергии отделения какой-либо частицы (n , p , α), а γ -излучение сильно запрещено. Подобные долгоживущие состояния называются метастабильными. Они также характеризуются очень малой шириной уровня Γ , и, следовательно, энергия этих состояний также в хорошем приближении передается δ -функцией (например, для изомера с временем жизни $\tau \approx 1$ мин ширина уровня $\Gamma \approx \hbar/\tau = 6,6 \cdot 10^{-16}/60 \approx 10^{-17}$ эВ).

Рассмотренные состояния с малым временем жизни $\tau \approx 10^{-14}$ с существенно отличаются от долгоживущих стационарных и метастабильных состояний гораздо большей шириной Γ и называются квазистационарными состояниями. Они характеризуются $\Gamma \approx \hbar/\tau = 0,1$ эВ $\gg 0$, так что вероятность нахождения системы в энергетическом состоянии W изображается не δ -функцией, а функцией $\rho(W)$, которая отлична от нуля не только при определенном значении энергии возбуждения $W = W_0$, но и вблизи этого значения. Размеры области, в которой $\rho(W) \neq 0$, определяются шириной максимума Γ (рис. 200, б). Поэтому для $\rho(W)$ должно выполняться условие $\rho(W) \sim \Gamma$. Кроме того, интуитивно ясно, что кривая $\rho(W)$ должна быть гладкой (с непрерывной производной) и иметь крылья, уходящие в $\pm \infty$. Всем этим требованиям удовлетворяет дисперсионное распределение

$$\rho(W) = \alpha \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где α — коэффициент. Действительно, в этом случае

$$\rho(W_0) = 4\alpha/\Gamma \quad \text{и} \quad \rho(W_0 \pm \Gamma/2) = 2\alpha/\Gamma = (1/2)\rho(W_0).$$

3. ДИСПЕРСИОННЫЙ ХАРАКТЕР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЯДРА

Более строго* дисперсионный характер функции $\rho(W)$ можно получить, если предположить, что распад промежуточного ядра происходит по закону радиоактивного распада, т. е. что его вероятность не зависит от времени. Это предположение выглядит довольно естественно, так как характер распада промежуточного ядра не зависит от предыстории его возникновения.

В этом предположении вероятность того, что к моменту времени t промежуточное ядро еще не ушло из своего энергетического состояния, пропорциональна

$$|\psi|^2 \sim \exp(-\omega t) = \exp(-t/\tau) = \exp\left(-\frac{\Gamma}{\hbar} t\right). \quad (42.18)$$

Что касается самой волновой функции (точнее, ее временной компоненты), то при $\Gamma \ll W_0$ ее можно записать в форме

$$\psi(t) = a \exp\left(-\frac{iW_0 t}{\hbar} - \frac{\Gamma t}{2\hbar}\right), \quad (42.19)$$

удовлетворяющей требованию существования квазистационарного уровня при $W = W_0$ и условию (42.18).

Разложим $\psi(t)$ по собственным функциям $\phi(W)$ оператора энергии:

$$\psi(t) = \int_0^{\infty} C(W) \exp\left(-\frac{iWt}{\hbar}\right) dW,$$

где $C(W)$ — коэффициенты Фурье.

После обращения этого интеграла получим

$$\begin{aligned} C(W) &= \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{iWt}{\hbar}\right) \psi(t) dt = \\ &= a \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{iW_0 t}{\hbar} - \frac{\Gamma t}{2\hbar}\right) \exp\left(\frac{iWt}{\hbar}\right) dt = \end{aligned}$$

* Вполне строгий вывод дисперсионной формулы выходит за рамки этой книги.

$$\begin{aligned}
 &= a \int_0^{\infty} \exp \left[\frac{i}{\hbar} \left(W - W_0 + \frac{i\Gamma}{2} \right) t \right] dt = \\
 &= \frac{-a\hbar}{i \left[(W - W_0) + \frac{i\Gamma}{2} \right]} = \frac{b}{W - W_0 + \frac{i\Gamma}{2}},
 \end{aligned}$$

где $b = -a\hbar/i$.

Поскольку вероятность $\rho(W)$ пропорциональна квадрату модуля $C(W)$, то окончательно имеем

$$\rho(W) = |C(W)|^2 = \frac{|b|^2}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (42.20)$$

Для определения $|b|^2$ запишем условие нормировки:

$$\int_0^{\infty} \rho(W) dW = |b|^2 \int_0^{\infty} \frac{dW}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2} = 1. \quad (42.21)$$

Вычисление этого интеграла в предположении, что $W_0 \gg \Gamma$, дает

$$|b|^2 = \Gamma/2\pi,$$

т. е.

$$\rho(W) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (42.22)$$

4. СЕЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Разделение процесса ядерной реакции на два этапа — образование промежуточного ядра и его распад — позволяет проводить вычисление сечения реакции σ_i в виде

$$\sigma_i = \sigma^* \eta_i, \quad (42.23)$$

где σ^* — сечение образования промежуточного ядра, а η_i — вероятность его распада по данному каналу.

а. Сечение образования промежуточного ядра

В свою очередь, сечение образования промежуточного ядра σ^* можно представить в виде суммы произведений из двух сомножителей:

$$\sigma^* = \sum_i \sigma_i^* = \sum_i S_i \xi_i, \quad (42.24)$$

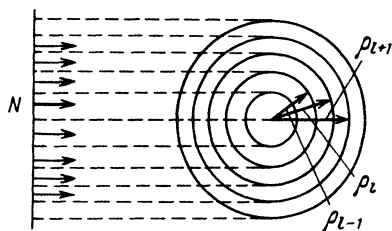


Рис. 201

где S_l — геометрическое сечение, равное доле всех частиц с орбитальным моментом l , летящих на ядро; ξ_l — коэффициент прилипания, характеризующий вероятность проникновения нейтрона (с орбитальным моментом l) в ядро и «застревания» его там.

Для подсчета геометрического сечения S_l воспользуемся приемом, который мы уже применяли в § 17 (см. п. 4) для оценки роли орбитального момента l в α -распаде. Согласно формуле (17.24) параметр удара (т. е. расстояние, на котором нейтрон с орбитальным моментом l пролетает относительно ядра)

$$\rho_l = \lambda \sqrt{l(l+1)}. \quad (42.25)$$

Пусть в направлении ядра летят нейтроны с плотностью потока N см⁻²·с⁻¹ (рис. 201). Нейтроны с орбитальным моментом l составляют долю потока $dN_l/N = S_l$, где S_l — площадь кольца со средним радиусом ρ_l , построенного вокруг ядра. Она равна полуразности площадей кругов с радиусами ρ_{l+1} и ρ_{l-1} :

$$S_l = \frac{1}{2} \pi (\rho_{l+1}^2 - \rho_{l-1}^2) = (2l+1) \pi \lambda^2. \quad (42.26)$$

Для того чтобы нейтрон попал в зону действия ядерных сил, из всех возможных значений l , очевидно, надо брать только те, которые удовлетворяют условию

$$\rho_l \leq R, \quad (42.27)$$

где R — радиус ядра. Это условие определяет верхний предел суммирования в выражении (42.24):

$$l_{\text{макс}} \approx R/\lambda, \quad (42.28)$$

так что геометрическое сечение равно:

$$S = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2 = \pi (R + \lambda)^2. \quad (42.29)$$

Геометрическое сечение указывает верхнюю границу сечения образования промежуточного ядра:

$$\sigma_{\text{макс}}^* = S; \quad \sigma^* \leq S. \quad (42.30)$$

Для определения сечения образования промежуточного ядра

$$\sigma^* = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2 \xi_l \quad (42.31)$$

надо найти коэффициент прилипания ξ_l , значение которого для нейтрона определяется прозрачностью центробежного барьера D_n (для заряженных частиц надо учесть еще прозрачность кулоновского барьера D_k), коэффициентом прохождения через поверхность ядра p и вероятностью «застревания» нейтрона в ядре. Последнюю можно считать равной единице, поскольку при вычислении σ^* речь идет о первой стадии реакции (до вылета из ядра частицы или γ -кванта).

Если энергия падающих нейтронов невелика ($T_n < 10$ кэВ), то $\lambda \gg R$ и $l_{\text{макс}} = 0$. В связи с этим геометрическое сечение

$$S = S_0 = \pi \lambda^2, \quad (42.32)$$

а центробежный потенциал $V_n = 0$. Таким образом, для медленных нейтронов надо учитывать только влияние отражения на границе ядра. Коэффициент прохождения p через поверхность ядра согласно выражению (42.15)

$$p = 4kk_0 / (k + k_0)^2,$$

причем в соответствии с соотношением (42.17) $p \sim \Gamma_n$. Поэтому для медленных нейтронов ξ должно быть пропорционально Γ_n :

$$\xi_0 \sim \Gamma_n. \quad (42.33)$$

Кроме того, ясно, что в соответствии с формулой (42.22) захват медленных нейтронов должен носить избирательный резонансный характер, так как промежуточное ядро в этой области энергий возбуждения имеет дискретные уровни. Таким образом, коэффициент ξ_0 должен быть пропорционален $\rho(W)$:

$$\xi_0 \sim \rho(W) \sim \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (42.34)$$

или с учетом

$$W = \epsilon_n + T, \quad (42.35)$$

где ϵ_n — энергия связи нейтрона, а T — его кинетическая энергия,

$$\xi_0 \sim \frac{\Gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (42.36)$$

Вероятность образования составного ядра дисперсионным образом зависит от кинетической энергии падающего нейтрона.

Объединив выражения (42.32), (42.33) и (42.36), получим

$$\sigma^* = S_0 \xi_0 \sim \pi \lambda^2 \frac{\Gamma \Gamma_n}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (42.37)$$

что с точностью до коэффициента порядка единицы совпадает с известной формулой Брейта—Вигнера для изолированного уровня. Чтобы получить коэффициент в формуле (42.37), надо провести более подробное рассуждение, которое требует небольшого отступления для введения нового понятия.

6. Принцип детального равновесия

Из классической и квантовой механики известно, что для многих систем уравнения движения инвариантны относительно изменения направления отсчета времени (замены t на $-t$). Эта инвариантность позволяет получить очень важную связь между вероятностями протекания прямого и обратного процессов.

Пусть 1 и 2—два простых квантовых состояния некоторой системы с дискретным энергетическим спектром. Обозначим вероятность перехода системы из первого состояния во второе ω_{12} , а из второго в первое ω_{21} . Из инвариантности уравнений движения относительно инверсии времени следует

$$\omega_{12} = \omega_{21}. \quad (42.38)$$

Если состояние 2 состоит из группы близких состояний, число которых равно g_2 (статистический вес состояний 2), то вероятность перехода P_{12} из одного состояния 1 во все состояния 2 будет в g_2 раз больше, чем ω_{12} , т. е.

$$P_{12} = g_2 \omega_{12}. \quad (42.39)$$

Аналогично, если g_1 —статистический вес состояний 1, то вероятность перехода P_{21} из одного состояния 2 во все состояния 1

$$P_{21} = g_1 \omega_{21}. \quad (42.40)$$

Из равенства $\omega_{12} = \omega_{21}$ получим $P_{12}/g_2 = P_{21}/g_1$ или

$$g_1 P_{12} = g_2 P_{21}. \quad (42.41)$$

Соотношение (42.41) называется принципом детального равновесия. Принцип детального равновесия позволяет связать между собой прямой и обратный процессы и дает возможность определять недостающие характеристики одного из них.

Рассмотрим реакцию



сечение которой σ_{ab} , и обратную реакцию



сечение которой σ_{ba} . Оба сечения должны быть усреднены по спинам*. Назовем первым состоянием системы (1) ядро A и взаимодействующую с ним частицу a , а вторым состоянием (2) образующиеся продукты реакции B и b .

Предположим, что система заключена в некоторый произвольно большой объем V . Тогда статистический вес первого состояния и вероятность перехода P_{12} будут соответственно равны:

$$g_1 = (2I_A + 1)(2s_a + 1)4\pi V p_a^2 dp_a / (2\pi \hbar)^3; \quad (42.44)$$

$$P_{12} = \sigma_{ab} v_a / V, \quad (42.45)$$

где I_A — спин ядра A ; s_a — спин частицы a ; p_a — относительный импульс системы $a + A$; v_a — относительная скорость частицы a и ядра A .

Смысл этих выражений очевиден. Две первые скобки соотношения (42.44) учитывают все возможные ориентации спинов ядра A и частицы a , а множитель $4\pi V p_a^2 dp_a / (2\pi \hbar)^3$ дает число состояний системы со значениями импульса в пределах от p_a до $p_a + dp_a$ [см. подстрочное примечание к формуле (18.51)]. Выражение (42.45) представляет собой отношение объема цилиндра с сечением σ_{ab} и длиной v_a , т. е. объема, охваченного частицей a за единицу времени («объем взаимодействия» $\sigma_{ab} v_a$), ко всему объему V , в котором заключена система (рис. 202). Аналогично

$$g_2 = (2I_B + 1)(2s_b + 1)4\pi V p_b^2 dp_b / (2\pi \hbar)^3; \quad (42.46)$$

$$P_{21} = \sigma_{ba} v_b / V, \quad (42.47)$$

где I_B — спин ядра B ; s_b — спин частицы b ; p_b — относительный импульс системы $B + b$; v_b — относительная скорость частицы b и ядра B .

Подставив найденные выражения (42.44) — (42.47) в (42.41) и сократив коэффициенты и равные друг другу множители** $v_a dp_a$ и $v_b dp_b$, получим

$$(2I_A + 1)(2s_a + 1)p_a^2 \sigma_{ab} = (2I_B + 1)(2s_b + 1)p_b^2 \sigma_{ba}. \quad (42.48)$$

* Спин превращается при замене t на $-t$.

** Они равны, потому что $v_a dp_a = d(\mu_{Aa} v_a^2 / 2) = dT'_{Aa}$; $v_b dp_b = d(\mu_{Bb} v_b^2 / 2) = dT'_{Bb} = d(T'_{Aa} + Q) = dT'_{Ab}$, где T'_{Aa} — относительная кинетическая энергия частиц a и A ; T'_{Bb} — относительная кинетическая энергия частиц b и B ; Q — энергия реакции.

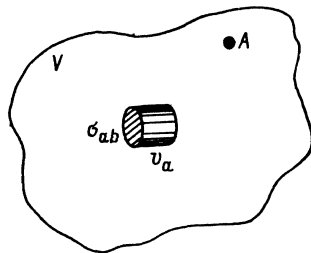


Рис. 202

Соотношение (42.48) можно использовать для определения спина одной из четырех частиц a , A , b или B , участвующих в реакции. Таким способом, например, был определен спин π^+ -мезона (см. § 110, п. 5).

в. Формулы Брейта — Вигнера

Применим принцип детального равновесия для вычисления сечения образования промежуточного ядра σ^* .

Назовем первым состоянием системы ядро A и взаимодействующий с ним нейтрон n , а вторым возбужденное промежуточное ядро с квазистационарным уровнем $\rho(W)$, заданным в форме (42.22). Тогда по аналогии с предыдущим

$$g_1 = (2I+1)(2s+1)4\pi V p^2 dp / (2\pi \hbar)^3; \quad (42.49)$$

$$P_{12} = \sigma^* v / V, \quad (42.50)$$

где I — спин ядра A ; s — спин нейтрона; p — относительный импульс системы; v — относительная скорость нейтрона и ядра A .

Для обратного процесса испускания нейтрона из промежуточного ядра A

$$g_2 = 2J+1, \quad (42.51)$$

где J — момент количества движения промежуточного ядра, а

$$P_{21} = \Gamma_n \rho(W) dW / \hbar, \quad (42.52)$$

где Γ_n — нейтронная ширина; $\rho(W)$ определяется формулой (42.22). Смысл выражения (42.52) очевиден: $\Gamma_n / \hbar$ согласно соотношению (42.6) дает вероятность вылета нейтрона; $\rho(W) = \rho(T + \epsilon_n)$ определяет вероятность того, что его энергия будет заключена в пределах T и $T + dT$ (соответствующих пределам изменения импульса p и $p + dp$).

Подставляя выражения (42.49) — (42.52) в (42.41), получаем

$$(2I+1)(2s+1) \frac{4\pi V p^2 dp}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\sigma^* v}{V} = (2J+1) \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(W) dW. \quad (42.53)$$

Сократив $dW = dT = v dp$ и заменив p на $\hbar/\lambda$, преобразуем это выражение:

$$\sigma^* = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} 2\pi^2 \lambda^2 \Gamma_n \rho(W), \quad (42.54)$$

откуда, подставляя значение $\rho(W)$ из выражения (42.22),

в котором произведена замена $(W - W_0)^2$ на $(T - T_0)^2$, получаем

$$\sigma^* = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (42.55)$$

При сравнении (42.55) с (42.37) видно, что они различаются числовым множителем $(2J+1)/(2I+1)(2s+1)$, который по порядку величины обычно равен единице.

Подставляя соотношение (42.55) в (42.23) и используя значения η , из выражения (42.6), получаем формулу Брейта—Вигнера для реакции радиационного захвата ($\eta_\gamma = \Gamma_\gamma/\Gamma$) и резонансного рассеяния нейтрона ($\eta_n = \Gamma_n/\Gamma$):

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma^* \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}; \quad (42.56)$$

$$\sigma(n, n) = \sigma^* \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (42.57)$$

Проанализируем формулу Брейта—Вигнера для радиационного захвата в разных областях энергии падающих нейтронов. Предположим, что $T \ll T_0$. Тогда

$$\lambda^2 \sim 1/v^2; \quad \Gamma_n \sim p \approx 4k/k_0 \sim 1/\lambda \sim v, \quad \text{а} \quad \Gamma_\gamma = \text{const},$$

так как вероятность излучения γ -кванта определяется энергией возбуждения ядра $W = \epsilon_n + T$, которая очень слабо изменяется при изменении кинетической энергии нейтрона ($T \ll \epsilon_n$). Из того что $\Gamma_n \sim v$ и $\Gamma_\gamma \sim \text{const}$, следует, что при достаточно малых энергиях T нейтронов $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ и

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma. \quad (42.58)$$

Таким образом, при $T_n \ll T_0$

$$\sigma(n, \gamma) \sim 1/v, \quad (42.59)$$

т. е. сечение радиационного захвата вдвое от резонанса при уменьшении энергии нейтрона растет по закону $1/v$. Именно поэтому очень многие вещества с большим сечением захватывают тепловые нейтроны.

При приближении энергии нейтрона к резонансному значению T_0 сечение начинает возрастать и при $T = T_0$ становится равным (спиновый множитель опущен):

$$\sigma_0 = \sigma(T_0) = \pi \lambda_0^2 \frac{\Gamma_n(T_0) \Gamma_\gamma}{(\Gamma/2)^2}, \quad (42.60)$$

или, учитывая, что $\Gamma_\gamma \approx \Gamma$,

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda_0^2 \Gamma_n(T_0)/\Gamma. \quad (42.61)$$

Большое значение λ при низких энергиях нейтронов ($\lambda = 4,5 \cdot 10^{-10} / \sqrt{T}$, где T — в эВ) приводит к огромным сечениям захвата в резонансе.

При $T > T_0$ сечение снова уменьшается.

Если уровень расположен вблизи от тепловой энергии ($T_n \approx 1/40$ эВ), то сечение захвата тепловых нейтронов становится особенно большим. Примером такого вещества является кадмий, у которого уровень расположен при энергии $T_0 = 0,176$ эВ (см. § 43, п. 5 и рис. 207).

Подставляя соотношение (42.61) в (42.56), получаем выражение сечения (n, γ)-реакции через его значение в резонансе с явно выделенным законом $1/v$ (без спинового множителя):

$$\sigma = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \sqrt{\frac{T_0}{T}}. \quad (42.62)$$

Формула (42.62) получена в предположении существования у промежуточного ядра только одного уровня. Однако ею можно пользоваться во всех случаях, когда расстояние между уровнями сильно превышает ширину уровней. Если это условие не выполняется, то дисперсионная формула в таком виде неприменима, так как надо учитывать интерференцию.

Как уже указывалось, сечение для второго возможного резонансного процесса — упругого резонансного рассеяния* — описывается формулой (42.57). Этот процесс обычно маловероятен для медленных нейтронов из-за сильной конкуренции радиационного захвата. Однако с ростом энергии нейтронов относительная роль упругого резонансного рассеяния повышается, так как нейтронная ширина Γ_n растет с энергией нейтрона ($\Gamma_n \sim v$). Примером является резонанс в сечении рассеяния $^{59}_{27}\text{Co}$ при энергии $T_0 = 115$ эВ (см. § 43, п. 5).

Кроме того, рассеяние медленных нейтронов происходит за счет процесса потенциального рассеяния (без захода нейтрона в ядро), сечение для которого равно $4\pi R^2 (1 - 106)$. Поэтому при рассмотрении рассеяния надо учитывать возможность интерференции между резонансным и потенциальным рассеяниями.

§ 43. Нейтронная спектроскопия

Боровский механизм протекания ядерных реакций и формулы Брейта — Вигнера блестяще подтвердились при детальном изучении хода сечений реакций в зависимости от энергии падающих нейтронов. Возможность детального изучения сече-

* В принципе возможно и резонансное (n, p)-взаимодействие, но из-за кулоновского барьера для образующихся протонов оно не осуществляется.

ний появилась в результате развития методов нейтронной спектроскопии, позволивших выделять эффект, вызванный нейтронами определенной энергии, значение которой можно было изменять.

Нейтронная спектроскопия позволяет определять расположение ядерных уровней и их ширины, а также (в случае использования пучков поляризованных нейтронов и поляризованных ядер мишени) соответствующие им моменты количества движения.

Идеей наиболее распространенных методов нейтронной спектроскопии является выделение нейтронов заданной энергии из непрерывного спектра. Это выделение может быть либо пространственным, когда в данном направлении летят моноэнергетические нейтроны, либо временным, когда в данном направлении одновременно вылетают нейтроны всех энергий, но в зависимости от энергии они приходят в заданную точку пространства в разное время (с большей энергией, т. е. более быстрые, раньше).

Пространственное выделение моноэнергетических нейтронов из непрерывного спектра можно осуществить при помощи механического монохроматора, основным узлом которого является вращающийся стальной цилиндр с криволинейными щелями специально рассчитанной формы. Через такой цилиндр будут проходить только нейтроны с определенной скоростью (нейтроны с другими скоростями поглотятся материалом цилиндра).

Другой вариант пространственного выделения моноэнергетических нейтронов — дифракция нейтронов от кристалла, или метод кристаллического монохроматора. Длина дебройлевской волны нейтронов с энергией 0,01—100 эВ равна $\lambda = 0,03 \div 3 \text{ \AA} = (0,03 \div 3) \cdot 10^{-10} \text{ м}$, т. е. сравнима с постоянной решетки d кристаллов. Поэтому подобно длинноволновому γ -излучению медленные нейтроны должны отражаться от кристалла под углом падения ϕ , который связан с λ и d формулой Брэгга — Вульфа.

Временное выделение моноэнергетических нейтронов из непрерывного спектра называется методом времени пролета. В области низких энергий (примерно до 10—100 кэВ) этот метод имеет два варианта: метод механического селектора, когда для обеспечения одновременности вылета нейтронов используются механические прерыватели пучков нейтронов — быстровращающиеся цилиндрические стальные затворы с щелями, и метод мигающего ускорителя, при котором короткие импульсы нейтронов получаются в результате импульсной бомбардировки мишени заряженными частицами или (во вторичном процессе) γ -квантами.

В обоих вариантах метода для выделения нейтронов определенной энергии используется детектор с управляемой чувствительностью, который располагается на достаточно большом расстоянии l от импульсного источника нейтронов. Включая детектор через некоторое время τ после вылета пачки нейтронов с непрерывным спектром, можно выделять из нее нейтроны, имеющие скорость $v=l/\tau$. Для ускорения получения результатов используется многоканальная регистрация.

Очевидно, нет принципиальных ограничений для применения метода времени пролета и в области высоких энергий. Трудность заключается только в необходимости регистрировать очень короткое пролетное время (меньше 10^{-10} с) для быстрых частиц. Однако в последние годы в результате развития миллианосекундной импульсной электроники и использования в качестве детекторов сцинтилляторов с быстродействующими фотоумножителями эта трудность преодолена и метод времени пролета широко используется для определения скорости (энергии) весьма быстрых (включая релятивистские) частиц. С примерами такого рода встретимся в ч. 3 и 4.

Кроме перечисленных четырех методов (которые подробнее рассмотрены ниже) в ядерной физике применяются и другие методы нейтронной спектроскопии. В одном из них для получения моноэнергетических нейтронов используются некоторые ядерные реакции и фотонейтронные источники (см. § 39), в другом энергия нейтронов определяется по энергии образующихся ядер отдачи (см. § 52, п. 1 и § 53, п. 3). Заметим, что последний способ не требует никакой (ни пространственной, ни временной) монохроматизации пучка нейтронов.

Очень удобны для нейтронной спектроскопии гелиевые счетчики, которые из-за малого $Q=0,765$ МэВ реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ позволяют различать нейтроны по энергии от 0,1 до 2 МэВ.

1. МЕТОД МЕХАНИЧЕСКОГО МОНОХРОМАТОРА

Первый прибор для выделения из спектра замедления нейтронов определенной энергии методом механического прерывания пучка был построен в 1935 г. Даннингом. Прибор представляет собой два диска из кадмия*, насаженных на некотором расстоянии δ ($\delta \approx 50$ см) друг от друга на общую

* В более совершенной конструкции применялось несколько дисков.

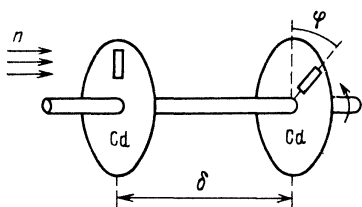


Рис. 203

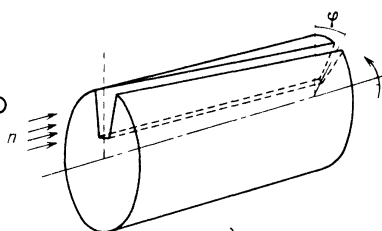
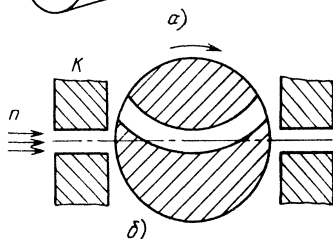


Рис. 204



ось (рис. 203). В дисках прорезаны радиальные щели под углом φ . Если ось с дисками поместить в пучок нейтронов n и привести в быстрое вращение, то, очевидно, через щель во втором диске пройдут только те нейтроны, скорость которых удовлетворяет условию

$$v = 6n\delta/\varphi, \quad (43.1)$$

где n — число оборотов в минуту; δ — расстояние между дисками, см; φ — угол между щелями (в градусах). Изменяя φ (или n), можно выделять из пучка нейтроны с различными скоростями v .

Таким образом, прибор Даннинга выполняет функцию механического монохроматора нейтронов.

Конечно, условию (43.1) удовлетворяют не только моноэнергетические нейтроны, но и нейтроны, находящиеся в определенном интервале скоростей $v \div v + \Delta v$ (или с энергией $T \div T + \Delta T$). Интервал Δv (или ΔT) определяет разрешающую способность прибора. Если прибор имеет хорошую разрешающую способность (т. е. $\Delta T < \Gamma$, где Γ — ширина исследуемого уровня), то получаемая экспериментальная кривая правильно передает ход сечения в районе резонансной энергии (т. е. описывается формулой Брейта — Вигнера). При плохой разрешающей способности ($\Delta T > \Gamma$) экспериментальная кривая описывает ход сечения лишь приближенно (высота резонансного пика занижается, а ширина завышается). Если же $\Delta T > \Delta$, где Δ — расстояние между уровнями, то резонансные пики на экспериментальной кривой не проявляются совсем и кривая дает грубо усредненный результат.

Разрешающая способность прибора Даннинга, т. е. точность выделения из пучка нейтронов данной скорости, очевидно, будет тем лучше, чем больше расстояние между дисками δ , чем больше скорость вращения n и чем уже щели $d\phi$. Ясно, что ограничение накладывала интенсивность первичного пучка нейтронов, которая в те годы не могла быть высокой [в работе использовался $(\text{Rn} + \text{Be})$ -источник]. Поэтому разрешающая способность прибора Даннинга была небольшой. Кроме того, область его применения ограничена энергией $T_n < 0,3$ эВ, так как для нейтронов с более высокой энергией кадмий практически прозрачен. Тем не менее с помощью прибора Даннинга был впервые измерен спектр тепловых нейтронов.

Возможность усовершенствовать описанный метод появилась после того, как были построены ядерные реакторы, из которых можно выводить очень интенсивные пучки медленных (главным образом, тепловых) нейтронов.

Основной узел современного нейтронного механического монохроматора представляет собой стальной цилиндр (ротор) с криволинейными щелями специально рассчитанной формы, прорезанными либо вдоль, либо поперек оси цилиндра.

В конструкциях с продольными щелями форма щелей близка к винтовой линии (рис. 204, а). При вращении ротора с данной скоростью через щели будут проходить нейтроны определенной энергии $T \div T + \Delta T$. Очевидно, что, так же как и для прибора Даннинга, скорость пропускаемых нейтронов можно найти по формуле (43.1). Таким образом, для изменения энергии монохроматизируемых нейтронов надо изменять скорость вращения ротора.

Если щели расположить по всей поверхности цилиндра, то по другую сторону цилиндра будет проходить практически непрерывный пучок моноэнергетических нейтронов. Механический монохроматор подобной конструкции имеет большую светосилу и хорошую разрешающую способность. Он позволяет производить измерения в области энергий нейтронов от 10^{-3} до 1 эВ. Использование для роторов специальных материалов, исключающих полное внутреннее отражение очень медленных нейтронов от поверхности щели, позволяет снизить нижнюю границу до 10^{-4} эВ.

В конструкциях с поперечными щелями форма щели обычно делается параболической (рис. 204, б). В этом случае при облучении вращающегося ротора нейтронами, проходящими через коллиматор K за ротором, возникает пульсирующий пучок моноэнергетических нейтронов.

Разрешающая способность механического монохроматора тем лучше, чем уже щели, больше диаметр (или длина

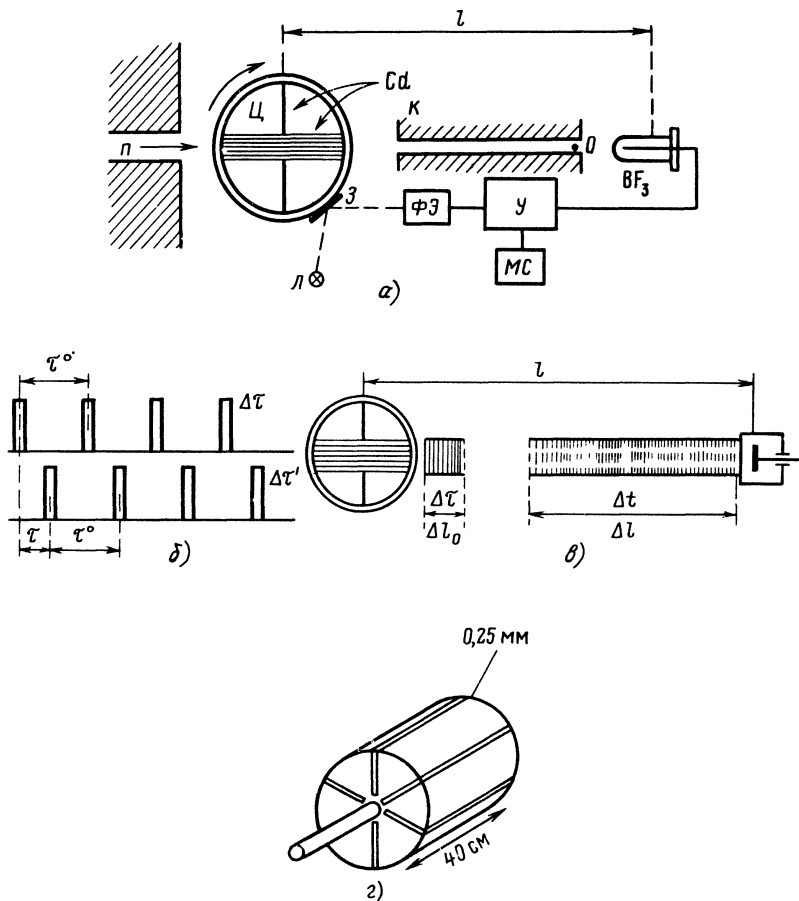


Рис. 205

цилиндра в случае продольных щелей) и больше скорость вращения. Иногда для повышения разрешающей способности на пути нейтронного пучка располагают последовательно несколько роторов, скорости вращения которых взаимно сфазированы.

Как уже отмечалось, нейтронный механический монохроматор реально выделяет из непрерывного спектра моноэнергетические нейтроны. Это обстоятельство позволяет использовать данный прибор для ряда специфических исследований, требующих облучения нейтронами данной энергии.

2. МЕТОД МЕХАНИЧЕСКОГО СЕЛЕКТОРА

По другому принципу работает механический селектор нейтронов, который выделяет моноэнергетические нейтроны по методу времени пролета. Первый прибор такого типа для тепловых нейтронов был построен в 1947 г. Ферми и его сотрудниками. Устройство прибора показано на рис. 205, а. Здесь Π — стальной цилиндр диаметром $d=4$ см, полость которого заполнена чередующимися слоями из алюминия и кадмия толщиной соответственно 0,75 и 0,15 мм. Очевидно, что при расположении слоев цилиндра параллельно пучку через цилиндр будет проходить до $0,75/(0,75+0,15)=5/6$ первоначального пучка тепловых нейтронов; при небольшом повороте цилиндра ($\Delta\varphi \approx 3^\circ$) пучок, если он хорошо сколлимирован, будет полностью перекрываться. Таким образом, вращающийся цилиндр выполняет функции затвора.

При быстром вращении цилиндра (примерно около $15\,000 \text{ мин}^{-1}$) за ним должен возникать пульсирующий пучок тепловых нейтронов, вылетающих из цилиндра короткими импульсами — пачками с частотой следования 500 имп./с (два импульса за один оборот) и длительностью $\Delta\tau = (1/500) \times (3/180) = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, при этом в отличие от случая механического монохроматора нейтроны в каждой пачке будут иметь непрерывный спектр с достаточно широким энергетическим интервалом — от $T_{\text{мин}}$ до $T_{\text{макс}}$ (границы интервала будут определены ниже).

Для выделения нейтронов определенной скорости Ферми применил детектор с управляемой чувствительностью. В качестве детектора использовалась ионизационная камера, наполненная BF_3 . Камера была подсоединена к механическому счетчику МС через усилитель У , который отпирался на короткое время Δt сигналами от фотоэлемента $\Phi\text{Э}$, возникающими в нем через определенное время τ после каждого импульса нейтронов (рис. 205, б). Это достигалось при помощи укрепленного на цилиндре зеркала З , которое отражало луч света от лампочки Л на фотоэлемент $\Phi\text{Э}$ при определенных положениях цилиндра (можно также пропускать луч света через щель в оси цилиндра). Исследуемый образец О помещался внутри коллиматора К .

Необходимый временной сдвиг τ находится из условия

$$\tau = l/v, \quad (43.2)$$

где v — интересующая нас скорость нейтронов; l — пролетное расстояние (между цилиндром и детектором). Практически требуемый временной сдвиг достигается соответствующей установкой зеркала. Чтобы ускорить получение результатов,

можно применять многоканальную регистрацию, т. е. одновременно использовать несколько (в описываемой установке — шесть) фотоэлементов, сдвинутых относительно друг друга на небольшой угол. Каждый из фотоэлементов будет открывать свой канал через разное время τ и тем самым выделять из пучка нейтроны с различными скоростями:

$$v_i = l / \tau_i. \quad (43.3)$$

Затвор описанной конструкции является хорошим прерывателем пучка нейтронов только в области тепловых и надтепловых энергий, так как кадмий свободно пропускает нейтроны с энергией, превосходящей 0,3 эВ (см. рис. 208, з). Таким образом, $T_{\text{макс}} = 0,3$ эВ ($v_{\text{макс}} = 7,5 \cdot 10^5$ см/с). Кроме того, существует естественное ограничение энергии снизу $T_{\text{мин}} = 7,5 \cdot 10^{-3}$ эВ ($v_{\text{мин}} = d / \Delta\tau = 4/3,3 \cdot 10^{-5} = 1,2 \cdot 10^5$ см/с), так как нейтроны меньших скоростей не успевают за время благоприятного расположения кадмия пройти поперечник цилиндра.

Нейтроны с энергиями в пределах от $T_{\text{мин}}$ до $T_{\text{макс}}$ образуют пачки длительностью $\Delta\tau = 3,3 \cdot 10^{-5}$ с, которые возникают за цилиндром при его вращении (рис. 205, в). Эти первоначально очень кратковременные и сравнительно короткие [$\Delta l_0 = \Delta\tau (v_{\text{макс}} - v_{\text{мин}}) \approx 20$ см] пачки нейтронов по мере их продвижения к детектору будут растягиваться из-за того, что их передние фронты двигаются быстрее, чем задние. Легко показать, что в момент, когда передний фронт пачки достигнет детектора, ее длина составит $\Delta l \approx 20 \Delta l_0$, а время прохождения всей пачки через детектор будет $\Delta t \approx 100 \Delta\tau$. Ясно, что такую длинную и длительную пачку легко расчленить на участки с разными значениями скоростей (энергий) нейтронов, если включить детектор на короткое время* $\Delta\tau'$ при прохождении через него участка пачки с интересующей нас скоростью (энергией).

Так как

$$v = l / \tau \text{ и } T = mv^2 / 2 = (ml^2 / 2) (1 / \tau^2), \quad (43.4)$$

где τ определяется с точностью до $d\tau = \Delta\tau + \Delta\tau'$, то значение энергии выделяемых нейтронов будет иметь неопределенность

$$dT = (ml^2 / 2) (2d\tau / \tau^3) = -2Td\tau / \tau. \quad (43.5)$$

* В $\Delta\tau'$ входит время прохождения нейтронов через собственно детектор — ионизационную камеру и время, на которое открывается усилительное устройство.

Отношение неопределенности в энергии к самой энергии (т. е. относительная погрешность определения энергии) является мерой разрешающей способности прибора. Из выражений (43.4) и (43.5) следует, что

$$dT/T = -2d\tau/\tau = -2vd\tau/l. \quad (43.6)$$

Из формулы (43.6) видно, что разрешающая способность установки зависит от скорости исследуемых нейтронов. Наиболее точно можно проанализировать взаимодействие с ядрами самых медленных нейтронов ($v \approx v_{\text{мин}}$). При фиксированной скорости самых медленных нейтронов разрешающая способность тем лучше, чем меньше $d\tau$ и чем больше l . Поэтому часто в качестве характеристики разрешающей способности прибора приводится отношение этих величин $d\tau/l$, выраженное в микросекундах на метр.

Описанная установка была большим шагом вперед по сравнению с прибором Даннинга, но и у нее есть существенные недостатки. Прежде всего, установка пригодна только для исследования в области тепловых и надтепловых энергий, причем и в этой области энергий она не дает надежных результатов из-за сравнительно плохой разрешающей способности ($dT/T=0,03$ при $T=T_{\text{мин}}$ и $dT/T=0,2$ при $T=T_{\text{макс}}$).

Дальнейшее развитие метода механического селектора шло по пути устранения этих недостатков. Для расширения области исследуемых энергий кадмий был заменен другими материалами (никель, сталь, хром), которые характеризуются более плавным ходом сечения в зависимости от энергии нейтронов и, следовательно, при достаточно большой толщине могут использоваться как поглотители нейтронов и при относительно высоких энергиях. Применение в качестве затворов массивных цилиндров, изготовленных из этих материалов (рис. 205, з), позволило расширить область применения метода примерно до 10^4 эВ, а использование цилиндров, изготовленных из металла в комбинации с водородсодержащими пластиками, — даже до 10^2 кэВ. Так как разрешающая способность ухудшается с ростом энергии нейтронов, то использовать эту новую возможность было нельзя без существенного повышения разрешающей способности. Улучшение разрешающей способности метода достигалось увеличением скорости вращения (до $40\,000 \text{ мин}^{-1}$), улучшением коллимации пучка, уменьшением ширины каналов (до $0,5 \text{ мкс}$) и, наконец, увеличением пролетного расстояния (до $100\text{—}200 \text{ м}$)*. Разумеется, каждый новый

* Создание в СССР (Дубна) реактора, работающего в импульсном режиме, позволяет применять пролетные расстояния до 10^3 м .

шаг в этом направлении требовал увеличения интенсивности первичного пучка.

Обычно в сторону малых энергий измерения проводят до 10^{-3} эВ. В области меньших энергий измерения затруднительны из-за слишком малого количества таких нейтронов в спектре тепловых нейтронов.

Для повышения эффективности измерений современные установки обычно имеют затворы не с одной, а со многими щелями (до нескольких десятков), причем детектирование проводится с использованием временного анализатора, который позволяет получать результаты одновременно для многих (до 2000) значений энергии нейтронов.

Для уменьшения фона и длительности импульса применяются многороторные механические селекторы, роторы которых устанавливаются в пучке последовательно на некотором расстоянии друг от друга. Большое внимание уделяется формированию пучка (коллимация, уменьшение рассеяния при помощи проведения пучка в вакуумных или наполненных гелием трубах) и конструкции детекторов (повышение эффективности регистрации).

3. МЕТОД МИГАЮЩЕГО УСКОРИТЕЛЯ

Второй вариант метода времени пролета—метод мигающего ускорителя—был предложен в 1938 г. американским физиком Альваресом. В основе метода лежит получение пульсирующего пучка медленных нейтронов при помощи ускорителя (в первых опытах—циклотрона), работающего в импульсном режиме. Если дугу источника ионов, например дейтронов в циклотроне, периодически включать на короткое время Δt_0 , то с тем же периодом в циклотроне будут возникать ускоренные дейтроны. Поставив на пути дейтронов бериллиевую мишень, можно получить пульсирующий пучок быстрых нейтронов, которые после замедления в парафине трансформируются в короткие пачки медленных нейтронов. Процесс детектирования практически такой же, как и в методе механического селектора. Разница только в том, что открывание детектора синхронизируется не с моментом вылета нейтронной пачки, а с моментом подачи напряжений на ионный источник. Поэтому надо учитывать запаздывание между моментом подачи напряжения на ионный источник и вылетом нейтронной пачки. Это запаздывание складывается из времени ускорения дейтронов (примерно 5 мкс) и времени замедления быстрых нейтронов в парафине (примерно 10—15 мкс).

Схема устройства для исследования сечений взаимодействия нейтронов с ядрами методом мигающего циклотрона изоб-

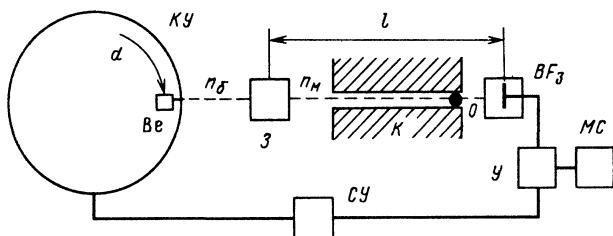


Рис. 206

ражена на рис. 206. Здесь КУ — камера ускорителя; d — пучок дейтронов; Ве — бериллиевая мишень; n_b — пучок быстрых нейтронов; З — замедлитель; n_m — пучок медленных нейтронов; О — образец; BF_3 — ионизационная камера, заполненная газообразным соединением бора BF_3 ; У — усилитель; СУ — синхронизирующее устройство; МС — механический счетчик (или какой-либо другой регистратор импульсов); К — коллиматор.

Разрешающая способность метода мигающего циклотрона определяется так же, как и в методе механического селектора:

$$dT/T = -2d\tau/\tau,$$

где $\tau = l/v$ — пролетное время, а $d\tau$ — неопределенность в его величине. Выше (см. п. 2) отмечено, что

$$d\tau = \Delta\tau + \Delta\tau',$$

где $\Delta\tau$ — длительность нейтронной пачки; $\Delta\tau'$ — время регистрации.

Величина $\Delta\tau$ определяется длительностью импульса, управляющего ионным источником $\Delta\tau_1$, и разбросом во времени замедления $\Delta\tau_2$ для нейтронов различных энергий. Так как разброс во времени замедления в области малых энергий может достигать одной или даже нескольких микросекунд, то $\Delta\tau_1$ не имело смысла делать меньше 10^{-6} с.

В дальнейшем благодаря применению вертикального отклонения пучка на мишень и использованию замедлителя малых размеров удалось сократить $\Delta\tau$ до 0,05 мкс. При $l = 100 \div 200$ м это дает $d\tau/l \approx 0,0005$ мкс/м.

Достоинство метода мигающего ускорителя — практическое отсутствие верхней энергетической границы области измерений (в механических селекторах она определяется скоростью вращения, т. е. прочностью цилиндра). Так, например, существуют приборы, работающие в области энергий от 1 до 30 МэВ с вполне удовлетворительной разрешающей способностью, составляющей $(0,7-4) \cdot 10^{-2}$. Кроме того, метод мигающего

ускорителя выгодно отличается от метода механического селектора более низким фоном и возможностью работы с широкими пучками, т. е. с большими образцами*.

4. ДИФРАКЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ КРИСТАЛЛА, ИЛИ МЕТОД КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МОНОХРОМАТОРА

Как известно, дебройлевская волна λ для нейтронов определяется по формуле

$$\lambda = \frac{4,5 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{T}}, \quad (43.7)$$

где T — в эВ, λ — в см.

Для медленных нейтронов с энергией 0,01—100 эВ

$$\begin{aligned} \lambda &= 0,45 \cdot 10^{-10} \div 0,45 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \\ \lambda &= 2\pi\lambda = 3 \cdot 10^{-10} \div 3 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 0,03 \div 3 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

Но именно такого порядка значения имеют расстояния между плоскостями в кристаллах. Так, постоянная решетки d кристалла LiF равна 2,32 Å. Поэтому можно ожидать, что при падении медленных нейтронов под малым углом θ на плоскость кристалла будет наблюдаться отражение монохроматических нейтронов под углом, равным углу падения. Связь между углом θ , длиной волны отраженных нейтронов λ и постоянной решетки d дается известной формулой Брэгга — Вульфа (см. § 30, п. 2)

$$2d \sin \theta = n\lambda = 2\pi n\lambda, \quad (43.8)$$

где n — порядок отражения.

Так как $\lambda = h/p = h/\sqrt{2mT}$, то уравнение (43.8) дает связь между энергией нейтронов T и углом отражения θ :

$$T = (h^2/8md^2)(n^2/\sin^2 \theta). \quad (43.9)$$

Изменяя угол θ , можно изменять энергию отраженных нейтронов.

Из формулы (43.9) следует, что под данным углом отражения θ могут лететь нейтроны с различными энергиями:

$$T_n = n^2 T_0, \quad (43.10)$$

где

$$T_0 = h^2/(8md^2 \sin^2 \theta), \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

* При исследовании редких изотопов, наоборот, важно иметь возможность работать с малыми образцами. Ее обеспечивает метод механического селектора.

Однако интенсивность отраженных нейтронов падает с ростом n из-за того, что для нейтронов с большей энергией, т. е. с меньшей длиной волны, тепловое движение атомов решетки относительно сильнее нарушает условие когерентности волн, рассеянных разными атомами.

Дифференцируя формулу (43.9) по θ , можно найти разрешающую способность метода:

$$dT/T = -2 \operatorname{ctg} \theta d\theta. \quad (43.11)$$

Современные приборы имеют разрешающую способность около 10^{-3} (вблизи от нижней границы энергетического интервала).

Нетрудно видеть, что угол θ в формулах (43.9)—(43.11) очень невелик. Так, например, при $d=2,32 \text{ \AA}$ и $n=1$ угол θ для нейтронов с энергией 1 эВ равен $3,5^\circ$, а для нейтронов с энергией 100 эВ—всего $0,35^\circ$. В связи с этим упомянутые формулы можно заменить приближенными:

$$T_n \approx n^2 T_0, \quad (43.12)$$

где

$$T_0 \approx h^2 / (8md^2\theta^2)$$

и

$$dT/T \approx -2d\theta/\theta. \quad (43.13)$$

Из формул (43.12) и (43.13) видно, что, так же как и в двух предыдущих методах, разрешающая способность ухудшается с ростом энергии нейтронов.

Ухудшение разрешающей способности и уменьшение угла отражения с ростом энергии нейтронов ограничивают область применения метода кристаллического монохроматора энергиями $T_{\text{макс}} \approx 5 \div 100 \text{ эВ}$. Нижняя граница находится около $T_{\text{мин}} \approx 0,01 \text{ эВ}$, так как изучение нейтронов с меньшей энергией (лежащих на максвелловской кривой слева от максимума) затрудняется из-за большой примеси эффекта от отражения во втором порядке [$n=2$ в формуле (43.9)]. Это связано с нарастающим характером спектра слева от максимума*.

На рис. 207 приведена схема измерений при помощи метода дифракции медленных нейтронов от кристалла; P —ядерный реактор, из которого выходит пучок медленных нейтронов n ; K —коллиматор; Kp —кристалл; O —исследуемый образец; D —детектор.

* Иногда для снятия отражения при $n \geq 2$ используют механический монохроматор.

Как уже указывалось, преимущество метода дифракции — возможность фактически выделять из пучка нейтроны определенной энергии. Это позволяет проводить опыты с облучением образцов моноэнергетическими нейтронами. Очевидно, что такие опыты невозможны в методах пролета, так как там в составе пучка имеются ней-

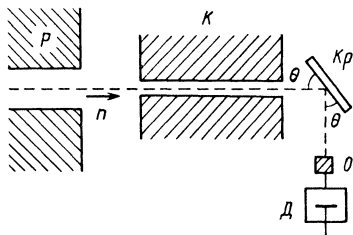


Рис. 207

троны всех энергий спектра замедления. Однако эта особенность приводит к существенным преимуществам данных методов, а именно к возможности одновременно детектировать эффект от моноэнергетических нейтронов различных энергий.

Вернемся к вопросу об упомянутых в § 41, п. 2 холодных нейтронах. Из формулы (43.8) следует, что при $\lambda > 2d$ отражение нейтронов невозможно ($\sin \theta = n\lambda / (2d) > 1$). Такие λ согласно выражению (43.9) соответствуют энергиям нейтронов $T_n < 5 \times 10^{-3}$ эВ, т. е. области холодных нейтронов. Отсюда следует, что холодные нейтроны можно выделить из спектра медленных нейтронов, пропуская последние через достаточно толстый слой поликристаллического вещества (например, графита). В соответствии с формулой (43.8) все нейтроны с $\lambda < 2d$ будут испытывать отражение, т. е. не пройдут через слой. Холодные же нейтроны, для которых отражение невозможно, пройдут через него.

Нейтроны с еще меньшей энергией $T_n < 10^{-4}$ эВ называются очень холодными, а с энергией $T_n \approx 10^{-7}$ эВ — ультрахолодными. Ультрахолодные нейтроны имеют настолько большую длину волны λ , что они испытывают полное внутреннее отражение от границы вакуум (воздух) — вещество при любых углах падения (см. § 46).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Развитие нейтронной спектроскопии позволило проверить и подтвердить изложенные в § 41 и 42 взгляды Бора и Ферми на взаимодействие нейтронов с ядрами и правильность формул Брейта — Вигнера. Приведем некоторые наиболее существенные результаты измерений, выполненных методами нейтронной спектроскопии.

На рис. 208, а представлен спектр нейтронов, вылетающих из парафина. Оказалось, что он действительно передается максвелловской кривой $N \sim \sqrt{T_{кин}} \exp(-T_{кин}/kT^\circ)$ с приподня-

той правой ветвью* ($N \sim T_{\text{кин}}^{-3/2}$). Максимум кривой лежит при энергии, соответствующей температуре нейтронов 390 К, что на 100° превышает температуру замедлителя. Это обстоятельство связано с тем, что нейтроны в парафине не успевают полностью прийти в тепловое равновесие со средой ввиду сравнительно короткого времени жизни (примерно 200 мкс) из-за усиливающегося поглощения по мере уменьшения энергии нейтронов (закон $1/v$).

На рис. 208, б приведен ход сечения поглощения медленных нейтронов бором. Эксперимент подтвердил справедливость закона $1/v$ для бора в интервале энергий $10^{-3}—10^3$ эВ. Числовое значение сечения для бора примерно передается выражением

$$\sigma_B \approx (120/\sqrt{T}) \cdot 10^{-24}, \quad (43.14)$$

где T —в эВ; σ —в см². При больших энергиях (вплоть до 0,5 МэВ) кривая сечения также остается монотонно убывающей. Такой ход сечения для бора объясняется большим расстоянием между уровнями в этом ядре.

Типичная кривая резонансного хода сечения поглощения медленных нейтронов представлена на рис. 208, в, который изображает зависимость сечения (n, γ)-реакции для индия. На рисунке видны область изменения сечения по закону $1/v$, три ярко выраженных резонанса при энергиях 1,46; 3,8 и 8,5 эВ, а также несколько резонансов при более высоких энергиях (12,7; 14,5; 22,6 эВ и др.).

Во всех случаях сечение в области резонанса описывается формулами Брейта—Вигнера. Аналогичные результаты были получены и для других веществ, использованных Ферми в опытах по изучению селективного захвата медленных нейтронов. Так, при исследовании серебра было подтверждено существование уровня в области нескольких электрон-вольт (5,2 эВ), а также уровней при энергиях 16,6 и 31 эВ, при исследовании золота найден уровень при 4,9 эВ.

Таким образом, описанный в § 41 метод борного поглотителя действительно дает правильное качественное представление о расположении резонансных уровней в различных веществах, использованных в опытах Ферми.

Подтвердились также соображения относительно расстояний между уровнями (1—10 эВ) и значений радиационной

* На рис. 208, а кривая построена в функции от пролетного времени t . Поэтому шкала энергии неравномерна и идет справа налево, так что правой ветви максвелловской кривой (см. рис. 186) соответствует левая часть рисунка.

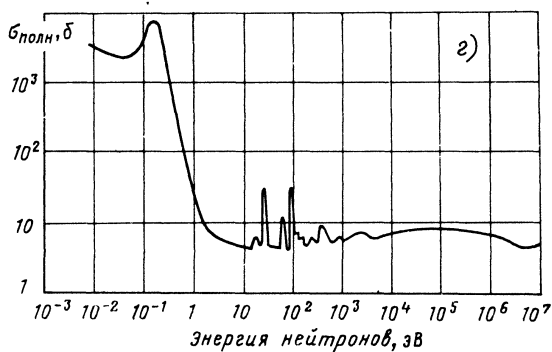
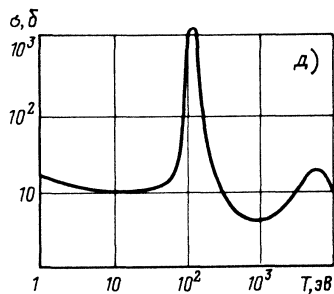
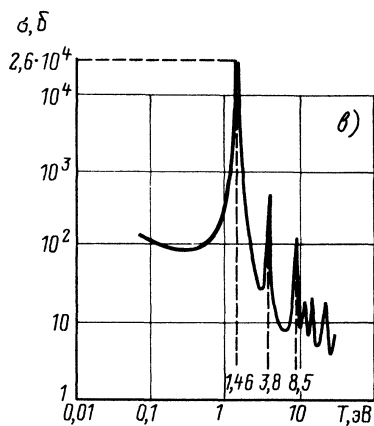
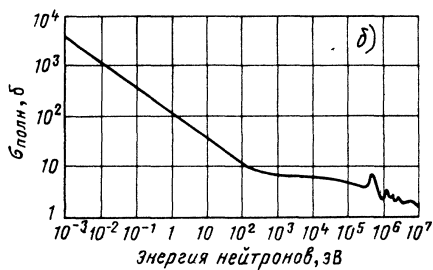
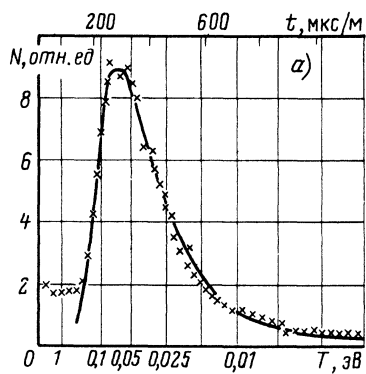


Рис. 208

Γ_γ и нейтронной Γ_n ширин уровней. Измерения показали, что $\Gamma_\gamma \approx 0,1$ эВ, а $\Gamma_n \approx 0,001$ эВ (при энергии $0,1-1$ эВ)*.

Наконец рис. 208, в подтверждает, что резонансные нейтроны действительно поглощаются сильнее тепловых. Из рисунка видно, что сечение в резонансе для $^{115}_{49}\text{In}$ составляет 26 400 б, в то время как сечение в области тепловой энергии для этого изотопа — всего 140 б**.

Однако и в области тепловых энергий сечение может быть особенно большим, если резонансный уровень находится как раз в этой области. Именно так обстоит дело у кадмия, ход сечения для которого показан на рис. 208, г.

Из рисунка видно, что кадмий (изотоп $^{113}_{48}\text{Cd}$) имеет резонансный уровень при энергии $T_{\text{рез}} = 0,176$ эВ. Заметим, что специфическая форма кривой для кадмия (нечеткое выделение резонансного максимума) объясняется наложением эффекта от закона $1/v$, который играет существенную роль в области малых энергий. Совместное действие закона $1/v$ и селективного захвата приводит к тому, что кадмий весьма эффективно поглощает все нейтроны, энергия которых не превышает 0,3 эВ, в том числе и тепловые.

Сечение поглощения для кадмия (естественная смесь изотопов) в резонансе равно 7000 б, а в тепловой области 2500 б.

Сечение поглощения в резонансе для изотопа $^{113}_{48}\text{Cd}$ равно 60 000 б. Однако и это значение не является рекордным. Так, сечение $^{157}_{64}\text{Gd}$ для тепловых нейтронов 190 000 б, а для $^{135}_{54}\text{Xe}$ — даже $3,5 \cdot 10^6$ б.

С огромным значением сечения захвата тепловых нейтронов ксеноном связано так называемое ксеноновое отравление ядерных реакторов (см. § 53, п. 1).

Для иллюстрации приведем в табл. 23 параметры некоторых уровней, измеренных методами нейтронной спектроскопии.

Селективный захват не всегда является преобладающим процессом взаимодействия нейтронов с ядрами. Ряд элементов (например, Ag, Au), имеющих большие сечения для (n, γ) -реакции, отличаются также заметными (несколько десятков барн) сечениями резонансного рассеяния, а некоторые элементы имеют очень большие сечения рассеяния ($\sigma_{\text{Co}} \approx 1200$ б при $T_{\text{рез}} = 115$ эВ и $\sigma_{\text{Mn}} \approx 50$ б при $T_{\text{рез}} = 300$ эВ). На рис. 208, д показаны два резонансных максимума в сечении рассеяния для Co.

* Γ_n определяется по формуле (42 61) для резонансной энергии и может быть пересчитана на любую энергию по закону $\Gamma_n \sim v$.

** В ядерной физике принято измерять сечение в барнах: $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$. Удобство этой единицы связано с тем, что 1 б примерно равен геометрической площади сечения ядра.

Т а б л и ц а 23

Изотоп	$T_{\text{рез}}, \text{ эВ}$	$\sigma, \text{ б}$	$\Gamma, \text{ эВ}$	$\Gamma_n(T_{\text{рез}}), \text{ эВ}$	$\Gamma_n(1 \text{ эВ}), \text{ эВ}$
^{113}Cd	0,176	60 000	0,115	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$
^{115}In	1,46	26 400	0,085	$25 \cdot 10^{-4}$	$21 \cdot 10^{-4}$
^{157}Gd	0,044	190 000	0,05	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$15,2 \cdot 10^{-4}$

Как правило, резонансы рассеяния наблюдаются для легких ядер, которые характеризуются большим расстоянием между уровнями и, следовательно [см. формулу (42.17)], большой нейтронной шириной Γ_n . Например, упомянутый выше резонанс рассеяния для Mn имеет $\Gamma_n = 20 \text{ эВ}$, которая во много раз превосходит радиационную ширину Γ_γ . У тяжелых ядер ярко выраженные резонансы рассеяния наблюдаются в тех случаях, когда ядра являются магическими по числу содержащихся в них нейтронов (трудность присоединения добавочного нейтрона, т. е. относительная малость Γ_γ).

Измерение сечения резонансного рассеяния можно проводить либо методом радиоактивных индикаторов, изготавливаемых из изучаемого материала и облучаемых нейтронами, рассеиваемыми этим материалом, либо методами нейтронной спектроскопии, в которых применяется специальный детектор — счетчик, сделанный в виде двух коаксиальных цилиндров. Рабочий объем счетчика находится между стенками обоих цилиндров. Поэтому при пропускании пучка нейтронов через внутренний цилиндр счетчик будет регистрировать только рассеянные нейтроны.

Из рис. 208, г и д видно, что резонансные процессы удается наблюдать вплоть до энергий $10^3 - 10^4 \text{ эВ}$.

§ 44. Рассеяние быстрых нейтронов

Приведенные выше соображения о резонансном характере изменения сечения образования промежуточного ядра при изменении энергии нейтронов справедливы в области сравнительно невысоких энергий. С ростом энергии нейтронов плотность уровней и их ширина возрастают настолько, что отдельные уровни начинают перекрываться. Очевидно, что в этой области энергии ход сечения должен передаваться более плавной функцией. Такую функцию в первом приближении можно получить, если написать выражение для сечения образования промежуточного ядра в форме

$$\sigma^* = \sum_{l=0}^{R/\lambda} S_l \xi_l, \quad (44.1)$$

где S_l — геометрическое сечение; ξ_l — коэффициент прилипания нейтронов с орбитальным моментом l .

Согласно формуле (42.26)

$$S_l = (2l+1)\pi\lambda^2.$$

Величина ξ_l определяется прозрачностью центробежного барьера, коэффициентом прохождения p через границу ядра и вероятностью захвата нейтрона ядром. Прозрачность центробежного барьера для нейтронов с $l < R/\lambda$ практически равна единице, так как условие $l < R/\lambda$ эквивалентно условию $T > B_c(l)$ (см. § 35, п. 2). Вероятность захвата нейтрона также равна единице (первая стадия реакции). Поэтому коэффициент прилипания ξ_l равен коэффициенту прохождения p , который определяется формулой (42.15):

$$p = 4kk_0/(k+k_0)^2.$$

Таким образом, сечение образования промежуточного ядра в области слившихся уровней должно приблизительно передаваться выражением

$$\sigma^* = \sum_{l=0}^{R/\lambda} \frac{4kk_0}{(k+k_0)^2} (2l+1)\pi\lambda^2 \approx \pi(R+\lambda)^2 \frac{4kk_0}{(k+k_0)^2}. \quad (44.2)$$

Легко видеть, что эта функция имеет монотонно убывающий характер и с ростом энергии стремится к предельному значению πR^2 .

Действительно, для быстрых нейтронов $\lambda \ll R$ и $k \approx k_0$, откуда следует, что $\pi(R+\lambda)^2 \approx \pi R^2$ и $\xi = 4k_0k/(k+k_0)^2 \approx 1$.

Равенство $\xi = 1$ означает, что нейтрон, летящий на ядро, с достоверностью попадает в него и застревает там на длительное время (время жизни промежуточного ядра). Возможность такого захвата связана с большой плотностью нуклонов в ядре и сильным ядерным взаимодействием между ними. Нейтрон с энергией 1—10 МэВ имеет длину свободного пробега в ядре меньше радиуса ядра. Поэтому, попав в ядро, нейтрон неизбежно будет сталкиваться с другими нуклонами и постепенно передавать им свою энергию.

Для получения сечения процесса с учетом второй стадии реакции надо, как обычно, определить относительную вероятность распада составного ядра по конкретному каналу $\eta_i = \Gamma_i/\Gamma$.

В рассматриваемой области энергий из всех Γ_i наибольшее значение имеет Γ_n , так что основным процессом распада промежуточного ядра является процесс рассеяния. Действительно, выше показано, что $\Gamma_\gamma \approx 0,1$ эВ и мало изменяется с энергией

нейтронов, $\Gamma_n \approx 10^{-3}$ эВ при энергии нейтронов, примерно равной 1 эВ, и растет пропорционально корню квадратному из энергии. Это значит, что для нейтронов с энергией $T_n > 1$ МэВ нейтронная ширина $\Gamma_n > 1$ эВ, т. е. $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, или иначе

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \approx \Gamma_n \quad (44.3)$$

(Γ_p , Γ_α и т. д. малы из-за кулоновского барьера). Отсюда следует, что

$$\eta_n = \Gamma_n / \Gamma \approx 1, \quad (44.4)$$

а сечение рассеяния

$$\sigma_n = \sigma^* \eta_n = \pi (R + \lambda)^2 \quad (44.5)$$

или

$$\sigma \approx \pi R^2. \quad (44.6)$$

Рассмотрим, каковы должны быть основные характеристики этого процесса. Ясно, что обратный вылет из ядра нейтрона (не обязательно того же самого) возможен не только тогда, когда на нейтроне, находящемся вблизи от поверхности ядра, сконцентрируется вся его первоначальная энергия. Достаточно того, чтобы энергия превосходила энергию отделения (связи) нейтрона. Так как вероятность концентрации меньшей энергии относительно больше, то нейтроны малых энергий должны вылетать чаще. Другими словами, рассеяние должно быть неупругим.

Взаимодействие быстрых нейтронов с ядром не ограничивается процессом неупругого рассеяния в механизме предварительного проникновения их в ядро. Волновая природа частиц позволяет предполагать также существование упругого потенциального рассеяния, которое должно носить дифракционный характер. Возможность такого явления связана с тем, что при $\xi = 1$ ядро можно рассматривать как черный шарик, на котором нейтронная волна длиной λ должна претерпевать дифракционное рассеяние.

Теория оптической дифракции, развития для круглого непрозрачного экрана, предсказывает, что дифракционное рассеяние должно быть резко анизотропным. Дифференциальное сечение дифракционного рассеяния под углом θ определяется следующей формулой (для $\theta \ll 1$ и $\lambda \ll R$):

$$d\sigma(\theta) = R^2 \left| \frac{J_1(R\theta/\lambda)}{\theta} \right|^2 d\Omega, \quad (44.7)$$

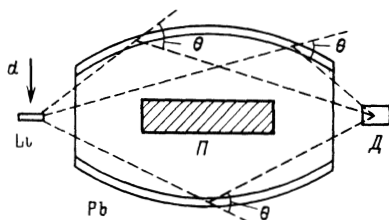
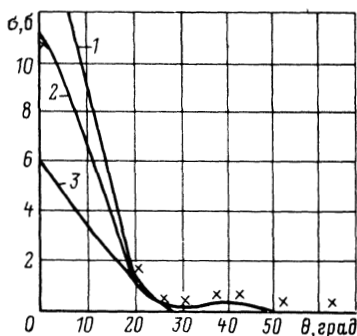


Рис. 209

Рис. 210



где J_1 — первая функция Бесселя, имеющая корни при $\alpha = R\theta/\lambda = 0; 3,8; 7,0$ и максимум при $\alpha = 5,2$.

В соответствии с этой формулой сечение дифракционного рассеяния должно иметь максимум при $\alpha = 0$ (из-за стоящего в знаменателе формулы угла θ) и $\alpha = 5,2$ и должно равняться нулю при $\alpha = 3,8$ и $\alpha = 7,0$.

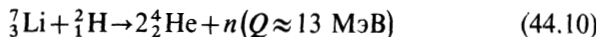
Полное сечение дифракционного рассеяния согласно теории дифракции должно быть равно:

$$\sigma \approx \pi(R + \lambda)^2 \quad (44.8)$$

или для $\lambda \ll R$

$$\sigma = \pi R^2. \quad (44.9)$$

Сделанные заключения были подтверждены экспериментально в 1946 г. в опытах по изучению упругого рассеяния нейтронов с энергией около 14 МэВ. Схема опыта изображена на рис. 209. Здесь d — пучок дейтронов с энергией 0,9 МэВ, которым бомбардируется литиевая мишень Li; P — парафин для защиты детектора D от прямых нейтронов с мишени. В результате реакции



образуются нейтроны с энергией около 14 МэВ, которые под всевозможными углами падают на внутреннюю поверхность свинцового рассеивателя Pb, изготовленного в виде бочки. Если боковая поверхность бочки является фигурой вращения части окружности, а источник нейтронов Li и детектор расположены в местах пересечения этой окружности с осью бочки, то угол рассеяния θ для всех падающих нейтронов будет одинаковым.

Подобная постановка опыта представляет собой дальнейшее развитие метода кольцевого рассеивателя, примененного Чедвиком (см. § 24, п. 2); она позволяет резко увеличить эффект.

Для регистрации упругорассеянных нейтронов применялся медный детектор, окруженный кадмием. Как уже упоминалось в § 40, п. 5, под действием нейтронов с энергией $T_n > 11,2$ МэВ идет реакция



в результате которой образуется позитроноактивный изотоп меди ^{62}Cu с периодом полураспада около 10 мин.

Чтобы измерить угловую зависимость сечения рассеяния, в опыте было использовано несколько бочек, каждая из которых применялась для определенного угла рассеяния ($\theta = 20, 30, 35, 40, 50, 60, 70$ и 80°). Результаты измерений приведены на рис. 210, где для сравнения даны теоретические кривые, построенные в предположении, что радиус R черного шара равен $6 \cdot 10^{-13}$ см (кривая 1), $7,5 \cdot 10^{-13}$ см (кривая 2) и $9 \cdot 10^{-13}$ см (кривая 3). Из рисунка видно, что экспериментальные точки лучше всего согласуются с теоретической кривой дифракционного рассеяния, построенной в предположении, что $R = 7,5 \cdot 10^{-13}$ см. Примерно такое значение и имеет радиус ядра свинца. Тем самым было доказано существование дифракционного рассеяния быстрых нейтронов на ядрах свинца.

Впоследствии экспериментальное изучение дифракционного рассеяния было проведено другими методами в широком интервале энергий и для различных атомных ядер. Результаты опытов (в частности, смещение положения максимумов в зависимости от энергии нейтронов) неизменно подтверждали дифракционный характер явления. Заметим, что дифракционное рассеяние должно наблюдаться (и наблюдалось) и для заряженных частиц, если принять меры по устранению маскирующего эффекта от резерфордского рассеяния.

Согласно формулам (44.5) и (44.8) суммарное сечение неупругого и дифракционного рассеяний

$$\sigma_p = \sigma_{\text{н.р.}} + \sigma_{\text{д.р.}} = \pi(R + \lambda)^2 + \pi(R + \lambda)^2 = 2\pi(R + \lambda)^2. \quad (44.12)$$

Для рассматриваемого интервала энергий сечение рассеяния значительно превосходит сечение захвата, поэтому можно считать, что полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами

$$\sigma_n \approx \sigma_p = 2\pi(R + \lambda)^2 \approx 2\pi R^2. \quad (44.13)$$

В первом приближении это же заключение должно сохраняться и при более высоких энергиях нейтронов, когда наряду с рассеянием с заметными сечениями идут и другие процессы [например, реакции (n, p) , $(n, 2n)$], так как сечение образования

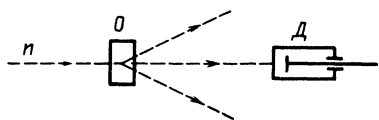


Рис. 211

промежуточного ядра по-прежнему останется πR^2 , а суммарный коэффициент распада η всегда равен единице:

$$\eta = \sum \eta_i = \Gamma_\gamma / \Gamma + \Gamma_n / \Gamma + \dots = \Gamma / \Gamma = 1. \quad (44.14)$$

В связи с этим оказалось возможным поставить очень важные опыты по определению радиусов атомных ядер методом, в основе которого лежит измерение ослабления пучка нейтронов при их прохождении через вещество. На рис. 211 изображена схема подобного опыта. Нейтроны первичного пучка n , попадая в образец O , рассеиваются в нем (или испытывают какое-нибудь другое взаимодействие), в результате чего часть из них выбывает из пучка. Вследствие этого пучок нейтронов ослабляется в $\exp(n\sigma_n\delta)$ раз, где n — концентрация ядер образца; σ_n — полное сечение; δ — толщина образца.

Измеряя при помощи детектора D ослабление пучка

$$N/N_0 = \exp(-n\sigma_n\delta), \quad (44.15)$$

можно найти экспериментальное значение полного сечения σ_n , которое согласно предыдущему должно быть равно:

$$\sigma_n = 2\pi R^2.$$

Отсюда радиус ядра

$$R = \sqrt{\sigma_n / (2\pi)}. \quad (44.16)$$

Первые измерения радиусов ядер этим методом были сделаны в 1945—1946 гг. для нейтронов с энергиями 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что радиус ядер (в см.) следующим образом зависит от массового числа A :

$$R = (1,37 A^{1/3} + 1,7) \cdot 10^{-13}. \quad (44.17)$$

В более точных опытах 1952 г. получен сходный результат:

$$R = (1,37 A^{1/3} + 1,3) \cdot 10^{-13}, \quad (44.18)$$

где R — в см.

Эти результаты подтверждают правильность сделанного в капельной модели (см. § 10) предположения о том, что в первом приближении ядро можно представлять в виде сферической капли из несжимаемой ядерной жидкости, радиус которой меняется пропорционально $\sqrt[3]{A}$:

$$R = r_0 A^{1/3}. \quad (44.19)$$

Однако когда аналогичные опыты были сделаны с нейтронами более высокой энергии (90 МэВ), полученными методом срыва дейтрона (см. § 66), возникли трудности в интерпретации результатов. Оказалось, что радиус ядра, см, вычисленный из полного сечения, не изменяется линейно с $\sqrt[3]{A}$, а отклоняется в сторону меньших значений для легких ядер:

$$R = (1,37 A^{1/3} + 0,5)(1 - e^{-0,49\sqrt{A}}) \cdot 10^{-13}. \quad (44.20)$$

Сомневаться в законе $R \sim A^{1/3}$ оснований нет, поэтому полученные результаты указывают на неправильность предположения о том, что полное сечение равно $2\pi R^2$.

Данные опыта с нейтронами, энергия которых равна 90 МэВ, показывают, что представление о ядре как о черном непрозрачном шарике ($\xi=1$) неточно. Ядро при таких энергиях нейтронов становится частично прозрачным, и сечение взаимодействия нейтронов с ядром будет отличаться от $2\pi R^2$. Тем не менее изучение рассеяния быстрых нейтронов ядрами является одним из наиболее точных методов определения радиуса атомных ядер [точнее, радиуса области взаимодействия нейтрона с ядром, который несколько больше радиуса ядра (см. § 4, п. 3)].

§ 45. Понятие об оптической модели ядерных взаимодействий *

Из результата опыта, описанного в конце предыдущего параграфа, следует, что представление об атомном ядре как о черном шарике по отношению к нейтронам с энергией $T \approx 100$ МэВ неточно. Это заключение представляется в общем довольно естественным, поскольку с ростом энергии нейтрона уменьшается сечение его взаимодействия σ и, следовательно, увеличивается длина свободного пробега в ядре $l = 1/n\sigma$ (n — концентрация нуклонов в ядре), которая становится сравнимой с радиусом ядра.

Однако детальное исследование хода сечений с энергией для многих ядер показало отклонение от боровской модели и при других, значительно меньших энергиях нейтронов.

Напомним, что согласно боровской модели, опирающейся на предположение о $\xi=1$, т. е. о $l \ll R$, полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядром должно быть [см. формулу (44.13)] $\sigma_{\pi} \approx 2\pi(R + \lambda)^2$, т. е. должно монотонно

* Очень часто рассматриваемую модель называют оптической моделью ядра

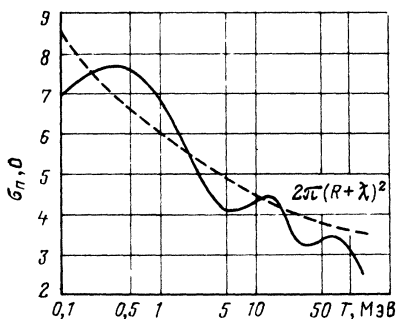


Рис. 212

ком интервале энергий — от 0,1 до 100 МэВ*. Из рисунка видно, что экспериментальное значение сечения вместо монотонно убывающей зависимости $\sigma_{\pi}^{\text{теор}}$ (штриховая кривая) обнаруживает несколько максимумов (сплошная кривая). Зависимость сечения от массового числа также заметно отклоняется от закона $\sigma \sim A^{2/3}$.

Если построить $\sigma_{\pi}^{\text{эксп}}$ в функции от T_n и A , то получится сложная поверхность типа изображенной на рис. 213.

Отклонение $\sigma_{\pi}^{\text{эксп}}$ от величины $\sigma_{\pi}^{\text{теор}} = 2\pi(R + \lambda)^2$, предсказываемой в боровской модели, объясняется в оптической модели ядра, которая строится по аналогии с волновой оптикой. Первый вариант оптической модели был предложен в 1953 г. Фешбахом, Портером и Вайскопфом.

Согласно оптической модели ядро представляет собой не «черный», абсолютно поглощающий (как предполагается в боровской модели), а «серый» полупрозрачный шар с определенными коэффициентами преломления и поглощения. При попадании на такой шар нейтронная волна испытывает все виды взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной оптической среде (отражение, преломление и поглощение). Прошедшая часть волны, приобретая фазовый сдвиг δ , интерферирует с падающей волной. В зависимости от фазового сдвига интерференция приводит к увеличению или уменьшению сечения. Величина δ определяется расстоянием x , пройденным волной в ядре ($x \leq 2R = 2r_0 A^{1/3}$), и «показателем преломления», имеющим вид

$$N = \frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{U+T}{T}} = \frac{K}{k}, \quad (45.1)$$

где v_0 , $U+T$, v и T — соответственно скорость и энергия нейтрона внутри и вне ядра (здесь U — глубина потенциальной ямы).

* Сечение $\sigma_{\pi}^{\text{эксп}}$ в области $T < 1$ МэВ получено усреднением по близким резонансам.

уменьшаться с ростом энергии, приближаясь к значению $2\pi R^2$ при $\lambda \ll R$ ($T_n > 50$ МэВ). Из этой же формулы следует, что сечение должно плавно расти с ростом радиуса ядра $R = r_0 A^{1/3}$, т. е. с ростом массового числа A по закону $\sigma \sim A^{2/3}$.

На рис. 212 приведено сравнение $\sigma_{\pi}^{\text{эксп}}$ и $\sigma_{\pi}^{\text{теор}} = 2\pi(R + \lambda)^2$ для Cd в широ-

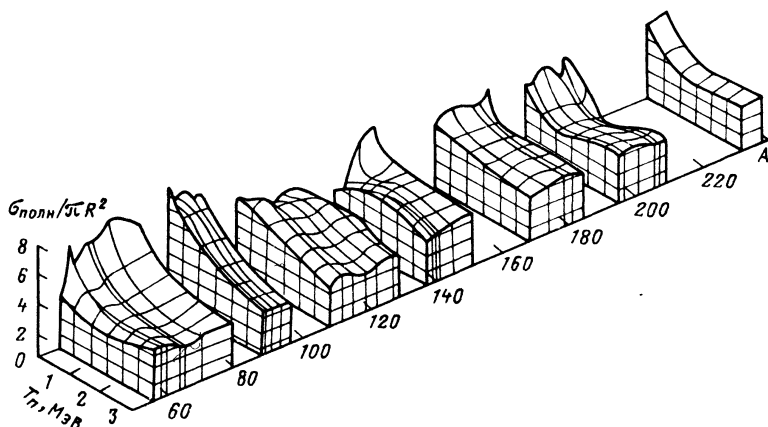


Рис. 213

Частичная прозрачность ядра для нейтронов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт на первый взгляд кажется очень странной. В самом деле, из формулы $l=1/n\sigma$ для длины свободного пробега в этом случае получается $l \ll R$, что должно соответствовать $\xi=1$, т. е. случаю абсолютного поглощения. Объяснение этого кажущегося парадокса примерно такое же, какое было дано в § 12, п. 2, а при обосновании модели ядерных оболочек.

Из-за принципа Паули нейтрон невысокой энергии может взаимодействовать только с небольшим числом нуклонов, занимающих верхние уровни ядра. Действие же нижних нуклонов на нейтрон будет сводиться к действию некоторого усредненного потенциала V . То частичное взаимодействие, которое возможно для нейтронов, приводит к поглощению их. Поэтому усредненный потенциал должен содержать также мнимую часть, т. е. быть комплексным:

$$U(r) = V + iW. \quad (45.2)$$

Таким образом, движение нейтрона можно описать с помощью волнового уравнения с комплексным потенциалом

$$\Delta\psi - \frac{2m}{\hbar^2}(V + iW - T)\psi = 0. \quad (45.3)$$

Решение уравнения (45.3) для области внутри ядра имеет вид (одномерный случай)

$$\psi = \exp(iKx) = \exp(iK_1x) \exp(-K_2x), \quad (45.4)$$

где $K = K_1 + iK_2 = \sqrt{2m(T - V - iW)}/\hbar$ — комплексный волновой вектор (получается по аналогии с обычным волновым вектором $k = \sqrt{2mT}/\hbar$).

Значения K_1 и K_2 можно выразить через сечения взаимодействия нейтронов с ядром [ясно, например, что множитель $\exp(-K_2 x)$ в выражении (45.4) характеризует поглощение нейтронов в ядре и, следовательно, может быть выражен через сечение поглощения]. Из сравнения $\sigma_{\text{опт}}$ с $\sigma_{\text{эксп}}$ можно найти K_1 и K_2 , т. е. параметры потенциала $U(r) = V + iW$.

В качестве потенциала $U(r)$ в разных вариантах оптической модели брали прямоугольную яму и яму с размытым краем (в обоих случаях поглощение предполагалось объемным). Более хорошее согласие с экспериментом было получено в модели с поверхностным поглощением [$W(r) \neq 0$ только у края ядра].

Оптическая модель, первоначально развитая для описания рассеяния нейтронов ядрами, была впоследствии распространена и на заряженные частицы (протоны, дейтроны, α -частицы), для которых надо учитывать кулоновский потенциал. Современные варианты оптической модели, развитые для нуклонов, позволяют вычислять сечение упругого рассеяния σ_y , дифференциальное сечение упругого рассеяния $d\sigma_y/d\Omega$, суммарное сечение всех неупругих процессов $\sigma_{\text{н.р.}}$, а также определять поляризацию рассеянных нуклонов $P(\theta)$ в функции от угла рассеяния θ .

Систематическое сравнение модели с опытом, сделанное для нейтронов в интервале энергий 3—15 МэВ, показало хорошее согласие между $\sigma_{\text{полн}}^{\text{эксп}}$ и $\sigma_{\text{полн}}^{\text{опт}}$ для сферических ядер и заметное различие для несферических.

§ 46. Ультрахолодные нейтроны

В § 41 мы познакомились со свойствами тепловых нейтронов, имеющих энергию $T_n \approx kT$ (0,025 эВ при комнатной температуре), в § 43 — со свойствами более медленных, чем тепловые, холодных нейтронов, имеющих энергию $T_n < 5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Следуя этой «температурной» классификации, еще более медленные нейтроны с энергией $T_n < 10^{-4}$ эВ называют очень холодными, а нейтроны с энергией $T_n \approx 10^{-7}$ эВ — ультрахолодными. Из-за исключительно малой энергии ультрахолодные нейтроны характеризуются настолько большой дебройлевской длиной волны $\lambda \approx 10^{-5}$ см, что обладают весьма своеобразными волновыми свойствами и, в частности, способностью испытывать полное внутреннее отражение от границы вакуум (воздух) — вещество при любых углах падения.

При рассмотрении взаимодействия с веществом как медленных, так и быстрых нейтронов мы неоднократно убеждались в правомерности проведения аналогии с оптическими явлениями: поляризация тепловых нейтронов при полном внутреннем отражении от границы вакуум—плотная среда под скользящими углами, дифракция медленных нейтронов от кристалла, дифракционное рассеяние быстрых нейтронов ядрами, оптическая модель ядерных реакций.

Количественной характеристикой этой аналогии в оптической модели ядерных реакций является показатель преломления ядерного вещества. Это вполне естественно при рассмотрении свойств быстрых нейтронов ($T_n > 10$ МэВ), для которых $\lambda \approx R$. При рассмотрении свойств ультрахолодных нейтронов также вводится представление о показателе преломления n , но в связи с очень большим значением λ теперь это будет показатель преломления не ядерного вещества, а среды, через которую распространяется нейтронная волна:

$$n^2 = 1 - \lambda^2 N b / \pi. \quad (46.1)$$

Здесь $\lambda = h/m_n v$ — дебройлевская длина волны нейтрона, имеющего скорость v ; N — концентрация ядер в среде; b — длина когерентного рассеяния ядрами вещества (знак которой определяется характером изменения фазы при рассеянии). Для большинства веществ $b > 0$.

1. ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Получим формулу для показателя преломления. Пусть нейтронная волна с волновым числом $k \approx 2\pi/\lambda$ переходит из вакуума в конденсированную среду, где она имеет $k' = 2\pi/\lambda'$ (рис. 214). Тогда, так же как в оптике, можно ввести представление о показателе преломления

$$n = \frac{k'}{k} = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{v'}{v} = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'}, \quad (46.2)$$

где φ и φ' — соответственно угол падения и угол преломления нейтронной волны, а v и v' — скорость нейтронов в вакууме и конденсированной среде.

Преломление нейтронной волны происходит из-за взаимодействия нейтронов со средой, которое можно охарактеризовать некоторым средним эффективным потенциалом $\bar{U}_{\text{эф}}$:

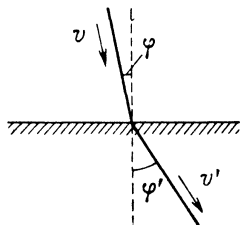


Рис. 214

$$n^2 = \frac{k'^2}{k^2} = \frac{T - \bar{U}_{\text{эф}}}{T} = 1 - \frac{\bar{U}_{\text{эф}}}{T}. \quad (46.3)$$

Из физического смысла показателя преломления следует, что перед вторым слагаемым формулы (46.3) должен стоять именно знак минус. Тогда случаю $n > 1$ будет соответствовать $\bar{U}_{\text{эф}} < 0$ (притяжение), а случаю $n < 1$ (изображенному на рисунке) — $\bar{U}_{\text{эф}} > 0$ (отталкивание).

Выразим $\bar{U}_{\text{эф}}$ через параметры нейтрона и среды. Для этого будем считать, что $\bar{U}_{\text{эф}}$ получается в результате усреднения некоторого вспомогательного [отличающегося от истинного потенциала ядра $V(r)$] эффективного потенциала $U_{\text{эф}}(r)$, удовлетворяющего двум условиям:

1) потенциал $U_{\text{эф}}(r)$ допускает применение формулы Борна для рассеяния вперед

$$f(0) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U_{\text{эф}}(r) d\tau = -b, \quad (46.4)$$

где b — длина рассеяния*;

2) потенциал $U_{\text{эф}}(r)$ таков, что формула (46.4) дает истинное значение амплитуды рассеяния вперед [для истинного потенциала $V(r)$].

Тогда, записав выражение для

$$\bar{U}_{\text{эф}} = \frac{\int U_{\text{эф}}(r) d\tau}{a^3} = N \int U_{\text{эф}}(r) d\tau, \quad (46.5)$$

где a — расстояние между атомами, а N — концентрация атомов среды, и сопоставив его с (46.3) и (46.4), получим искомую формулу (46.1):

$$n^2 = 1 - \frac{\bar{U}_{\text{эф}}}{T} = 1 - \frac{N}{T} \int U_{\text{эф}}(r) d\tau = 1 - \frac{4\pi^2 \hbar^2 N b}{p^2 \pi} = 1 - \frac{\lambda^2 N}{\pi} b.$$

Подчеркнем, что описанная здесь операция введения эффективного потенциала $U_{\text{эф}}(r)$ носит неоднозначный и, следовательно, до некоторой степени формальный характер, так что $U_{\text{эф}}(r)$ может существенно (не только по величине, но и по знаку) отличаться от истинного потенциала ядра $V(r)$ **.

Тем не менее приближенную численную оценку $\bar{U}_{\text{эф}}$ можно получить, если «размазать» по объему одной атомной ячейки

* Подробнее о формуле Борна и длине рассеяния см. § 83, п. 2 и § 86, п. 2.

** Вспомним, что положительная длина рассеяния b может получиться как для потенциала притяжения, так и для потенциала отталкивания. Очевидно, что в нашем случае надо выбирать знак $\bar{U}_{\text{эф}}$, совпадающий со знаком b .

a^3 ($a \approx 10^{-8}$ см) истинный потенциал ядра [$V(r) \approx 50$ МэВ; $R \approx 10^{-13}$ см]:

$$\bar{U}_{\text{эф}} = \frac{\int |V(r)| dt}{a^3} \simeq \frac{5 \cdot 10^7 \cdot 10^{-39}}{10^{-24}} \simeq 10^{-7} \text{ эВ.} \quad (46.6)$$

Из формулы (46.1) следует, что при $b < 0$ показатель преломления $n^2 > 1$, и нейтронная оптика формально должна быть аналогична обычной. Если $b > 0$, то $n^2 < 1$ и возможны два случая: $0 < n^2 < 1$ и $n^2 < 0$. Рассмотрим их, преобразовав для удобства формулу (46.1) к виду

$$n^2 = 1 - \left(\frac{h^2 N b}{2\pi m} \right) / T, \quad (46.7)$$

где T — кинетическая энергия нейтрона, а выражение в скобках имеет размерность энергии и называется граничной энергией:

$$E_{\text{гр}} = \frac{h^2 N b}{2\pi m} = \bar{U}_{\text{эф}}. \quad (46.8)$$

Соответственно величина

$$v_{\text{гр}} = \sqrt{\frac{2E_{\text{гр}}}{m}} = \frac{h}{m} \sqrt{\frac{N b}{\pi}} \quad (46.9)$$

называется граничной скоростью.

Случай $0 < n^2 < 1$ осуществляется при $T_n > E_{\text{гр}}$ и $v_n > v_{\text{гр}}$. Мы с ним встречались раньше. Он соответствует, если можно так выразиться, «обратной» оптике. Угол преломления в плотной среде больше угла падения в вакууме*. Выпуклая линза рассеивает нейтронную волну, а вогнутая собирает. При $\sin \varphi \geq n$ должно наблюдаться полное внутреннее отражение (которое в данном случае уместнее называть полным «внешним» отражением).

В случае $n^2 < 0$ нейтронная волна совсем не попадает в вещество, а отражается при любых углах падения**. Этому случаю соответствуют $T_n < E_{\text{гр}}$ и $v_n < v_{\text{гр}}$. Происхождение $E_{\text{гр}}$ связано с наличием потенциального барьера $\bar{U}_{\text{эф}}$ для нейтронов на границе раздела сред. Как показано в (46.6), по порядку значения $E_{\text{гр}} \approx 10^{-7}$ эВ (например, для Al $E_{\text{гр}} = 0,55 \cdot 10^{-7}$ эВ, для Cu $= 1,72 \cdot 10^{-7}$ эВ), а $v_{\text{гр}}$ — несколькими метрам в секунду (3,2 м/с для Al и 5,7 м/с для Cu). Именно такие нейтроны с $T_n < E_{\text{гр}}$ ($v_n < v_{\text{гр}}$) далее будем называть ультрахолодными.

* Углы отсчитываются от перпендикуляра к поверхности раздела среды.

** Точнее, нейтрон может проникнуть в среду примерно на глубину длины волны λ .

2. ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Ультрахолодные нейтроны обладают рядом удивительных свойств. О главном из них мы уже упомянули—это полное внутреннее отражение от границы вакуум—плотная среда при любых углах падения*.

Благодаря этому свойству ультрахолодные нейтроны с энергией T_n можно выделить из спектра реакторных нейтронов и вывести из реактора по нейтроноводу—горизонтальной изогнутой трубе, изготовленной из материала с $E_{\text{гр}} > T_n$. В этом случае ультрахолодные нейтроны пойдут по трубе, следуя ее изгибам, а более быстрые пройдут прямо и поглотятся стенками трубы и окружающей ее защитной средой (или пройдут через нее).

Благодаря свойству полного внутреннего отражения при всех углах ультрахолодные нейтроны, попав в замкнутый объем, должны в нем накапливаться. Время хранения ультрахолодных нейтронов определяется их малым поглощением в среде, т. е. очень большим числом отражений, которое по теоретическим оценкам равно 10^3 — 10^5 . Поэтому для больших сосудов и очень медленных нейтронов ($T_n < 10^{-7}$ эВ) время хранения должно составлять многие сотни и даже тысячи секунд. Возможность хранения ультрахолодных нейтронов в замкнутом сосуде (в «бутылке») была предсказана в 1959 г. Я. Б. Зельдовичем.

В составе спектра реакторных нейтронов доля ультрахолодных очень мала (около 10^{-13}), а сам источник (им является активная зона реактора или поверхность тепловой колонны) не обладает хорошими параметрами. Источник можно сделать более удобным для использования (плоским, тонким, сосредоточенным в определенном месте, более интенсивным), если на входе в нейтроновод установить небольшой охлаждаемый замедлитель—конвертор. Попадая в конвертор, нейтрон испытывает неупругое рассеяние и передает часть своей энергии кристаллической решетке, в которой возбуждаются тепловые колебания, при этом сам нейтрон может стать ультрахолодным. Естественно, что источником таких ультрахолодных нейтронов может быть только тонкий поверхностный слой конвертора (со стороны нейтроновода), толщина которого не превышает длины свободного пробега, так как ультрахолодные нейтроны, возникшие в глубине конвертора, «нагреваются» в процессе

* Если $v > v_{\text{гр}}$, то условие отражения будет выполняться для углов падения φ , удовлетворяющих условию $v_{\perp} = v_n \cos \varphi < v_{\text{гр}}$.

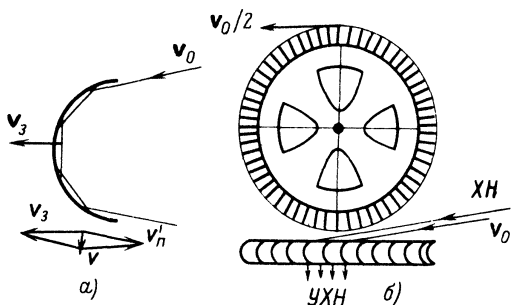


Рис. 215

повторных соударений с более «теплой» решеткой*. При выходе с поверхности источника энергия ультрахолодных нейтронов возрастает на $E_{\text{гр}}$ источника. Естественно, что $E_{\text{гр}}$ нейтронвода должна быть выше $E_{\text{гр}}$ источника.

Остроумный способ получения ультрахолодных нейтронов (УХН) из холодных (ХН) предложил Штейерл (Мюнхен, ФРГ)**. Идея этого способа заключается в отражении холодных нейтронов, имеющих скорость v_0 , от медного изогнутого зеркала, движущегося в том же направлении со скоростью $v_3 = v_0/2$ (рис. 215, а). В этом случае в системе координат, связанной с зеркалом, отраженные нейтроны будут иметь скорость $v'_n = -v_0/2$ и, следовательно, их скорость в л.с.к. будет равна: $v_n = v_3 + v'_n \approx 0$, т. е. они станут ультрахолодными. Для практической реализации этой идеи был изготовлен алюминиевый диск диаметром 1,7 м, на ободе которого с интервалом 7 мм были размещены медные изогнутые пластинки — зеркала (нейтронная турбина). При вращении диска можно обеспечить линейную скорость зеркал $v_3 = 25$ м/с, равную половине скорости используемых холодных нейтронов ($v_0 = 50$ м/с). Нейтроны падают на зеркала под скользящими углами и после примерно 10 отражений выходят по другую сторону диска (приблизительно перпендикулярно его плоскости) с остаточной скоростью $v \leq 10$ м/с (рис. 215, б). Все устройство заключено в стальной кожух, в котором поддерживается вакуум 10^{-4} мм рт. ст. $\approx 1,33 \cdot 10^{-2}$ Па.

Ультрахолодные нейтроны можно получать, замедляя более быстрые в гравитационном поле Земли, т. е. направляя их

* Для того чтобы энергия тепловых колебаний кристаллической решетки конвертора была близка к энергии ультрахолодных нейтронов (примерно 10^{-7} эВ), его надо было бы охладить до температуры 10^{-3} К.

** Steyerl A. // Nucl. Instrum. Methods 1975. Vol 125. P. 461.

по нейтроноводу вверх. Любопытно отметить, что изменение гравитационной энергии нейтрона на пути 1 м с хорошей точностью равно 10^{-7} эВ ($m_n g = 1,03 \cdot 10^{-7}$ эВ/м).

Наконец, еще один способ управления поведением ультрахолодных нейтронов был предложен в 1960 г. В. В. Владимирским. Оказывается, кинетическая энергия ультрахолодных нейтронов (около 10^{-7} эВ) сравнима с энергией взаимодействия магнитного момента нейтрона μ_n с магнитным полем $B = 2$ Тл.

Поэтому ультрахолодные нейтроны можно удерживать вдали от стенок сосуда при помощи неоднородного магнитного поля с индукцией такого порядка. Подобное поле можно создать, например, расположив по образующим тора несколько проводников с током, направление которого в соседних проводниках взаимно противоположно.

В связи со сказанным очевидно, что для ферромагнетиков с индукцией насыщения B граничная энергия $E_{гр}$ может иметь два значения:

$$E_{гр} = h^2 N b / 2 \pi m_n \pm \mu_n B. \quad (46.10)$$

Так, для железа ($E_{гр}^{(1)}\rangle_{Fe} = 3,4 \cdot 10^{-7}$ эВ, а ($E_{гр}^{(2)}\rangle_{Fe} = 0,8 \cdot 10^{-7}$ эВ. А для кобальта они даже отличаются знаком: ($E_{гр}^{(1)}\rangle_{Co} = 1,66 \cdot 10^{-7}$ эВ; ($E_{гр}^{(2)}\rangle_{Co} = -0,488 \cdot 10^{-7}$ эВ).

Первые экспериментальные исследования свойств ультрахолодных нейтронов провел в 1968 г. Ф. Л. Шапиро с сотрудниками. В его опытах использовался поток ультрахолодных нейтронов $3 \cdot 10^{-4}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Было доказано наличие эффекта хранения и получены времена хранения до 70 с. Однако во всех случаях эти времена оказались много (примерно в 100 раз) меньше теоретических.

В принципе причинами потерь УХН могли быть поглощение, утечка через щели, особенности отражения от шероховатых поверхностей, неупругое рассеяние и др. Поэтому проблема аномально больших потерь УХН очень долго и практически безрезультатно мучила физиков, пока не удалось показать, что они связаны с наличием трудноудаляемых водородсодержащих загрязнений на стенках сосудов.

В частности, именно к такому заключению можно прийти, анализируя результаты дубненских экспериментов 1977 г.*, в которых показано примерное совпадение кривой хранения ультрахолодных нейтронов в сосуде и кривой регистрируемых тепловых нейтронов за его стенками. По-видимому, часть ультрахолодных нейтронов в результате неупругого соударения

* Стрелков А. В., Хетцельт М. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1978. Т. 74. С. 23—36.

с водородом нагревается до тепловой энергии, проходит через стенку сосуда и регистрируется внешними счетчиками. Количество водорода, находящегося на поверхности вещества, как показали прямые опыты по его обнаружению, достаточно для существования предположенного эффекта.

От водорода на поверхности стенок пытались избавиться разными способами: отжигом поверхности сосуда или очисткой ее ионной бомбардировкой, а также напылением на нее свежего вещества или дейтерированием. В 1982 г. группой В. И. Морозова (НИИАР) в сосудах со стенками, покрытыми тяжеловодным льдом, впервые удалось достичь времени хранения нейтронов 920 ± 40 с, которое сравнимо с их временем жизни*. С этого момента можно было считать проблему аномальных потерь УХН решенной. В настоящее время (1989 г.) потоки УХН удалось увеличить примерно в 10^8 раз (полный поток УХН на реакторе ИЛЛ в Гренобле составляет $3,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при поперечном сечении пучка $16 \times 8 \text{ см}^2$), а времена хранения достигают 3600 с (см. п. 3 и Дополнение, п. 1).

Возможность магнитного удержания ультрахолодных нейтронов была впервые экспериментально показана в 1976 г. в Дмитровграде при помощи замкнутой системы из плоских магнитных зеркал. Каждое зеркало представляет собой систему проводников, направление тока в которых чередуется.

3. ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

В 1977 г. в Боннском университете (ФРГ) было построено магнитное накопительное кольцо, в котором используется принцип магнитного удержания нейтронов. Кольцо представляет собой тор диаметром 1,2 м. Для создания неоднородного магнитного поля использованы сверхпроводящие магниты. Максимальная напряженность поля 0,35 Тл. Напряженность поля возрастает от оси к краям, благодаря чему нейтроны с определенным направлением поляризации удерживаются на оси тора.

В конце 1977 г. накопительное кольцо было перевезено во Францию и установлено на реакторе в Гренобле. Нейтроны из реактора инжектируются в накопительное кольцо при помощи системы изогнутых зеркал, покрытых никелем. Инжектор оборудован быстродействующим пневматическим устройством для быстрого удаления его из кольца (за время, меньшее времени одного оборота нейтронов в кольце). Для

* Косвинцев Ю. Ю., Кушнир Ю. А., Морозов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 346—349.

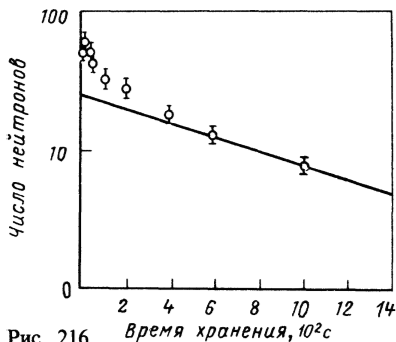


Рис. 216

того чтобы обеспечить возможно большее количество накопленных нейтронов, кольцо рассчитано на работу с широким разбросом импульсов $\Delta p/p \approx 3$.

Накопленные нейтроны детектируются ^3He -счетчиком, который в нужный момент вдвигается в кольцо. Измерения показали, что интенсивность нейтронов, накопленных в кольце, быстро изменяется

в первые несколько минут, а затем выходит на экспоненциальную кривую, соответствующую β -распаду нейтрона с $\tau = 15'$ (рис. 216). Поток накопленных нейтронов оказался настолько велик, что нейтроны удалось зарегистрировать даже через 20 мин после начала измерений. (При магнитном удержании потери УХН, по-видимому, связаны с деполяризацией). Установка предназначена для проведения точных измерений периода полураспада нейтрона и его дипольного электрического момента*.

В 1985 г. та же группа авторов построила более совершенное магнитное накопительное кольцо «Нестор», на котором было достигнуто рекордное время удержания УХН, равное 75 мин. В 1989 г. на этой установке была завершена работа по точному измерению времени жизни нейтрона**:

$$\tau_n = (876,7 \pm 10) \text{ с.}$$

Еще более точное значение τ_n было получено методом хранения УХН в сосуде со стенками, покрытыми слоем фторированного масла (время хранения 60 мин)***:

$$\tau_n = (887,6 \pm 3) \text{ с.}$$

Это значение очень близко к современному среднемировому значению $\bar{\tau}_n$ (подробнее об определении τ_n и дипольного электрического момента нейтрона при помощи УХН см. соответственно § 18, п. 10 и § 7, п. 2).

* K  gler K. J., Paul W., Trinks U. // Phys. Lett. 1978. Vol. 72B. P. 422—424; K  gler K. J., Moritz K., Paul W. e. a. // Nucl. Instr. and Meth. 1985. Vol. 228. P. 240—258.

** Anton F., Paul W., Mampe W. e. a. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284. P. 101—107.

*** Mampe W., Ageron P., Bates G. C. e. a. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284. P. 111—115.

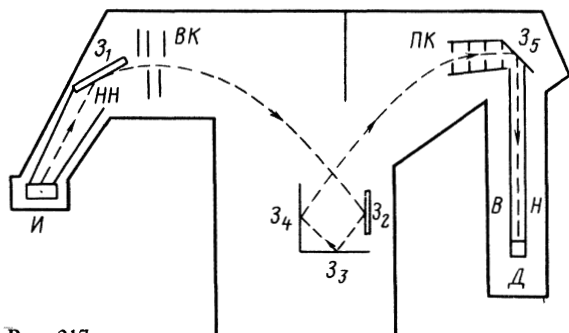


Рис. 217

Длина волны λ для ультрахолодных нейтронов составляет $(7-10) \cdot 10^{-6}$ см, т. е. всего в 5—10 раз короче средней длины волны светового диапазона. Это приводит к тому, что волновые свойства ультрахолодных нейтронов проявляются при их взаимодействии с объектами световой оптики. Например, наблюдались отражение ультрахолодных нейтронов от стеклянного зеркала, дифракция на решетке с числом штрихов около 1000 на 1 мм, интерференция при отражении от тонких пленок. Соответствующие опыты были сделаны Штайерлом и Шехенхофером при помощи гравитационного монохроматора с высокой разрешающей способностью $3 \cdot 10^{-9}$ эВ*.

Принцип работы гравитационного монохроматора заключается в следующем (рис. 217). Ультрахолодные нейтроны выходят из источника *И* (нейтронной турбины), поднимаются по наклонному нейтронному проводу (*НН*) до зеркала Z_1 , отражаются от него в горизонтальном направлении, проходят через входной коллиматор *ВК*, формирующий горизонтальный пучок ультрахолодных нейтронов со скоростью $v \approx 3$ м/с и небольшим вертикальным разбросом, затем спускаются по параболическим траекториям до системы зеркал Z_2-Z_4 (которые могут быть заменены другими элементами). Энергию нейтронов можно изменять, изменяя расстояние между входным коллиматором *ВК* и системой зеркал Z_2-Z_4 . Набрав при падении скорость, нейтроны отражаются от зеркал Z_3 и Z_4 , поднимаются по наклонной параболической траектории и в ее верхней точке (где пространственный разброс пучка минимален) проходят через приемный коллиматор *ПК* и попадают на зеркало Z_5 . Отразившись от него, ультрахолодные нейтроны попадают в вертикальный нейтронный провод *ВН* и, падая в нем, набирают

* Scheckenhofer H., Steyerl A. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39, № 21. P. 1310—1312.

энергию, достаточную для прохождения через тонкое (0,1 мм) алюминиевое окошко [$E_{\text{гр}}(\text{Al}) = 0,55 \cdot 10^{-7}$ эВ] в счетчик BF_3 . Вертикальный нейтронотвод (вместе с коллиматором, зеркалом Z_5 и детектором) может перемещаться в вертикальном направлении для измерения профиля пучка и изменения энергии ультрахолодных нейтронов при дифракции. Все устройство заключено в вакуумизированном кожухе. При измерениях были обнаружены дифракционные максимумы первого порядка при вертикальном смещении приемного коллиматора относительно входного примерно на 17 см. Успехи нейтронной оптики с околосветовой длиной волны позволяют надеяться на создание в будущем нейтронного микроскопа*.

§ 47. *P*-нечетный эффект в нейтронных резонансах

В § 19, п. 5 рассказано о *P*-нечетных эффектах в испускании γ -квантов от радиационного захвата поляризованных тепловых нейтронов неполяризованными ядрами и при испускании циркулярно поляризованных γ -квантов из неполяризованных ядер. В обеих работах зарегистрирован *P*-нечетный эффект масштаба 10^{-4} , который примерно на 3 порядка превосходит значение $F \approx 10^{-7}$, предсказываемое универсальной теорией слабого взаимодействия. Аналогичный результат, как увидим несколько позже (см. § 53, п. 10), был получен при исследовании асимметрии вылета осколков деления ядер поляризованными тепловыми нейтронами.

Столь большое превышение экспериментального результата по сравнению с теоретическим объясняется ядерным усилением *P*-нечетных эффектов, возможная природа которого рассмотрена в § 19, п. 5. К сожалению, современная теория не может получить точные значения коэффициентов усиления *R*, в связи с чем наблюдавшиеся *P*-нечетные эффекты не дают количественного подтверждения гипотезы универсального слабого взаимодействия. Более того, строго говоря, гипотетичной является даже и рассмотренная природа ядерного усиления.

Напомним, что в упомянутых выше *P*-нечетных эффектах предполагаемая природа усиления заключается в смешивании близких возбужденных состояний компаунд-ядра с одинаковыми спинами и разными четностями. Согласно этой гипотезе

* Франк А. И. // Успехи физ. наук. 1987. Т. 151. Вып. 2. С. 229—272.

Для более подробного ознакомления со свойствами ультрахолодных нейтронов, их получением и применением рекомендуем книгу: Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов М Наука 1986

при таком смешивании могут проявиться два механизма усиления: динамический (близость по энергии возбужденных состояний с разной четностью и одинаковым спином) и кинематический (подавление основного процесса по сравнению с примесным).

Перечисленные выше опыты, в которых решена очень важная физическая задача обнаружения слабого *P*-нечетного эффекта, показали, что усиление действительно имеет место, но не доказали справедливость предположенной природы его происхождения. Такое доказательство можно получить в опытах по ослаблению пучков резонансных нейтронов с разной спиральностью при прохождении их через неполяризованную мишень. В соответствии с универсальной теорией слабого взаимодействия *P*-нечетный эффект должен проявляться в виде отличия от нуля величины пропускания

$$\varepsilon = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}, \quad (47.1)$$

где $T_{\pm} = \exp(-n\delta\sigma_{\pm})$ — прозрачности мишеней для нейтронов с разной спиральностью; n — концентрация ядер в мишени; δ — ее толщина; $\sigma_{\pm}$ — полные сечения для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями.

Явление, при котором наблюдается $\varepsilon \neq 0$, называется нейтронным дихроизмом. При справедливости модели смешивания возбужденных состояний компаунд-ядра с разной четностью ход ε с энергией нейтронов в районе резонанса должен быть таким же, как и у основного сечения захвата нейтронов.

В опытах с резонансными нейтронами кинематический коэффициент может работать как на усиление, так и на ослабление эффекта. Это зависит от того, какой резонанс (s или p) выбран в качестве основного, а какой — в качестве примесного*. s -Резонанс ($l=0$) всегда имеет спин $I \pm 1/2$, где I — спин ядра, а p -резонанс ($l=1$) может иметь спин, равный как $I \pm 1/2$, так и $I \pm 3/2$. Очевидно, что для «правильной работы» кинематического коэффициента (на усиление эффекта) надо выбирать (по аналогии с § 19, п. 5) в качестве основного резонанса менее вероятный p -резонанс (со спином $I \pm 1/2$), а в качестве примесного — более вероятный s -резонанс. Таким образом, постановка опыта заключается в выборе ядра, имеющего p -резонанс со спином $I \pm 1/2$ (что само по себе является нетривиальной задачей), и измерении энергетического

* Очевидно, что в данном случае в отличие от случая, рассмотренного в § 19, п. 5, кинематический коэффициент усиления действует во входном канале реакции

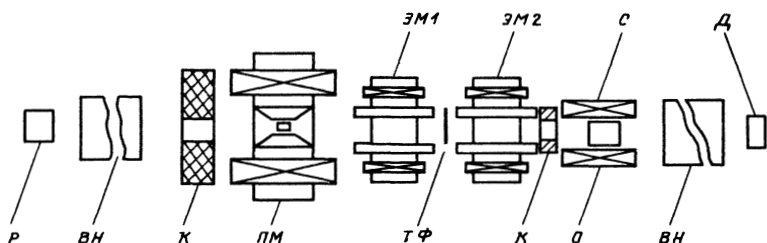


Рис. 218

хода пропускания ϵ для продольно поляризованных нейтронов в окрестности этого резонанса.

Опыты по поиску и исследованию P -нечетного нейтронно-оптического дихроизма проводились на пучке поляризованных нейтронов импульсного реактора ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (Дубна)*. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 218. Здесь P -реактор; $ВН$ — вакуумные нейтроноводы; $К$ — коллиматоры; $ПМ$ — поляризованная протонная мишень, помещенная в горизонтальное перпендикулярное пучку магнитное поле, которая обеспечивала поляризацию 60% (из-за $\sigma_{np}^{\uparrow\downarrow} > \sigma_{np}^{\downarrow\downarrow}$); $ЭМ1$ — электромагнит с полем 0,02 Тл, направление поля в котором совпадает с направлением поля в $ПМ$; $ЭМ2$ — электромагнит, идентичный $ЭМ1$, направление поля в котором может быть сделано либо параллельным, либо антипараллельным направлению поля в $ЭМ1$; $ТФ$ — токовая фольга, с помощью которой осуществлялся реверс поляризации (при встречных полях в $ЭМ1$ и $ЭМ2$); $С$ — соленоид с продольным полем 0,02 Тл, направленным по импульсу нейтронов; $О$ — образец; $Д$ — детектор [сцинтиллятор с литиевым стеклом или с (n, γ) -конвертором].

На пути от $ЭМ2$ до $С$ направление магнитного поля плавно изменялось от поперечного до продольного, что приводило к аналогичному изменению направления поляризации. Знак продольной поляризации определялся направлением магнитного поля в $ЭМ2$. Реверс поляризации проводился через каждые 40 с. Управление реверсом и регистрацией временных спектров для обоих направлений поляризации осуществлялось автоматизированной системой, созданной на базе малой ЭВМ.

По временным спектрам N и N' , соответствующим двум направлениям поляризации, в работе была исследована зависимость полных сечений от спиральности нейтронов для

* Алфименков В. П. // Успехи физ. наук. 1984. Т. 144. С. 361–380.

14 резонансов 8 ядер и определены значения эффекта пропускания ε . В качестве одного из примеров полученных результатов на рис. 219 приведены участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для p -резонанса ^{139}La . Из сравнения верхней и нижней кривых видно, что ε имеет резонансную зависимость от энергии нейтронов в районе нейтронного резонанса ^{139}La с энергией 0,75 эВ. Этот результат можно рассматривать как подтверждение справедливости модели, объясняющей усиление P -нечетных эффектов смешиванием возбужденных состояний ядра с разной четностью*.

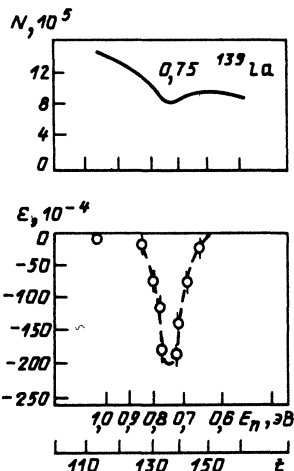


Рис. 219

К сожалению, и в этом случае из результатов опытов не удастся извлечь количественных данных по подтверждению гипотезы об универсальном слабом взаимодействии, так как теория не позволяет получать точные значения коэффициентов усиления R .

Для получения коэффициента F , предсказываемого универсальной теорией, необходимы опыты по исследованию P -нечетных эффектов в условиях отсутствия усиления, т. е. в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Один из подобных опытов по изучению сечения рассеяния продольно поляризованных протонов на протонах был выполнен в 1987 г.**.

В результате для случая рассеяния протонов с энергией 45 МэВ в области углов $23\text{--}52^\circ$ в л. с. к. было получено значение спиральности сечения

$$A_z = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = -(1,5 \pm 0,22) \cdot 10^{-7}.$$

§ 48. Краткое заключение к гл. VI

В гл. VI рассматриваются свойства, способы получения и ядерные взаимодействия нейтронов.

Нейтрон обладает следующими свойствами: $z_n=0$; $m_n=1,00866$ а. е. $m.=939,6$ МэВ $=1838,6 m_e$; $B_n=+1$; $P=+1$; $s_n=1/2$; $\mu_n=-1,91 \mu_B$; $T_{1/2} \approx 10$ мин (схема распада: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$); $T=1/2$; $T_\zeta=-1/2$.

* Сушков О. П., Фламбаум В. В. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 136. С. 3—24.

** Kistryn S., Lang J., Liechti J. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, № 16. P. 1616—1619.

Нейтроны получают при помощи нейтронных источников $[(\alpha, n)$, (γ, n) -реакции, спонтанное деление], на ускорителях $[(\alpha, n)$, (d, n) , (γ, n) и (p, n) -реакции] и в ядерных реакторах.

Основными видами ядерных взаимодействий, идущих под действием нейтронов с энергией $T_n < 10$ МэВ, являются реакции типа (n, γ) , (n, α) , (n, p) и деление, а также процессы упругого и неупругого рассеяния. При $T_n > 10$ МэВ под действием нейтронов кроме перечисленных выше реакций идут реакции, сопровождающиеся вылетом двух или большего числа частиц $[(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, 3n)$ и др.].

В процессе упругих (а также неупругих) соударений с ядрами нейтроны быстро теряют свою кинетическую энергию — замедляются. Наиболее быстрый сброс энергии в процессе замедления наблюдается при упругих соударениях нейтронов с водородом. Средняя энергия нейтронов после n соударений с ядрами водорода равна $T_n = T_0 / 2^n$ (T_0 — начальная энергия), среднее число соударений, необходимое для замедления нейтронов от энергии T_0 до энергии T , равно $\bar{n} = \ln(T_0/T)$. Для тяжелого замедлителя ($A \geq 12$) $\bar{n} \approx (A/2) \ln(T_0/T)$, или более точно (для $A \geq 2$)

$$\bar{n} = (A/2 + 1/3 + 1/18 A) \ln(T_0/T).$$

В достаточно тяжелых замедлителях (например, в графите), где сброс энергии нейтрона при одном соударении невелик, замедление может рассматриваться как процесс непрерывного спуска нейтрона по энергии. В этом случае энергия нейтрона является функцией времени замедления, благодаря чему замедление можно описать уравнением диффузионного типа (теория возраста).

Процесс замедления нейтронов в среде продолжается до захвата нейтрона или (в случае $\sigma_s \gg \sigma_a$) до тех пор, пока нейтроны не придут в тепловое равновесие с атомами замедлителя (тепловые нейтроны). Энергия тепловых нейтронов $T_{\text{теп}} = kT^\circ$, где k — постоянная Больцмана; T° — абсолютная температура замедлителя. При комнатной температуре ($T^\circ \approx 300$ К) $kT \approx 0,025$ эВ. По достижении тепловой энергии нейтроны диффундируют в замедлителе без дополнительного сброса энергии, т. е. оставаясь тепловыми. Спектр нейтронов в замедлителе описывается максвелловской кривой с приподнятой правой ветвью (надтепловые нейтроны). Существование тепловых нейтронов было доказано экспериментально в опыте с нагреванием замедлителя. Хорошим поглотителем тепловых нейтронов является кадмий.

Нейтроны, проходящие через кадмий, называются *закадмиевыми*. Нейтроны с энергией, меньшей тепловой, называются *холодными*, нейтроны с энергией меньше 10^{-4} эВ — *очень холодными*, а с энергией порядка 10^{-7} эВ — *ультрахолодными*. Все нейтроны с энергией $0 < T_n < 10^4 \div 10^5$ эВ называются *медленными*. Среди них выделяются нейтроны, которые с очень большой вероятностью захватываются или рассеиваются ядрами (*резонансные нейтроны*).

Исследование свойств медленных нейтронов, проведенное Ферми с сотрудниками, показало, что сечение их взаимодействия с ядрами в области

малых энергий подчиняется закону $1/v$, резко возрастает при достижении нейтронами резонансной энергии T_0 и затем снова спадает. Формулы для описания хода сечения взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами были получены Брейтом и Вигнером на основе представления Бора о протекании реакции через промежуточную стадию образования составного ядра:

$$\sigma(n, \gamma) \approx \pi \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_\gamma / [(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2];$$

$$\sigma(n, n) \approx \pi \lambda^2 \Gamma_n^2 / [(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2];$$

(в формулах опущены спинные множители).

Детальное изучение взаимодействия резонансных и тепловых нейтронов было проведено с помощью нейтронной спектроскопии, которая позволяет выделять нейтроны данной энергии из непрерывного спектра. Наиболее широко применяются четыре метода нейтронной спектроскопии, два из которых (метод механического монохроматора и метод дифракции нейтронов от кристалла) реально выделяют в данном направлении моноэнергетические нейтроны, а два других (метод мигающего ускорителя и метод механического селектора)—нейтроны с данной энергией по времени пролета. Нейтронная спектроскопия подтвердила правильность представлений Бора о промежуточном ядре и формул Брейта—Вигнера.

Быстрые нейтроны ($T_n = 10 \div 20$ МэВ) с большой вероятностью испытывают неупругое рассеяние, сечение которого согласно боровской модели ядра—черного шарика равно $\sigma_{н.р} = \pi(R + \lambda)^2 \approx \pi R^2$, а также упругое дифракционное рассеяние, сечение которого согласно той же модели тоже равно $\sigma_{д.р} = \pi(R + \lambda)^2 = \pi R^2$. Дифракционная природа последнего процесса подтверждается специфической зависимостью сечения от угла рассеяния. Суммарное сечение рассеяния равно $\sigma_p = 2\pi(R + \lambda)^2 \approx 2\pi R^2$ и в этой области энергий составляет подавляющую долю полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами: $\sigma_p \approx \sigma_n$. Измерение σ_n позволяет определить радиус области взаимодействия нейтрона с ядром R_n , (который несколько больше радиуса ядра R): $R_n = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Более подробное исследование экспериментального сечения $\sigma_n^{\text{эксп}}$ в широком интервале энергий (0,1—100 МэВ) и массового числа (1—240) показало, что $\sigma_n^{\text{эксп}}$ является гораздо более сложной функцией от T_n и A (с максимумами и минимумами), чем $\sigma_n^{\text{теор}} = 2\pi(R + \lambda)^2$. Это отклонение сечения от боровской модели объясняется при помощи оптической модели ядра, которая строится в предположении о частичной прозрачности ядерного вещества для нейтронов. Согласно этой модели максимумы и минимумы в сечении взаимодействия нейтронов с ядром связаны с интерференцией падающей нейтронной волны с волной, прошедшей через полупрозрачное ядро и получившей в нем фазовый сдвиг: $\delta = \delta(A, T_n)$.

В последние годы началось широкое изучение свойств ультрахолодных нейтронов, имеющих энергию около 10^{-7} эВ. Ультрахолодные нейтроны

с энергией $T_n < E_{\text{гр}}$, где $E_{\text{гр}}$ определяется свойствами среды, испытывают полное внутреннее отражение от границы вакуум—среда при любых углах падения. В связи с этим ультрахолодные нейтроны, попавшие в замкнутый объем, должны в нем накапливаться. Возможность накопления и хранения ультрахолодных нейтронов в замкнутых сосудах подтверждена экспериментально. Кинетическая энергия ультрахолодных нейтронов сравнима с энергией взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитным полем напряженностью 1,7 Тл ($1,03 \cdot 10^{-7}$ эВ) и с изменением гравитационной энергии нейтрона на пути 1 м ($1,03 \cdot 10^{-7}$ эВ). Первое свойство используется для магнитного удержания ультрахолодных нейтронов, второе — для спектрометрии. В опытах с гравитационным спектрометром показано, что ультрахолодные нейтроны проявляют волновые свойства при взаимодействии с объектами, имеющими оптические параметры (стеклянное зеркало, дифракционная решетка с числом штрихов 1000 на 1 мм и др.) Это вселяет надежду на создание в будущем нейтронного микроскопа.

В начале 80-х годов в Дубне на поляризованных нейтронах импульсного реактора ИБР-30 наблюдался P -нечетный нейтронно-оптический дихроизм.

Глава VII

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

§ 49. История открытия и основные свойства деления

История открытия деления ядер начинается с опытов Ферми по изучению искусственной радиоактивности, возникающей под действием нейтронов. Облучая в 1934 г. наряду с другими элементами уран, Ферми обнаружил несколько периодов полураспада у образующихся радиоактивных продуктов. При детальном изучении этого явления было обнаружено несколько цепочек из последовательно превращающихся друг в друга радиоактивных элементов.

Казалась естественной следующая интерпретация наблюдаемого явления. При захвате нейтрона ядром урана образуется более тяжелый изотоп урана, который из-за избытка нейтронов является β -радиоактивным и испускает электрон, превращаясь в 93-й элемент ($_{93}\text{R}$). В свою очередь, 93-й элемент, испустив электрон, может превратиться в 94-й элемент ($_{94}\text{R}$) и т. д.

В связи с тем что элементы $_{92}\text{U}$, $_{93}\text{R}$, $_{94}\text{R}$... в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева должны стоять соответственно под $_{74}\text{W}$, $_{75}\text{Re}$, $_{76}\text{Os}$..., новые элементы были

названы экарием (*Eka Re*), экаосмием (*Eka Os*) и т. д. (приставка «эка» в названии означает «за», «под»).

Существование нескольких радиоактивных цепочек объяснялось тем, что уран имеет ряд изотопов, каждый из которых при облучении нейтронами дает начало одной из цепочек.

Однако при изучении химических свойств образующихся в результате облучения продуктов обнаружилось, что они напоминали свойства элементов, стоящих в таблице Менделеева не за ураном, а перед ним (${}_{88}\text{Ra}$, ${}_{89}\text{Ac}$). В последующих опытах Кюри и Савич, а также Ган и Штрассман установили, что исследуемые продукты, скорее, могут быть химическими аналогами Ra и Ac, чем самими этими элементами. Наконец, в 1938 г. Ган и Штрассман точным радиохимическим анализом доказали, что при облучении урана нейтронами образуется элемент из середины периодической системы ${}_{56}\text{Ba}$ — химический аналог ${}_{88}\text{Ra}$.

Объяснили этот удивительный результат Фриш и Мейтнер, которые высказали гипотезу о неустойчивости тяжелых ядер по отношению к изменению их формы, вследствие чего возбужденное при захвате нейтрона тяжелое ядро урана может разделиться на две примерно равные части (осколки деления), между которыми распределяются нуклоны исходного ядра:

$$Z_1 + Z_2 = Z_U; \quad A_1 + A_2 = A_U + 1 \approx A_U. \quad (49.1)$$

Легко предсказать основные свойства деления.

При делении тяжелого ядра должна освобождаться большая энергия Q . Это заключение следует из сравнения масс исходного делящегося ядра M_U и образующихся ядер-осколков M_1 и M_2 :

$$Q = \{M_U - (M_1 + M_2)\} c^2. \quad (49.2)$$

Действительно, согласно § 3 масса любого ядра

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A / c^2. \quad (49.3)$$

Подставляя это выражение в (49.2) и учитывая соотношение (49.1), получаем

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon), \quad (49.4)$$

где $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) / A$ — средняя энергия связи осколков, рассчитанная на один нуклон. Так как ε для ядер из середины периодической системы элементов примерно на 0,8 МэВ больше ε для урана, получим

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0,8 = 190 \text{ МэВ} \approx 200 \text{ МэВ}. \quad (49.5)$$

Подавляющая часть энергии деления должна освобождаться в форме кинетической энергии осколков деления Q_f . Этот вывод следует из того, что осколки, образовавшиеся в результате разделения ядра на две части, неизбежно должны разлететься под действием больших кулоновских сил отталкивания своих зарядов. Кулоновская энергия двух осколков, находящихся на расстоянии δ ,

$$V_{\kappa} = Z_1 Z_2 e^2 / \delta, \quad (49.6)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды осколков; $\delta = R_1 + R_2$; R_1 и R_2 — радиусы ядер осколков (см), которые можно вычислить по формуле (см. § 4)

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}. \quad (49.7)$$

Считая, что $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ и $R_1 = R_2$ ($A_1 = A_2 = 238/2 = 119$), получаем

$$V_{\kappa} = \frac{46^2 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{119 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}} = 220 \text{ МэВ} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (49.8)$$

т. е. величину такого же порядка, как и Q . Для наиболее вероятного деления, когда $Z_1 : Z_2 = 37 : 55$, $V_{\kappa} \approx 210$ МэВ.

Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Этот результат очевиден из рассмотрения соотношения между числами нейтронов и протонов в различных стабильных ядрах периодической системы элементов:

Ядро	$^{16}_8\text{O}$	$^{108}_{47}\text{Ag}$	$^{137}_{56}\text{Ba}$	$^{238}_{92}\text{U}$
$\frac{N}{Z}$	1,0	1,3	1,45	1,6

Из приведенных данных следует, что осколки деления в момент их образования должны быть перегружены нейтронами, так как они образуются из урана, имеющего $N/Z = 1,6$. Как известно, такие нейтроноизбыточные ядра должны проявлять β^- -активность, причем ввиду очень большого избытка нейтронов продукты радиоактивного распада будут также β^- -радиоактивными и т. д., так что осколки деления должны давать начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер (которые и обнаруживались в опытах Ферми).

Таким образом, часть энергии деления освобождается в виде энергии β -распада Q_{β} .

Кроме того, можно предполагать, что часть избыточных нейтронов будет непосредственно испускаться из осколков в виде нейтронов деления, или вторичных ней-

тронов, которые также уносят некоторую часть энергии деления Q_n .

Осколки деления должны обладать высокой ионизирующей способностью и иметь небольшой пробег. Действительно, легко показать, что осколки деления в момент образования имеют скорость, превышающую скорость электронов на своих внешних боровских орбитах. В связи с этим осколки «страхивают» часть электронов и, следовательно, приобретают значительный эффективный положительный заряд ($Z_{эф} \approx 20$). Но согласно (23.9) ионизационные потери заряженной частицы пропорциональны квадрату ее заряда. Отсюда и следует высокая ионизирующая способность и малый пробег осколков.

Все перечисленные свойства деления были обнаружены в первых же опытах, поставленных в начале 1939 г. в различных лабораториях. Опишем некоторые из них.

§ 50. Первые опыты по изучению деления

1. ИЗМЕРЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Наиболее естественным образом можно зарегистрировать процесс деления, наблюдая большую кинетическую энергию осколков деления. Для этого была изготовлена ионизационная камера деления *ИКД*, отличающаяся от обычной ионизационной камеры тем, что на ее электрод нанесен тонкий слой соли урана *U* (рис. 220, *а*). Камера была соединена с линейным усилителем *ЛУ* и осциллографом *О*.

Опыт показал, что в ионизационной камере в отсутствие нейтронов возникали небольшие ионизационные импульсы (толчки тока) только от α -частиц урана с энергией 4,5 МэВ. При облучении ионизационной камеры нейтронами источника было отмечено появление мощных ионизационных импульсов, вызванных осколками деления.

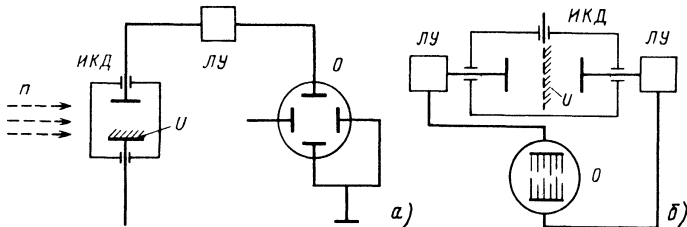


Рис. 220

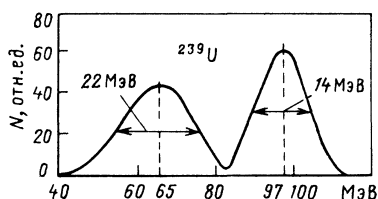


Рис. 221

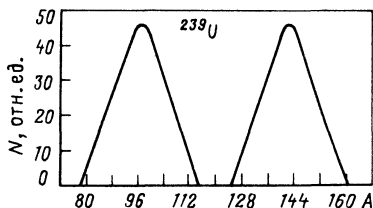


Рис. 222

Позднее (1940 г.) в более совершенном опыте с двойной ионизационной камерой деления (рис. 220, б) удалось одновременно измерить ионизационные импульсы от каждого из двух осколков, образующихся при делении данного ядра. Это позволило построить распределение по ионизационным импульсам от осколков (ионизационные импульсы условно показаны парами встречных линий разной длины на экране двухлучевого осциллографа *O*). Оказалось, что оно имеет два максимума при энергиях 65 и 97 МэВ (рис. 221).

Зная кинетические энергии осколков, легко получить их массы. Последнее очевидно из того, что в соответствии с законом сохранения импульса (количества движения) импульсы осколков должны быть примерно равны по значению и противоположны по направлению (так как импульс первичного нейтрона мал):

$$p_1 \approx -p_2,$$

откуда

$$M_1/M_2 \approx A_1/A_2 = T_2/T_1. \quad (50.1)$$

Используя выражение (50.1) и известную сумму масс

$$M_1 + M_2 \approx M_U + m_n; \quad A_1 + A_2 = A_U + 1, \quad (50.2)$$

можно получить кривую распределения осколков по массе (рис. 222)*. Из рис. 222 видно, что ширина максимумов довольно большая (ΔA на половине высоты примерно равна 20). Это свидетельствует о многообразии путей деления.

Сопоставляя между собой средние значения масс и энергий осколков, находим значение средней кинетической энергии осколков, приходящейся на один нуклон:

* На самом деле рис. 221 и 222 не являются простой инверсией друг друга, потому что вероятность деления сильно зависит от отношения масс осколков и их кинетической энергии (подробнее см. § 53, п. 1).

$\bar{T}_л/\bar{M}_л=97/96 \approx 1$ МэВ — для легкого осколка;

$\bar{T}_т/\bar{M}_т=65/140 \approx 0,5$ МэВ — для тяжелого осколка.

Кроме урана явление деления было обнаружено с помощью ионизационной камеры также для тория и протактиния. Дополнительно было замечено, что при окружении источника нейтронов и ионизационной камеры парафином эффект в случае урана усиливается, а в случае тория и протактиния остается неизменным. Отсюда можно было сделать вывод о том, что уран делится как быстрыми, так и тепловыми нейтронами, а торий и протактиний — только быстрыми. Позднее (в 1940 г.), когда при помощи масс-спектрометра удалось получить небольшое количество разделенных изотопов урана (^{235}U и ^{238}U), было показано, что тепловыми нейтронами делится изотоп ^{235}U , а порог реакции деления ^{238}U и встречающихся в природе изотопов $_{90}\text{Th}$ и $_{91}\text{Pa}$ примерно равен 1 МэВ. Изотоп $^{229}_{90}\text{Th}$ делится тепловыми нейтронами, но он не встречается в природе.

2. НАБЛЮДЕНИЕ СЛЕДОВ ОСКОЛКОВ

В другом опыте, выполненном при помощи камеры Вильсона с введенным в нее тонким слоем урана, были зарегистрированы следы осколков деления, разлетающихся в противоположные стороны из места образования.

Характеристики наблюдаемых следов (высокая ионизирующая способность, малый пробег) подтвердили, что вызвавшие их частицы являются осколками деления с большим эффективным зарядом и высокой кинетической энергией (подробнее см. § 53).

3. РЕГИСТРАЦИЯ β -РАДИОАКТИВНОСТИ ОСКОЛКОВ

В третьем опыте, проведенном Фредериком Жолио-Кюри, была зарегистрирована β -радиоактивность осколков. Схема прибора изображена на рис. 223; И — источник нейтронов; ЛЦ — латунный цилиндр, наружная поверхность которого покрыта тонким слоем делящегося вещества U; БЦ — бакелитовый цилиндр большого диаметра.

Опыт заключался в испытании на β -радиоактивность наружного бакелитового цилиндра после того, как весь прибор некоторое время облучался нейтронами источника. Проверка проводилась при помощи β -счетчика, на

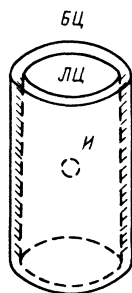


Рис. 223

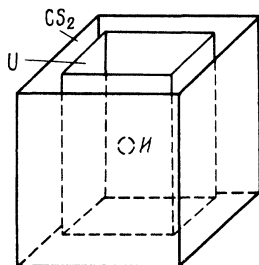


Рис. 224

который надевался бакелитовый цилиндр, и показала наличие β -радиоактивности. Так как бакелит под действием нейтронов не активируется, то объяснить результаты опыта можно было, только предположив, что на внутреннюю поверхность бакелитового цилиндра осаждаются радиоактивные осколки, которые вылетели из делящегося вещества, нанесенного на наружную поверхность латунного цилиндра.

4. ОБНАРУЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Наконец, в четвертом опыте, также выполненном Ф. Жолио-Кюри (1939 г.), были зарегистрированы вторичные нейтроны, образующиеся при делении.

Схема опыта изображена на рис. 224. В водный раствор урановой соли U был помещен фотонейтронный ($\gamma = \text{Ra} + \text{Be}$)-источник И, испускающий монохроматические нейтроны с энергией 0,11 МэВ. Нейтроны замедлялись в воде до тепловой энергии и вызывали деление ядер урана. Если при этом образуются достаточно энергетичные вторичные нейтроны*, то для их регистрации можно использовать пороговую реакцию, порог которой лежит выше 0,11 МэВ. В данном опыте в качестве детектора использовался сероуглерод CS_2 , в который был помещен сосуд с раствором урановой соли. Выбор сероуглерода определялся тем, что под действием нейтронов с энергией $T_n > 0,95$ МэВ идет реакция



в результате которой образуется радиоактивный фосфор. Радиоактивный фосфор можно химически выделить из сероуглерода и исследовать на β -радиоактивность при помощи β -счетчика.

Измерения показали, что в опыте действительно образуется радиофосфор, который мог возникнуть только за счет взаимодействия с серой нейтронов с энергией $T_n > 0,95$ МэВ. Так как максимальная энергия первичных нейтронов источника равна всего 0,11 МэВ, то наблюдаемый эффект мог быть

* Это соображение представляется естественным, так как нейтроны должны испускаться из перегруженных ими осколков очень быстро — за время, значительно меньшее времени ионизационного торможения осколка. В связи с этим нейтроны будут испускаться движущимися осколками, т. е., во всяком случае, их средняя энергия будет не меньше средней кинетической энергии осколков, приходящейся на один нуклон (0,5—1 МэВ).

вызван только нейтронами деления урана. Контрольные опыты, сделанные без урана, подтвердили это заключение. Таким образом, в процессе деления урана образуются вторичные нейтроны (нейтроны деления), часть из которых имеет энергию $T_n > 0,95 \text{ МэВ}$.

§ 51. Элементарная теория деления

Первоначальный вариант теории деления был создан в 1939 г. Бором и Уилером и независимо от них Я. И. Френкелем, которые проанализировали гипотезу Фриша и Мейтнер о неустойчивости тяжелых ядер к изменению их формы при помощи капельной модели ядра. Ниже рассказано об основных положениях, успехах и недостатках этой теории, а также о возможных путях ее усовершенствования.

1. ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ

Как замечено выше, энергия Q , освобождающаяся при делении, в основном выделяется в двух формах: в виде кинетической энергии осколков Q_f и энергии радиоактивных превращений осколков Q_β (значение Q_n невелико и не будет нами учитываться):

$$Q \approx Q_f + Q_\beta. \quad (51.1)$$

Значения Q_f и Q_β могут быть подсчитаны.

Для вычисления Q_f предположим, что в процессе деления сохраняются массовое число A и заряд Z :

$$A_d + A_t = A + 1 \approx A; \quad Z_d + Z_t = Z. \quad (51.2)$$

Это предположение эквивалентно ограничению рассмотренного процесса деления только первой его стадией — образованием высокоэнергетических осколков деления. В процессе радиоактивных превращений осколков (β^- -распад, испускание нейтронов) условие (51.2) не выполняется, так как β^- -распад сопровождается повышением заряда, а испускание нейтрона — уменьшением массового числа осколков:

$$Z_d + Z_t > Z; \quad A_d + A_t < A. \quad (51.3)$$

Если условие (51.2) выполнено, то величина Q_f будет совпадать с энергией реакции Q , которая по определению равна разности масс исходного (делящегося) ядра и ядер продуктов (осколков деления), т. е.

$$Q_f = M_{\text{яд}} - (M_d + M_t), \quad (51.4)$$

или, что то же самое [см. формулу (3.1)],

$$Q_f = \Delta W_{\pi} + \Delta W_{\tau} - \Delta W_{\text{яд}}, \quad (51.5)$$

где ΔW — полная энергия связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов. Согласно полуэмпирической формуле (10.10)

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}, \quad (51.6)$$

где $\alpha = 15,4$ МэВ; $\beta = 17$ МэВ; $\gamma = 0,69$ МэВ; $\zeta = 96$ МэВ; $|\delta| = 34$ МэВ.

Опираясь на экспериментально установленный факт асимметрии деления, допустим далее, что $\bar{A}_{\tau}/\bar{A}_{\pi} = \bar{Z}_{\tau}/\bar{Z}_{\pi} = 3/2$, т. е.

$$\begin{aligned} \bar{A}_{\tau} &= 3A/5; \quad \bar{A}_{\pi} = 2A/5; \\ \bar{Z}_{\tau} &= 3Z/5; \quad \bar{Z}_{\pi} = 2Z/5. \end{aligned} \quad (51.7)$$

Тогда нетрудно видеть, что при подстановке в формулу (51.5) выражений для ΔW , ΔW_{π} и ΔW_{τ} , вычисленных с использованием формулы (51.6) (без последнего члена, которым пренебрегаем ввиду его малости) и условия (51.7), произойдет взаимное сокращение первого и четвертого членов в выражении для ΔW с соответствующими членами в выражениях для ΔW_{π} и ΔW_{τ} . Таким образом, выражение для Q_f принимает следующий вид:

$$Q_f = W_{\pi} + W_{\kappa} - W_{\pi.o} - W_{\kappa.o}, \quad (51.8)$$

где $W_{\pi} = \beta A^{2/3}$ — энергия поверхностного натяжения ядра; $W_{\kappa} = \gamma Z^2/A^{1/3}$ — кулоновская энергия ядра; $W_{\pi.o}$ и $W_{\kappa.o}$ — соответствующие выражения для осколков, причем

$$W_{\pi.o} = \beta (3A/5)^{2/3} + \beta (2A/5)^{2/3} = 1,25 W_{\pi} \quad (51.9)$$

(поверхностная энергия при делении растёт);

$$W_{\kappa.o} = \gamma \frac{(3Z/5)^2}{(3A/5)^{1/3}} + \gamma \frac{(2Z/5)^2}{(2A/5)^{1/3}} = 0,64 W_{\kappa} \quad (51.10)$$

(кулоновская энергия при делении уменьшается).

В результате получим

$$Q_f = 0,36 W_{\kappa} - 0,25 W_{\pi}. \quad (51.11)$$

Мерой энергии, выделяющейся при делении в виде кинетической энергии осколков, является изменение поверхностной и кулоновской энергий ядра.

Если рассмотреть в качестве примера деление ядра урана ${}^{238}_{92}\text{U}$, то подсчет W_{π} и W_{κ} с учетом коэффициентов (51.6) дает (рис. 225)

$$\begin{aligned} W_{\pi} &= 650 \text{ МэВ}; & W_{\pi.o} &= 1,25 W_{\pi} = 813 \text{ МэВ}; \\ \Delta W_{\pi} &= -163 \text{ МэВ}; & W_{\kappa} &= 950 \text{ МэВ}; \\ W_{\kappa.o} &= 0,64 W_{\kappa} = 607 \text{ МэВ}; & \Delta W_{\kappa} &= \\ &= 343 \text{ МэВ}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_f &= W_{\pi} + W_{\kappa} - W_{\pi.o} - W_{\kappa.o} = \\ &= \Delta W_{\kappa} + \Delta W_{\pi}; \end{aligned}$$

$$Q_f = 343 - 163 = 180 \text{ МэВ.} \quad (51.12) \quad \text{Рис. 225}$$

Таким образом, освобождение энергии при делении ${}^{238}_{92}\text{U}$ объясняется тем, что уменьшение W_{κ} на 180 МэВ превышает увеличение W_{π} .

Энергию β -распада Q_{β} , выделяющуюся в процессе радиоактивного превращения осколков, можно также подсчитать с помощью полуэмпирической формулы, если на изменение A и Z осколков наложить условие (51.3). Такой подсчет дает $Q_{\beta} \approx 20$ МэВ. Из них по 5 МэВ уносят электроны и γ -кванты и 10 МэВ — антинейтрино:

$$Q_{\beta} = E_e + E_{\gamma} + E_{\bar{\nu}} = 5 + 5 + 10 = 20 \text{ МэВ.}$$

Общая энергия, выделяемая при делении,

$$Q = Q_f + Q_{\beta} = 180 + 20 = 200 \text{ МэВ.}$$

Этот подсчет удовлетворительно согласуется со средними результатами измерений (см. § 53, п. 11).

2. МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ

Из выражения (51.11) следует, что $Q_f > 0$ при

$$\frac{W_{\kappa}}{W_{\pi}} = \frac{\gamma Z^2 / A^{1/3}}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{Z^2}{A} > \frac{0,25}{0,36} = 0,7 \quad (51.13)$$

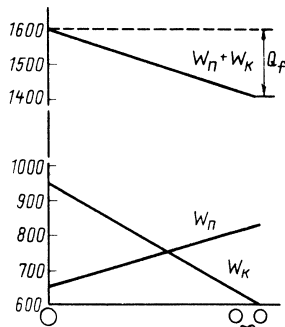
или с учетом значений β и γ при

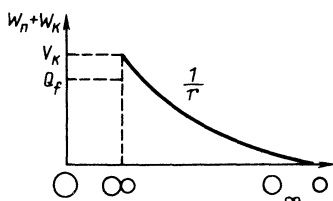
$$Z^2 / A > 17, \quad (51.14)$$

причем Q растет с ростом Z^2 / A (параметр деления). Это условие выполняется для всех достаточно тяжелых ядер, начиная с серебра:

$$Z^2 / A ({}^{108}_{47}\text{Ag}) = 47^2 / 108 = 20 > 17 \quad (51.15)$$

(даже для ${}^{91}_{40}\text{Zr}$ отношение Z^2 / A равно 17,5).





←

Рис. 226

Рис. 227



Таким образом, процесс деления энергетически выгоден для всех ядер второй половины периодической системы элементов. Однако экспериментально деление было обнаружено только для трех самых тяжелых элементов периодической системы: ${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$ и ${}_{92}\text{U}$. Для остальных ядер процесс деления в условиях опыта, описанного в § 50, оказывается невозможным, несмотря на его энергетическую выгодность.

Чтобы разобраться в чем здесь дело, рассмотрим процесс, обратный делению. Будем считать энергию осколков, разлетевшихся после деления на большое расстояние, равной нулю: $W_n + W_K = 0$. После сближения осколков до соприкосновения их энергия согласно (49.8) будет $V_K \approx 220$ МэВ, в то время как энергия ядра до деления согласно (49.5) $Q_f \approx 190$ МэВ (рис. 226). Можно полагать, что этот энергетический барьер на границе ядра и ограничивает процесс деления ядер с $Z < 90$.

Конечно, в связи с грубостью рассуждений им нельзя придавать серьезного значения, однако полученные результаты показывают, что возрастание энергии ядра в начальной стадии деления не исключено, т. е. что эта проблема требует более точного рассмотрения.

Предположим, что ядро в результате возбуждения, полученного им при захвате нейтронов, приходит в колебательное движение. Тогда в зависимости от энергии возбуждения возможны два случая. При малых энергиях возбуждения ядро будет совершать колебания, в процессе которых форма ядра будет изменяться от сферической к эллипсоидальной и обратно, при этом роль упругих сил, возвращающих эллипсоид к первоначальной сферической форме, будут выполнять силы поверхностного натяжения ядра (см. § 10).

Если же энергия возбуждения достаточно велика, то в процессе колебаний ядро может перейти через критическую точку предельной упругой деформации, после чего восстановление

первоначальной формы ядра становится невозможным. В этом случае в результате действия больших кулоновских сил отталкивания между образовавшимися полюсами вытянутого ядра оно начинает вытягиваться все больше и больше, последовательно проходя через следующие стадии деформации: шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два шара (рис. 227). При этом действие кулоновских сил оказывается настолько интенсивным, что оно уже не может быть скомпенсировано противодействием сил поверхностного натяжения, а на втором этапе (начиная с гантелеобразной формы) поверхностные силы даже способствуют разделению, «помогая» обеим половинкам гантели принять сферическую форму.

Если предположить, что образующийся на первой стадии деформации ядра эллипсоид является эллипсоидом вращения, то изменение кулоновской и поверхностной энергий ядра можно легко подсчитать.

Пусть эллипсоид вращения характеризуется большой осью $a = R(1 + \varepsilon)$ и малой осью $b = R/\sqrt{1 + \varepsilon}$, где ε — малый параметр. Такой выбор осей удовлетворяет условию несжимаемости ядерной жидкости, так как объем ядра в процессе его эллипсоидальной деформации не изменяется:

$$V_{\text{эл}} = 4\pi ab^2/3 = 4\pi R^3/3. \quad (51.16)$$

Площадь поверхности эллипсоида вращения с осями a и b

$$S_{\text{эл}} = 2\pi ab \left(\sqrt{1 - \gamma^2} + \frac{\arcsin \gamma}{\gamma} \right), \quad (51.17)$$

где $\gamma = \sqrt{a^2 - b^2}/a$. Подставляя в выражение (51.17) значения a и b и разлагая в ряд по ε , получаем

$$S_{\text{эл}} = 4\pi R^2 (1 + 2\varepsilon^2/5 + \dots). \quad (51.18)$$

Так как поверхностная энергия ядра W'_π пропорциональна его поверхности, то

$$W'_\pi = W_\pi (1 + 2\varepsilon^2/5 + \dots), \quad (51.19)$$

где W_π — поверхностная энергия шара. Поверхностная энергия растет с ростом ε .

Значение кулоновской энергии ядра, имеющего форму эллипсоида, можно найти путем решения уравнения Пуассона для равномерно заряженного по объему эллипсоида вращения. Это дает

$$W'_\kappa = W_\kappa (1 - \varepsilon^2/5), \quad (51.20)$$

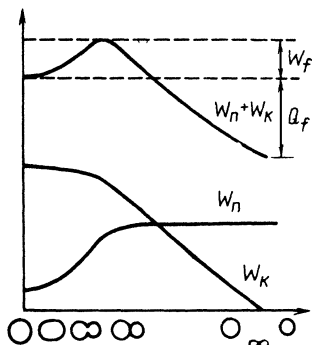


Рис. 228

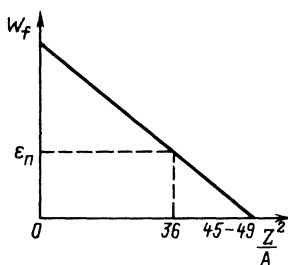


Рис. 229

где W_k — кулоновская энергия шара. Кулоновская энергия убывает с ростом ϵ .

Сравнение выражений (51.19) и (51.20) показывает, что при малых ϵ рост W'_n происходит быстрее (коэффициент $2/5$), чем убывание W'_k (коэффициент $1/5$). Сумма поверхностной и кулоновской энергий $W'_n + W'_k$, являющаяся мерой энергии делящегося ядра, изменяется при изменении ϵ следующим образом:

$$W'_n + W'_k = W_n + W_k + \epsilon^2 (2W_n - W_k)/5. \quad (51.21)$$

Характер изменения $W'_n + W'_k$ зависит от знака выражения $(2W_n - W_k)$. Для ядра урана согласно выражению (51.12) $(2W_n - W_k) > 0$ и $W'_n + W'_k$ при малых ϵ возрастает, а кривая изменения энергии ядра при делении принимает вид, изображенный на рис. 228.

Таким образом, в процессе малых эллипсоидальных деформаций энергия ядра первоначально возрастает, так что образуется энергетический барьер W_f , подобный рассмотренному в § 17 при описании α -распада. Этот барьер деления делает процесс деления энергетически невозможным (в классической физике), точнее говоря, маловероятным (в квантовой механике) даже при его большой энергетической выгодности ($Q_f > 0$).

Высота барьера W_f тем меньше, чем меньше выражение в скобках $(2W_n - W_k)$, т. е. чем меньше отношение

$$\frac{2W_n}{W_k} = \frac{2\beta A^{2/3}}{\gamma Z^2/A^{1/3}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2} \quad (51.22)$$

или чем больше параметр деления Z^2/A (рис. 229).

При $Z^2/A = 49$ скобка $(2W_n - W_k)$ обращается в нуль и $W_f = 0$. Деление такого ядра ($Z \approx 125$) должно происходить самопроизвольно и мгновенно (за ядерное время), т. е. Пери-

одическая система элементов Д. И. Менделеева должны заканчиваться в районе $Z=125^*$.

При $Z^2/A < 49$ $W_f \neq 0$ и самопроизвольное деление может происходить только за счет квантовомеханического эффекта просачивания через барьер подобно тому, как происходит α -распад. Это явление называется спонтанным делением (см. § 53).

Вероятность спонтанного деления определяется отношением Z^2/A . Чем меньше Z^2/A , тем меньше вероятность спонтанного деления. Спонтанное деление урана ($Z^2/A=36$) происходит с очень малой вероятностью, т. е. очень медленно.

Для того чтобы ядро с параметром деления $Z^2/A < 49$ разделилось быстро, в ядро должна быть предварительно внесена энергия возбуждения W , превосходящая барьер деления:

$$W > W_f. \quad (51.23)$$

Эту энергию можно внести в ядро, облучая его, например, γ -квантами. Деление становится возможным при

$$E_\gamma > W_f, \quad (51.24)$$

что дает экспериментальный метод определения W_f .

Если деление ядра вызывается нейтроном, то условие (51.23) переписывается в форме

$$W = \varepsilon_n + T'_n > W_f, \quad (51.25)$$

где ε_n — энергия связи нейтрона в ядре; T'_n — относительная кинетическая энергия нейтрона и ядра. При этом могут быть два случая: 1) $\varepsilon_n > W_f$. Деление может идти под действием тепловых нейтронов; 2) $\varepsilon_n < W_f$. Для деления необходимо, чтобы нейтроны имели кинетическую энергию T_n , удовлетворяющую условию

$$AT_n/(A+1) = T'_n > W_f - \varepsilon_n. \quad (51.26)$$

Из опыта известно, что $^{238}_{92}\text{U}$ и встречающиеся в природе изотопы $^{91}_{40}\text{Pa}$ и $^{90}_{90}\text{Th}$ делятся нейтронами с энергией $T_n \approx 1$ МэВ, а изотоп урана $^{235}_{92}\text{U}$ — тепловыми нейтронами. Отсюда следует, что барьер деления для $^{238}_{92}\text{U}$, $^{91}_{40}\text{Pa}$ и $^{90}_{90}\text{Th}$

$$W_f = \varepsilon_n + T_{\text{пор}} \approx (\varepsilon_n + 1) \text{ МэВ}, \quad (51.27)$$

* Разумеется, значение $Z^2/A=49$ сугубо ориентировочно. В разных способах подсчета оно получается несколько различным (45—49), давая для заряда последнего элемента периодической таблицы $Z=116-126$ (для A/Z принято A/Z урана). Кроме того, рассмотренная элементарная теория не учитывает оболочечных поправок, из-за которых ядра с большими Z могут оказаться достаточно долгоживущими (см. § 58 и Дополнение, пп. 4 и 13).

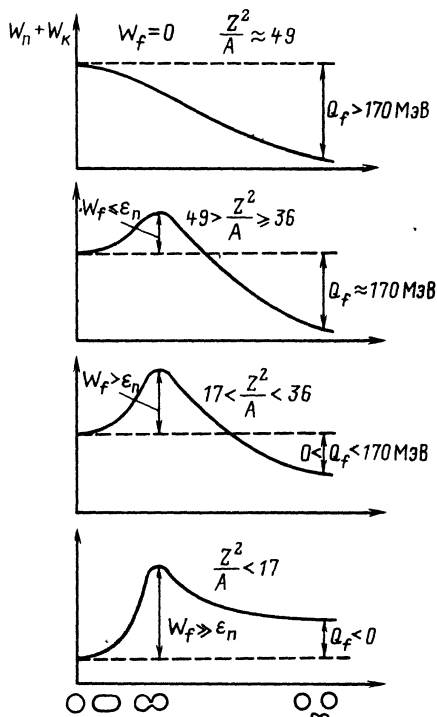


Рис. 230

а для изотопа $^{235}_{92}\text{U}$

$$W_f < \epsilon_n. \quad (51.28)$$

Различие в характере протекания процесса деления у двух изотопов ($^{238}_{92}\text{U}$ и $^{235}_{92}\text{U}$) одного и того же элемента объясняется двумя причинами. Во-первых, в соответствии с рассмотренной теорией деления ядро $^{235}_{92}\text{U}$ имеет меньшую высоту барьера деления W_f , так как для него параметр деления Z^2/A больше, чем для ядра $^{238}_{92}\text{U}$. Во-вторых, энергия присоединения (связи) нейтрона к ядру $^{235}_{92}\text{U}$ больше, чем к ядру $^{238}_{92}\text{U}$. Это объясняется тем, что при присоединении нейтрона к ядру $^{235}_{92}\text{U}$ образуется четно-четное ядро $^{236}_{92}\text{U}$, а при присоединении нейтрона к ядру $^{238}_{92}\text{U}$ — четно-нечетное ядро $^{239}_{92}\text{U}$ (см. § 3).

Расчет и опыт показывают, что барьер деления для $^{236}_{92}\text{U}$ равен 6 МэВ, а для $^{239}_{92}\text{U}$ он составляет 7 МэВ. Соответственно энергия присоединения нейтрона к ядру $^{235}_{92}\text{U}$ равна 6,5 МэВ, т. е. превышает барьер деления, а к ядру $^{238}_{92}\text{U}$ — примерно 5 МэВ, т. е. меньше барьера деления.

Оценка барьера деления для урана позволяет нанести на кривую зависимости W_f от Z^2/A кроме точки $W_f = 0$ при $Z^2/A = 49$ еще одну точку $W_f \approx \epsilon_n$ при $Z^2/A = 36$ (рис. 229).

Для более легких ядер ($Z^2/A < 36$) значение W_f можно оценить по формуле

$$W_f \sim \left[1 - \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{кр}}} \right]^3. \quad (51.29)$$

Для них барьер деления W_f становится значительно больше энергии связи нейтрона. Поэтому деление ядер с $Z^2/A < 36$

может происходить только под действием достаточно быстрых частиц (и спонтанно с очень большим $T_{1/2}$).

На рис. 230 схематически показано, как изменяются барьер и энергия деления ядер при уменьшении параметра деления. В § 53, п. 5 развитые здесь соображения о делении ядер с $Z < 90$ подтверждены экспериментально.

Мы видим, что теория деления даже в упрощенном рассмотрении правильно описывает общую картину деления наиболее тяжелых ядер (${}_{92}\text{U}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{90}\text{Th}$) и позволяет объяснить целый ряд наблюдавшихся ранее закономерностей, а также предсказать новые явления, например спонтанное деление, особенности деления быстрыми частицами не слишком тяжелых ядер.

Вместе с тем теория имеет существенные недостатки, например она не в состоянии объяснить одну из главных особенностей деления — резкую асимметрию осколков по массам. Более того, согласно изложенной теории деление на две равные части должно происходить с большей вероятностью, чем на неравные.

Капельная теория деления была усовершенствована в 1966 г. В. М. Струтинским, который предложил метод введения оболочечных поправок к энергии, даваемой капельной теорией. Новая теория удовлетворительно объясняет многие закономерности в свойствах известных элементов, в частности изменение периодов полураспада, асимметрию деления, изомерию формы (см. § 53, п. 6). Применение метода оболочечной поправки к области неизученных ядер позволяет сделать предсказания о возможном существовании новых магических чисел ($Z=114$ и $N=184$), т. е. «островка» достаточно устойчивых ядер с числом протонов и нейтронов, близким к этим числам.

§ 52. Возможность использования энергии деления

Экспериментальное подтверждение основных свойств реакции деления, особенно большого энергосвободного выделения и испускания вторичных нейтронов, имеет не только научное, но и огромное практическое значение.

Действительно, образование нейтронов в процессе деления позволяет надеяться использовать их для деления соседних ядер, сопровождающегося выделением новой порции энергии и образованием новых нейтронов, которые, в свою очередь, будут вызывать деление других ядер урана и т. д.

Если при этом в одном акте деления возникает больше одного нейтрона, то в принципе становится возможным

нарастающий процесс цепной ядерной реакции деления. Так, если на каждый акт деления возникают два нейтрона, то в идеальном случае они могут вызвать деление двух других ядер урана, в результате чего уже возникнут четыре нейтрона, которые разделят четыре ядра урана с образованием восьми нейтронов, и т. д. (размножение нейтронов).

Благодаря большой скорости этого процесса число делящихся ядер за короткое время может дойти до огромного значения, в результате чего будет выделяться колоссальная внутриядерная энергия, которую принято называть атомной энергией.

Отсюда следует, что для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов ν , возникающих в одном акте деления.

Однако для практического осуществления цепной реакции знания одной величины ν совершенно недостаточно, так как судьба возникших нейтронов деления может быть неодинаковой из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Даже если ядерная установка состоит только из одного делящегося вещества — ядерного горючего (что невозможно), вторичные нейтроны при взаимодействии с ядрами горючего обязательно будут приводить к делению их: нейтроны могут испытать неупругое рассеяние, радиационный захват или, наконец, просто могут вылететь за пределы ядерной установки. Такие побочные и вредные процессы могут очень сильно затруднить размножение нейтронов или вообще сделать цепную реакцию невозможной.

Теория цепной ядерной реакции была создана в 1939 г. советскими физиками Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном, которые показали, что протекание самоподдерживающегося цепного ядерного процесса возможно в том случае, когда коэффициент размножения нейтронов k больше или равен единице, т. е.

$$k \geq 1 \quad (52.1)$$

(k — отношение числа нейтронов, вызывающих деление, в данном и предыдущем поколениях). Если $k=1$, цепная реакция протекает при постоянной мощности, если $k>1$, мощность реакции нарастает, если $k<1$, реакция затухает.

Наряду с коэффициентом размножения k в теории цепной реакции используется понятие реактивности $\rho=(k-1)/k$. Очевидно, что значениям $k \geq 1$ соответствуют значения $\rho \geq 0$. Реактор с положительной реактивностью $\rho>0$ называется надкритическим, с нулевой $\rho=0$ — критическим, а с отрицатель-

ной $\rho < 0$ — подкритическим. Поскольку обычно $k \approx 1$, то $\rho \approx k - 1$.

Коэффициент размножения определяется величиной ν , вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами установки. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления, неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов.

Роль размеров установки очевидна: количество вылетающих нейтронов пропорционально поверхности установки S , а количество образующихся нейтронов — ее объему V . При уменьшении размеров отношение S/V растет. Поэтому с уменьшением размеров установки процент нейтронов, вылетающих через ее поверхность, увеличивается, так что при малых размерах установки цепная реакция становится невозможной даже при благоприятном соотношении между процессами поглощения и образования нейтронов. Минимальные размеры ядерной установки, при которых цепной процесс еще возможен, называются критическими размерами. Аналогично минимальная масса делящегося вещества, в котором может происходить цепная реакция, называется критической массой. Критические размеры установки можно снизить, если окружить ее так называемым отражателем, т. е. слоем неделящегося вещества с малым сечением захвата и большим сечением рассеяния. Отражатель возвращает значительную часть нейтронов, вылетевших через поверхность установки. Очевидно, при прочих равных условиях минимальные критические размеры должны быть у установок сферической формы. О роли конструкции установки, в частности о значении размещения в ней различных материалов, расскажем в п. 3.

Одна из важнейших характеристик цепной реакции — скорость ее нарастания, которая определяется коэффициентом размножения нейтронов k и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т. е. средним временем жизни одного поколения нейтронов τ . Действительно, прирост числа нейтронов за одно поколение

$$dn = n(k - 1), \quad (52.2)$$

а за единицу времени

$$dn/dt = n(k - 1)/\tau. \quad (52.3)$$

Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами

деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра.

Для уменьшения τ , т. е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов надо вести на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов были по возможности большими. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая — характером их взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т. е. процессами замедления, диффузии и захвата.

В связи с этим чрезвычайно важными оказываются сведения о механизме возникновения вторичных нейтронов и о сечениях их взаимодействия с различными веществами, используемыми в ядерных установках (ядерное горючее, замедлитель, отражатель, конструкционные материалы). Сведения о сечениях нужны во всем широком интервале энергий, начиная от тех, с которыми вторичные нейтроны испускаются в момент деления, и кончая тепловыми.

Итак, проблема осуществления цепной ядерной реакции — очень сложная. В настоящей книге невозможно охватить ее сколько-нибудь подробно, да это и не является задачей курса ядерной физики. Ограничимся описанием наиболее интересных с точки зрения ядерной физики экспериментов, выполнение которых способствовало решению задачи освобождения ядерной энергии.

1. СРЕДНЕЕ ЧИСЛО ν ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ НА ОДИН АКТ ДЕЛЕНИЯ

Величина ν измерялась Г. Н. Флеровым (в СССР), Цинном и Сцилардом (за границей) и др. Ниже рассмотрен опыт Цинна и Сциларда, в котором впервые (1939 г.) был измерен энергетический спектр нейтронов деления урана и получено наиболее близкое к современному значение ν .

Основной частью установки Цинна и Сциларда была (рис. 231) сферическая ионизационная камера *ИК*, наполненная смесью аргона (при давлении 8 ат) и водорода (при давлении 10 ат), которая позволила регистрировать протоны отдачи с энергией $T_p > 0,6$ МэВ. Протоны отдачи возникали в результате упругого рассеяния нейтронов деления урана на ядрах водорода.

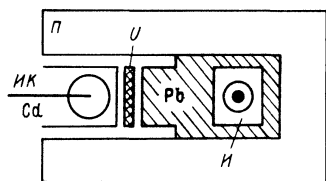


Рис. 231

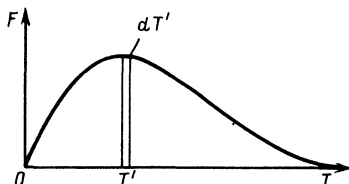


Рис. 232

Нейтроны деления испускались урановой пластинкой U , расположенной рядом с ионизационной камерой. Деление ядер урана в пластинке происходило под действием нейтронов источника I , в качестве которого использовался $(\gamma\text{-Ra} + \text{Be})$ -источник, изготовленный из 1 г радия. Для защиты камеры от γ -излучения источник был заэкранирован свинцовым экраном Pb . Для защиты камеры от нейтронов постороннего происхождения и увеличения эффекта прибор был помещен в парафин P , а для защиты от тепловых нейтронов камера была окружена кадмием Cd .

Нетрудно показать, что описанная установка позволяет определить энергетический спектр вторичных нейтронов с помощью измерения энергетического спектра протонов отдачи (всевозможных направлений), зарегистрированных ионизационной камерой.

Пусть $F(T)$ — искомый спектр нейтронов. Выберем из него нейтроны с энергией $T' \pm dT'$. Их число равно $F(T')dT'$ (рис. 232). После столкновения с протонами эти нейтроны будут с равной вероятностью $F(T')/T'$ иметь любую энергию T в интервале от 0 до T' (см. § 41, п. 1).

Число протонов отдачи с энергией $T \pm dT$

$$dN_p(T) = F(T')\sigma(T')dT'dT/T', \quad (52.4)$$

где $\sigma(T')$ — сечение $(n-p)$ -рассеяния, а $T \leq T'$ [при $T > T'$ $dN_p(T) = 0$].

Полное число протонов отдачи с энергией $T \pm dT$ получится, если проинтегрировать по T' выражение

$$dN_p/dT = F(T')\sigma(T')dT'/T' \quad (52.5)$$

по всему нейтронному спектру $F(T')$ для $T' \geq T$:

$$N(T)dT = \int_T^\infty \frac{F(T')}{T'} \sigma(T')dT'dT. \quad (52.6)$$

Из выражения (52.6) видно, что спектр протонов отдачи всевозможных направлений изображается монотонно убывающей функцией энергии T .

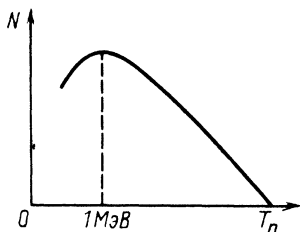


Рис. 233

Дифференцируя это выражение, получаем

$$dN/dT = -F(T)\sigma(T)/T$$

и

$$F(T) = [-T/\sigma(T)] dN(T)/dT. \quad (52.7)$$

Кривая спектра вторичных нейтронов, полученная этим методом, изображена на рис. 233. Из рисунка видно, что спектр вторичных нейтронов имеет максимум в районе 1 МэВ и плавно спадает в обе стороны от максимума.

Разумеется, описанный метод дает только ориентировочную форму спектра нейтронов деления, так как в нем используется операция дифференцирования экспериментальной кривой, приводящая к большим неточностям. Однако и в такой форме этот результат имеет очень большое значение: он позволяет в том же опыте получить первоначальное представление о числе вторичных нейтронов ν , испускаемых в одном акте деления.

Для определения ν в двух независимых измерениях были найдены число нейтронов N_n , испускаемых урановой пластинкой, и количество происходящих в ней за это же время актов деления N_f . Очевидно, что

$$\nu = N_n / N_f. \quad (52.8)$$

Подсчет числа нейтронов производился по количеству зарегистрированных протонов отдачи с учетом сечения $(n-p)$ -рассеяния для нейтронов спектра деления и геометрических факторов эксперимента.

Определение числа делений N_f было сделано при помощи небольшой вспомогательной ионизационной камеры деления, которая устанавливалась вместо урановой пластины. Так как делящееся вещество было нанесено тонким слоем (с толщиной меньше длины пробега осколка), то камера деления регистрировала все происходящие в ней акты деления. Сравнивая массы урана в камере деления и урановой пластине, можно было вычислить N_f .

В результате измерений Цинна и Сциларда для ν было получено

$$\nu = \frac{N_n}{N_f} = 2,3 \pm 0,3 \quad (52.9)$$

и, следовательно, впервые доказана принципиальная возможность цепного ядерного процесса. Более точные сведения о спектре вторичных нейтронов и значении ν были получены в последующих опытах, о которых рассказано в § 53, п. 3 и 8.

2. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ ДЕЛЕНИЯ

В одном из опытов по регистрации вторичных нейтронов, образующихся при делении урана нейтронами из $(d+d)$ -реакции, было замечено, что испускание вторичных нейтронов продолжается еще некоторое время после момента t_0 выключения ускорительной трубки, в которой получались дейтроны. Исследование этого явления показало, что около 1% вторичных нейтронов испускается не в момент деления, а спустя некоторое время после того, как деление уже произошло, осколки разлетелись и остановились. Эти нейтроны были названы запаздывающими (рис. 234, а и б).

Регистрация изменения количества запаздывающих нейтронов во времени показала, что их число убывает по кривой, которую можно разложить на несколько экспоненциальных кривых с различными периодами полураспада (они условно изображены на рис. 234, в штриховыми линиями). В табл. 24 даны значения этих периодов и доля запаздывающих нейтронов, относящихся к данному периоду.

При радиохимическом анализе осколков деления было обнаружено, что все перечисленные периоды полураспада запаздывающих нейтронов встречаются среди периодов полураспада, характеризующих β^- -превращения продуктов деления.

Для наибольших из приведенных в таблице периодов (55,7 и 22,7 с) удалось произвести химическое выделение соответствующих им продуктов деления ($^{87}_{35}\text{Br}$ и $^{137}_{53}\text{I}$) и изучить их свойства. В результате исследования было установлено, что выделенные продукты испускают запаздывающие нейтроны,

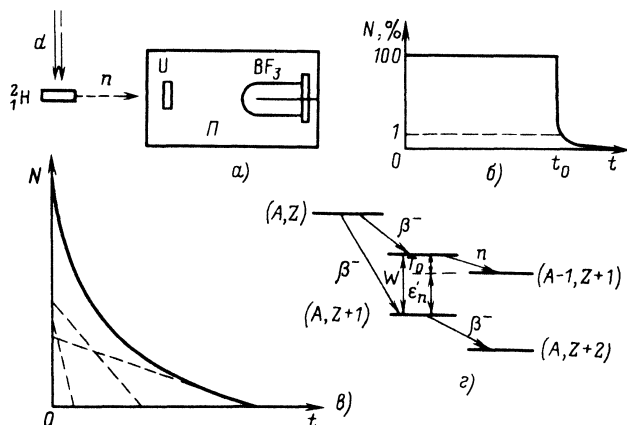


Рис. 234

Таблица 24

Период полураспада, с	Выход, % (к общему числу вторичных нейтронов)	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ
55,7	0,021	0,25
22,7	0,140	0,56
6,2	0,125	0,43
2,3	0,253	0,62
0,6	0,074	0,42
0,2	0,027	—
	0,640	

период полураспада для которых совпадает с периодом β -распада данного продукта, при этом оказалось, что запаздывающие нейтроны имеют определенную кинетическую энергию (табл. 24).

Полученные результаты позволяют понять природу возникновения запаздывающих нейтронов (см. также § 20, п. 3, а).

Как известно из § 18, β -переходы β -радиоактивных ядер могут происходить как в основные, так и в возбужденные состояния дочерних ядер, причем в последнем случае энергия возбуждения ядра идет на γ -излучение или испускание электронов внутренней конверсии.

Обычно энергия возбуждения дочерних ядер бывает сравнительно небольшой (около 1 МэВ), и упомянутые процессы являются единственно возможными. Однако для сильновозбужденных и перегруженных нейтронами осколков может наблюдаться еще один процесс — испускание нейтрона возбужденным дочерним ядром. Этот процесс происходит в том случае, если энергия возбуждения дочернего ядра превосходит энергию отделения (связи) нейтрона:

$$W > \epsilon_n. \quad (52.10)$$

Так как при выполнении условия (52.10) нейтрон испускается практически мгновенно, то время его испускания определяется временем образования возбужденного состояния, т. е. периодом полураспада соответствующего β -перехода. На рис. 234, г изображена схема образования запаздывающих нейтронов для двух сходных случаев (^{87}Br и ^{137}I).

Легко указать обстоятельства, благоприятствующие выполнению условия (52.10) и, следовательно, образованию запаздывающих нейтронов. Это запрет β -перехода в основное состояние и малая энергия отделения нейтрона. Оба эти условия выполняются в приведенных примерах.

Как в случае $^{87}_{35}\text{Br}$, так и в случае $^{137}_{53}\text{I}$ β -переход в основное состояние запрещен. Энергия отделения нейтрона мала, потому что оба дочерних ядра относятся к ядрам типа $N_M + 1$, где N_M — магическое число нейтронов.

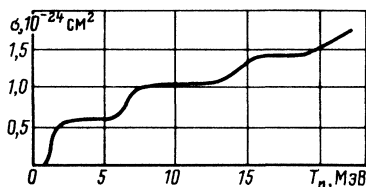


Рис. 235

Запаздывающие нейтроны испускаются осколками не только урана, но и других делящихся ядер, при этом изменяется лишь процентный состав выхода запаздывающих нейтронов с различными периодами полураспада, а сами периоды практически остаются теми же. Запаздывающие нейтроны играют очень важную роль в протекании процесса управляемой цепной ядерной реакции (см. п. 3 этого параграфа).

В настоящее время открыто и изучено более 70 излучателей запаздывающих нейтронов с $T_{1/2}$ от 0,009 до 78 с. У нейтронных спектров обнаружена тонкая структура*.

3. СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ЦЕПНОГО ЯДЕРНОГО ПРОЦЕССА

Выше уже говорилось о том, что $^{238}_{92}\text{U}$ и встречающиеся в природе изотопы $_{91}\text{Pa}$ и $_{90}\text{Th}$ делятся только достаточно быстрыми нейтронами ($T_n \approx 1$ МэВ). На рис. 235 приведена зависимость сечения деления $^{238}_{92}\text{U}$ от энергии нейтронов. Из рисунка видно, что сечение деления в интервале энергий 2—6 МэВ равно $0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, что составляет лишь небольшую долю максимально возможного сечения реакций в этой области (πR^2)**:

$$\pi R^2 = \pi (1,4 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{238})^2 \approx 2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad (52.11)$$

$$\sigma_f / \pi R^2 = \Gamma_f / \Gamma \approx 0,2.$$

Относительная вероятность других процессов равна $(\Gamma - \Gamma_f) / \Gamma = 0,8$, т. е. в 4 раза выше. Этими процессами являются неупругое рассеяние и (при меньших энергиях)

* Подробнее см. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981

** Рост сечения при $T_n \approx 7$ МэВ объясняется тем, что при этой энергии открывается новый канал реакции $^{238}_{92}\text{U}(n, n')^{238}\text{U}^*$, в результате чего образуется ядро $^{238}\text{U}^*$ с энергией возбуждения, превышающей барьер деления ^{238}U . Аналогично при $T_n \approx 13$ —15 МэВ начинается идти реакция $^{238}\text{U}(n, 2n)^{237}\text{U}^*$ с последующим делением образующегося сильно возбужденного ядра $^{237}\text{U}^*$.

радиационный захват. В процессе неупругого рассеяния нейтрон очень быстро (в большинстве случаев за одно соударение) теряет настолько большую часть своей энергии, что оставшаяся энергия становится меньше порога деления $^{238}_{92}\text{U}$ и поддержание цепного процесса за счет этого нейтрона делается невозможным.

Уже из этого очень грубого рассмотрения следует, что 4/5 нейтронов деления выпадают из игры, т. е. цепная реакция на быстрых нейтронах в $^{238}_{92}\text{U}$ возможна только в том случае, если при делении возникают, по крайней мере, пять вторичных нейтронов с энергией $T_n \geq 1 \text{ МэВ}$ ($v \geq 5$). Так как $v \approx 2 \div 3$ и часть нейтронов деления имеет $T_n < 1 \text{ МэВ}$, то эта задача оказывается невыполнимой. Примерно так же (если не хуже) обстоит дело и с другими делящимися элементами ^{90}Th и ^{91}Pa : Γ_f/Γ для ^{90}Th еще меньше, чем для урана, а ^{91}Pa значительно реже встречается в природе, чем уран.

Возможность использовать уран для получения энергии появилась после того, как была обнаружена способность $^{235}_{92}\text{U}$ делиться под действием тепловых нейтронов. Отсутствие порога для реакции деления $^{235}_{92}\text{U}$ делает процесс неупругого рассеяния нейтронов неопасным для развития цепной реакции, в результате чего она становится возможной на чистом изотопе $^{235}_{92}\text{U}$. При этом оказывается, что цепную реакцию с участием чистого $^{235}_{92}\text{U}$ можно повести как на быстрых, так и на предварительно замедленных нейтронах (так как роль другого мешающего фактора — резонансного захвата медленных нейтронов — относительно невелика). Таким образом, при наличии достаточно большого количества чистого изотопа $^{235}_{92}\text{U}$ можно решить обе задачи: получение цепного процесса взрывного типа, т. е. создание сверхразрушительного оружия — атомной бомбы, и получение управляемого цепного процесса, который можно использовать в народном хозяйстве как источник энергии.

Однако решение этих задач таким способом на начальном этапе исследований оказалось невозможным из-за чрезвычайно большой трудности получения чистого изотопа $^{235}_{92}\text{U}$. Атомная бомба была создана только в 1945 г., когда трудности разделения близких по массам изотопов тяжелых элементов были преодолены, а также научились получать в достаточных количествах другое ядерное горючее — $^{239}_{94}\text{Pu}$. Что касается управляемого цепного процесса, то его удалось осуществить значительно раньше (к концу 1942 г.) на естественной смеси изотопов урана.

Как известно, изотоп $^{235}_{92}\text{U}$ составляет 1/140 часть в естественной смеси изотопов урана. Первые измерения сечения

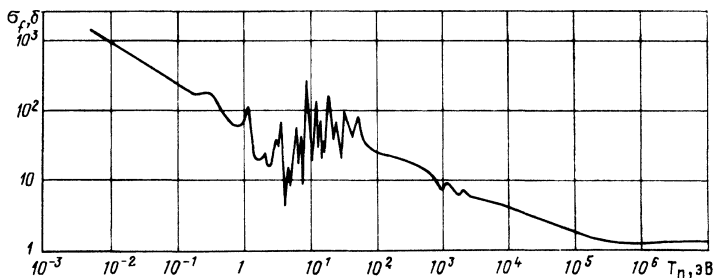


Рис. 236

деления урана тепловыми нейтронами, сделанными для естественной смеси изотопов, дали значения сечений порядка

$$\sigma_{KT} ({}_{92}\text{U}^{\text{ест}}) = (2 \div 4) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad (52.12)$$

что в пересчете на изотоп ${}^{235}_{92}\text{U}$ дает обнадеживающе большие значения:

$$\sigma_{KT} ({}^{235}_{92}\text{U}) = 140 \sigma_{KT} ({}_{92}\text{U}^{\text{ест}}) = (280 \div 560) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (52.13)$$

Этот результат впоследствии был подтвержден измерением сечения деления в функции от энергии нейтронов для изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ (рис. 236). Современное значение сечения деления ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами примерно равно $580 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 580 \text{ б.}$

Столь большое сечение деления ${}^{235}_{92}\text{U}$ приводит к тому, что вероятность деления урана в тепловой области оказывается сравнимой с вероятностью резонансного захвата (т. е. радиационного захвата ядрами урана нейтронов в процессе их замедления). И это несмотря на то, что в процессе резонансного захвата участвуют все ядра урана, а в процессе деления — только 1/140 часть их.

В связи с этим возникла мысль о создании управляемого цепного процесса на базе изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ без предварительного выделения его из естественной смеси изотопов.

Принципиальная схема получения цепного процесса очень проста. Вторичные нейтроны, возникшие в результате деления ядра урана (например, под действием космических лучей или спонтанным образом), замедляются до тепловой энергии и захватываются ядрами изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$, приводя их к делению с образованием новых вторичных нейтронов, которые снова замедляются, и т. д.

Казалось бы, самый простой путь осуществления цепной реакции по этой схеме заключается в использовании замедляющих свойств самого урана, т. е. в замедлении вторичных нейтронов за счет процессов неупругого и упругого рассеяний

на ядрах урана. Однако это неверно, так как по мере уменьшения энергии нейтронов все большую и большую роль начинает играть процесс радиационного захвата, вероятность которого (с учетом того, что этот процесс идет также и на ядрах $^{238}_{92}\text{U}$) существенно превышает вероятность деления при всех энергиях нейтронов (кроме тепловой).

Чтобы устранить вредную роль резонансного захвата, можно применить в качестве замедлителя другое вещество, ядра которого имеют малую массу, очень малое сечение радиационного захвата и большое сечение рассеяния. «Разбавление» урана замедлителем с такими свойствами должно заметно снизить роль резонансного захвата (так как при столкновении с легкими ядрами замедлителя нейтрон будет терять свою энергию большими порциями, чем при столкновениях с тяжелыми ядрами урана), в результате чего гораздо большая часть нейтронов будет благополучно замедляться до тепловых энергий. Тем не менее, если смесь урана с замедлителем однородна, роль резонансного захвата остается довольно большой, так как нейтрон любой промежуточной энергии (в том числе и резонансной) всегда может встретить на своем пути ядро $^{238}_{92}\text{U}$ и поглотиться им без деления.

Это препятствие преодолевается при использовании вместо однородной смеси из урана и замедлителя решетки, состоящей из замедлителя с периодически расположенными в нем кусками (блоками) урана. Если расстояние между блоками достаточно велико, то вторичный нейтрон, вылетев из одного блока, попадет в другой только после того, как пройдет достаточно большой путь замедления в замедлителе и выйдет за пределы резонансной области энергии. Кроме того, при блочном размещении урана возникает важный эффект экранирования, заключающийся в том, что резонансные нейтроны поглощаются практически только внешним очень тонким слоем поверхности блока. Таким образом, блочная (гетерогенная) система по эффекту резонансного поглощения оказывается эквивалентной однородной (гомогенной) системе с существенно меньшим процентным количеством урана*.

Совокупность перечисленных факторов приводит к тому, что вероятность радиационного (резонансного) захвата нейтронов в уране существенно снижается и становится возможным цепной процесс в естественном уране. Теория резонансного поглощения в гетерогенных системах с малыми

* Очевидно, что для бесконечно разбавленной системы вероятность резонансного поглощения равна нулю.

блоками развита И. И. Гуревичем и И. Я. Померанчуком в 1943 г.*.

Количественно систему, состоящую из естественного урана и замедлителя, можно охарактеризовать коэффициентом размножения

$$k = k_{\infty} \kappa, \quad (52.14)$$

где k_{∞} — коэффициент размножения бесконечной среды, т. е. реактора бесконечно больших размеров; κ — вероятность избежать утечки, т. е. вероятность того, что нейтрон не выходит за пределы реактора реальных размеров. В свою очередь, k_{∞} дается так называемой формулой четырех сомножителей:

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f, \quad (52.15)$$

где $\eta = \nu \sigma_f / \Sigma$ — число быстрых нейтронов, возникающих при захвате ураном одного теплового нейтрона [σ_f и Σ — соответственно сечение деления и сумма сечений деления и радиационного захвата в ^{235}U и ^{238}U с учетом процентного состава естественного урана: $\Sigma = \sigma_f + \sigma(n, \gamma)_{235} + 140\sigma(n, \gamma)_{238}$]; ϵ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах, т. е. увеличение числа нейтронов за счет деления быстрыми нейтронами; p — вероятность избежать резонансный захват в процессе замедления; $f = \sigma_U N_U / (\sigma_U N_U + \sigma_3 N_3)$ — коэффициент теплового использования, т. е. вероятность того, что замедлившись нейтроны будут поглощены ядрами урана, а не замедлителя** (σ_U и σ_3 — сечения поглощения тепловых нейтронов ядрами урана и замедлителя; N_U и N_3 — концентрации ядер урана и замедлителя). Примерные значения перечисленных коэффициентов для реальной системы из естественного урана и графита таковы: $\eta = 1,35$; $\epsilon \approx 1,03$; $\epsilon p f \approx 0,8$ (при оптимальной решетке). Из приведенных данных следует, что $k_{\infty} = 1,08$, т. е. для $k \geq 1$ надо $\kappa \geq 0,93$. Это соответствует размерам реактора примерно 5—10 м. Именно такими параметрами обладал первый ядерный реактор, пущенный Ферми в декабре 1942 г. в Чикаго.

Сходными параметрами обладал и первый советский ядерный реактор, построенный и запущенный под руководством

* Литературные ссылки на работы, упомянутые в этом разделе, приведены в книге Жежеруна И. Ф. Строительство и пуск первого в Советском Союзе атомного реактора. М.: Атомиздат, 1978. Там же можно познакомиться с изложенными вопросами более подробно.

** В данном случае в понятие замедлителя следует включать все вещества, кроме урана (например, конструкционные материалы).

И. В. Курчатова в декабре 1946 г. в Москве. В обоих реакторах в качестве замедлителя использовался графит, который подвергли чрезвычайно тщательной очистке (особенно от примесей кадмия и бора, сильно поглощающих тепловые нейтроны). Графит был изготовлен в виде брусков с отверстиями для урановых блоков и плотно уложен в штабель, форму которого старались приблизить к сферической (для уменьшения относительной вероятности вылета нейтронов за пределы установки, т. е. для уменьшения ее критических размеров).

Реактор Ферми был собран из 45 т урана и 450 т графита. Он не имел вентиляции и защиты и первоначально работал на мощности 200 Вт ($k=1,0006$). Впоследствии этот реактор был демонтирован и собран вновь (на этот раз с вентиляцией и защитой) в Аргонской лаборатории Чикаго. Мощность модернизированного реактора 100 кВт.

Реактор И. В. Курчатова был собран из 50 т урана и 500 т графита. Его стандартная мощность была равна 10 кВт, но во время так называемого большого пуска она могла быть доведена до 4000 кВт.

Управление первыми реакторами производилось при помощи специальных стержней, сделанных из материалов, сильно поглощающих тепловые нейтроны (кадмий, бор). При введении стержней в область, занятую решеткой (активная зона), цепная реакция прекращалась из-за сильного поглощения тепловых нейтронов кадмием или бором.

Следует заметить, что управление цепным процессом, происходящим в реакторе на тепловых нейтронах, оказалось сравнительно простой задачей в связи с тем, что некоторые нейтроны деления являются запаздывающими.

В самом деле, предположим, что коэффициент размножения k не превышает 1,0064, например

$$k = 1,005.$$

Тогда, учитывая, что около 0,64% вторичных нейтронов являются запаздывающими, легко видеть, что размножение нейтронов не может идти на одних мгновенных нейтронах (так как для них $k < 1$), в нем обязательно должны принимать участие и запаздывающие нейтроны.

Поэтому при определении среднего времени жизни $\bar{\tau}$ одного поколения нейтронов надо учитывать время испускания запаздывающих нейтронов. Подсчет $\bar{\tau}$ с учетом доли запаздывающих нейтронов дает значение

$$\bar{\tau} \approx 0,1 \text{ с}$$

(вместо значения $\bar{\tau} \approx 10^{-3}$ с, которое получается без учета запаздывающих нейтронов).

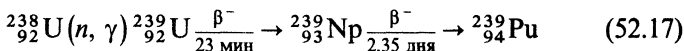
Решая уравнение (52.3) при $\tau = 0,1$ с, получаем

$$n = n_0 \exp(0,05t), \quad (52.16)$$

откуда следует, что за 1 с число нейтронов возрастает всего в 1,05 раза (при $\bar{\tau} \approx 10^{-3}$ с число нейтронов за 1 с возрастает в 150 раз). Медленный рост интенсивности цепной реакции и позволяет сравнительно просто управлять процессом ее протекания. Влияние запаздывающих нейтронов проявляется также в том, что после введения в реактор кадмиевого поглотителя цепной процесс прекращается не сразу, а постепенно.

Вскоре после пуска первых ядерных реакторов были построены реакторы огромной мощности, которые использовались для получения трансуранового элемента плутония, один из изотопов которого $^{239}_{94}\text{Pu}$ по своим свойствам сходен с $^{235}_{92}\text{U}$ и, следовательно, может быть применен в качестве ядерного горючего (в том числе в реакциях взрывного типа).

Образование плутония в реакторе происходит в результате радиационного захвата резонансных нейтронов ^{238}U и двух последовательных процессов β -распада:



(подробнее см. § 56). Получение $^{239}_{94}\text{Pu}$, а также решение проблемы выделения из урана изотопа $^{235}_{92}\text{U}$ позволили получить цепной процесс взрывного типа, т. е. построить атомную бомбу.

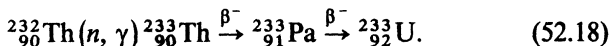
В настоящее время имеется очень много разнообразных конструкций ядерных реакторов, работающих на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах.

В тепловых реакторах основная часть делений происходит под действием тепловых нейтронов, в промежуточных реакторах — под действием нейтронов с промежуточной энергией ($1-10^3$ эВ), а в быстрых — под действием быстрых нейтронов ($T_n > 10^4$ эВ).

Активная зона тепловых и промежуточных реакторов состоит из горючего и замедлителя. Замедлителем кроме уже упомянутого графита могут быть тяжелая и обычная вода (обычная вода непригодна, если горючим является естественный уран), бериллий и его оксид, а также некоторые органические вещества.

Ядерные реакторы на быстрых нейтронах не содержат замедлителя.

В качестве ядерного горючего в реакторах используются $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, естественный уран, содержащий 99,3% изотопа $^{238}_{92}\text{U}$ и 0,7% изотопа $^{235}_{92}\text{U}$, а также естественный уран, обогащенный $^{235}_{92}\text{U}$. Как уже упоминалось, $^{239}_{94}\text{Pu}$ получается в ядерных реакторах, $^{235}_{92}\text{U}$ и обогащенный уран — в процессе разделения изотопов урана, а $^{233}_{92}\text{U}$ — в реакции



Ядерное горючее используется в твердом, жидком и керамическом (оксид, карбид) видах.

По конструкции ядерные реакторы делятся на гетерогенные, в которых ядерное горючее распределено в активной зоне дискретно (в виде решетки), и гомогенные, в которых горючее и замедлитель используются в виде однородной смеси (например, раствора или суспензии).

По характеру использования ядерные реакторы делятся на энергетические (для получения энергии), исследовательские (для исследований по ядерной и нейтронной физике и испытания материалов) и воспроизводящие (для получения ядерного горючего). Воспроизводящие реакторы бывают двух типов: реакторы-конверторы и реакторы-размножители (бридеры). Реакторы-конверторы воспроизводят примерно столько же горючего, сколько сжигают. Бридеры воспроизводят горючего больше, чем потребляют. Образование новых делящихся ядер происходит либо из ^{238}U , входящего в состав естественного урана [реакция (52.17)], либо из специально вводимого в реактор ^{232}Th [реакция (52.18)].

Часто один и тот же реактор служит для выполнения различных функций.

4. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР В ПРИРОДЕ

Выше показано, что для осуществления управляемой цепной реакции деления на естественном уране необходимо сочетание весьма специальных условий: наличие сверхчистого графита, бериллия или тяжелой воды, оптимальная относительная концентрация урана и замедлителя, блочное размещение, большие размеры системы, наличие регулирующих элементов. В природе нет тяжелой воды и чистого графита или бериллия, а цепной процесс на естественном уране, содержащем 0,72% ^{235}U , с простой водой в качестве замедлителя невозможен. Поэтому, казалось бы, в природе в принципе не может развиваться цепная реакция деления. Однако это утверждение, совершенно справедливое сегодня, оказывается неверным по отношению к давно прошедшему времени.

Известно, что периоды полураспада ^{238}U и ^{235}U соответственно равны $T_{1/2}^{38}=4,51 \cdot 10^9$ лет и $T_{1/2}^{35}=7,13 \cdot 10^8$ лет, в связи с чем 2 млрд. лет тому назад содержание ^{235}U в естественном уране было значительно выше, чем сейчас, и составляло около 3,5%. При таком «обогащении» урана изотопом ^{235}U цепная реакция может развиваться в смеси естественный уран — обычная вода. Стабилизация мощности такого природного реактора может обеспечиваться за счет изменения концентрации воды в зоне реакции при повышении температуры: сильно нагретая вода уходит из зоны реакции, реакция прекращается, зона остывает, вода возвращается и т. д.

Впервые предположение о том, что в природе работал естественный ядерный реактор, возникло после того, как один из анализов урановой руды, сделанный во Франции, дал для содержания ^{235}U значение 0,717 вместо 0,720%. Это, казалось бы, такое незначительное различие заставило физиков настроиться и проследить исследованную партию руды вплоть до ее месторождения. Дело в том, что значение 0,72% является своего рода абсолютной константой, характерной не только для любого земного месторождения урана, но и для лунного грунта и метеоритного вещества.

Анализ руды, сделанный непосредственно в районе ее месторождения (Западная Африка, Окло), показал еще более значительное обеднение изотопом ^{235}U (до 0,64%) при богатом проценте урана в руде (более 20%). Кроме того, в составе урановой руды был обнаружен избыток редкоземельных элементов, являющихся продуктами деления.

Тщательное обследование района природного реактора показало, что в мощной урановой жиле шириной 600—900 и толщиной 4—10 м с грунтовыми водами имеются глинистые достаточно больших (10—20 × 1 м) размеров линзы с высокой (20—40%) концентрацией урана. В них и происходила цепная реакция деления.

По количеству сгоревшего урана был оценен возраст реактора $1,8 \cdot 10^9$ лет, по количеству образовавшегося плутония ^{239}Pu — продолжительность работы (около 600 тыс. лет) и мощность реактора (около 25 кВт). Все расчеты были выполнены с использованием современных данных о сечениях, положениях и ширинах резонансов и показали полную взаимную согласованность. Из этого можно сделать вывод о том, что за истекшее время (около 2 млрд. лет) константа сильного (и электромагнитного) взаимодействия практически не изменилась*.

* Подробнее см. Петров Ю. В. // Успехи физ. наук. 1977. Т. 123. Вып. 3. С. 473—486.

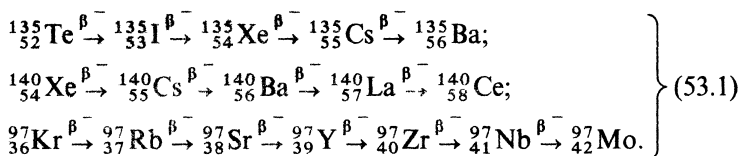
§ 53. Дополнительные вопросы физики деления

1. СВОЙСТВА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Основными свойствами осколков деления являются большая кинетическая энергия, β -радиоактивность и способность испускать мгновенные и запаздывающие нейтроны.

Остановимся подробнее на некоторых из этих свойств.

Деление ядра может происходить многими путями. Так, при изучении деления ^{235}U тепловыми нейтронами было обнаружено более 80 различных ядер-осколков, которые в процессе β -распада преобразуются в другие ядра — продукты деления. Всего в этих радиоактивных цепочках было идентифицировано около 300 нуклидов. Таким образом, средняя длина цепочки составляет 3—4 звена. Ниже приведены три примера длинных цепочек радиоактивных превращений осколков деления:



Из этих примеров видно, что в процессе последовательных β -переходов заряд первичного осколка может изменяться на 4—6 единиц (возможно, и больше, так как трудно регистрировать начальные участки цепочек из-за очень малых периодов).

Учитывая, что в разных случаях цепочки превращений имеют различную длину и что при делении образуются два осколка, можно оценить среднее число электронов и антинейтрино, испускающихся на один акт деления. Оно равно примерно шести. Кроме того, в процессе β -переходов осколков и продуктов деления должны испускаться γ -кванты, сопровождающие β -распад.

Как известно, значительная часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков. Подсчет этой величины, сделанный в § 51, п. 1, дает $Q_f = 180$ МэВ. Экспериментальное значение кинетической энергии осколков деления несколько меньше — около 170 МэВ.

Кинетическая энергия осколков расходуется на ионизацию атомов среды. Ионизационный пробег и удельная ионизация осколков на разных участках их пути в воздухе были определены экспериментально при помощи тонкой ионизаци-

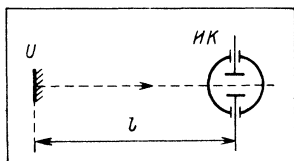


Рис 238



Рис 237

онной камеры ИК, помещенной в сосуд с воздухом, давление которого можно было изменять (рис. 237).

Если на некотором расстоянии l от камеры расположен источник осколков деления (например, урановая мишень U), то в зависимости от давления воздуха пробег осколков R будет либо больше, либо меньше l . Определив давление, при котором $R=l$, и пересчитав его на нормальное давление, можно найти пробег осколков R_0 в воздухе при нормальном давлении. В результате для пробега легкого осколка деления получено значение 25, для тяжелого 19 мм.

Пробеги могут быть измерены и другими методами, например очень просто измерить пробеги осколков в фотографической эмульсии, если в нее ввести небольшие частички из делящегося вещества. После проявления в такой эмульсии обнаруживаются короткие толстые следы осколков, средняя длина которых для легких осколков составляет 13,4, а для тяжелых осколков 10,4 мкм.

Очень оригинально выглядят следы осколков в камере Вильсона (рис. 238). След осколка вначале толстый, затем постепенно сужается и оканчивается одной или несколькими V-вилками типа наблюдавшихся при упругом рассеянии. Резкое сужение следа к концу пробега свидетельствует о быстром уменьшении ионизирующей способности по мере уменьшения скорости осколка, что, казалось бы, противоречит формуле Бора для удельной ионизации.

Объясняется этот результат тем, что осколок, образующийся при делении, лишен значительной части своих электронов, т. е. заряд его ядра существенно не скомпенсирован. В связи с этим осколок в начале своего пробега ионизирует как многозарядная частица ($Z_{эф} \approx 20$). По мере торможения осколок постепенно «обрастает» электронами, которые получают возможность «сесть» на боровские орбиты, если скорость осколка сравнивается со скоростью электрона на соответствующей орбите.

Зависимость удельной ионизации dT/dR осколка в функции от остаточного пробега $R_{ост}$ была измерена при помощи описанной выше методики с тонкой ионизационной камерой,

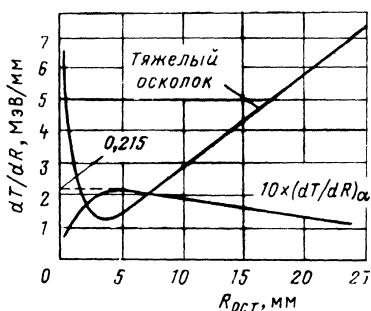


Рис. 239

в которой укладывается небольшая часть пробега. Изменяя I , можно проверить удельную ионизацию в любой части длины пробега. Полученная зависимость изображена на рис. 239. Из рисунка видно, что удельная ионизация для осколков значительно выше, чем для α -частиц (нижняя кривая на рисунке), и резко убывает с уменьшением остаточного пробега в начале пути осколка. Этот результат объясняется упомянутым выше процессом «обрастания» осколков электронами. В конце пути (малые остаточные пробеги) удельная ионизация снова возрастает, так как осколки начинают быстро терять свою энергию на ядерные взаимодействия.

Измерение углового распределения осколков деления показало его анизотропию по отношению к направлению пучка частиц, вызывающих деление. Если анизотропию α определить как отношение сечений деления под 0 и 90° к направлению пучка, то деление быстрыми частицами обычно приводит к $\alpha > 1$, а γ -квантами — к $\alpha < 1$. Качественно этот результат вытекает из закона сохранения момента количества движения. Действительно, быстрая частица вносит в ядро орбитальный момент I , перпендикулярный направлению ее движения. Поэтому результирующий момент делящегося ядра, а также орбитальный момент разлетающихся осколков также в среднем должны иметь ту же самую преимущественную ориентацию. Для дипольного γ -кванта, момент которого коллинеарен направлению пучка, орбитальный момент L осколков также должен быть коллинеарен пучку, и, следовательно, осколки будут лететь преимущественно перпендикулярно ему.

Как уже отмечено в § 50, п. 1, распределение осколков по кинетической энергии и массе только в первом приближении отвечает соотношению (50.1), потому что вероятность деления сильно (и неоднозначно) зависит от отношения масс и кинетической энергии осколков. Детальные экспериментальные исследования этого вопроса были выполнены при помощи одноканального анализатора, окно которого можно было фиксировать на определенной энергии одного осколка. Результаты измерений представлены на рис. 240, где T_d , T_t , ΣT обозначают соответственно кинетическую энергию легкого, тяжелого и обоих осколков; M_t/M_d — отношение их масс,

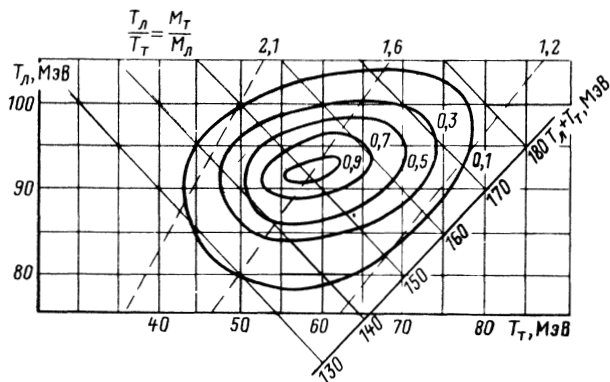


Рис. 240

а цифры у замкнутых кривых — относительную вероятность деления. Из рисунка видно, что при фиксированной вероятности деления одному и тому же значению M_T/M_L соответствуют разные значения ΣT , и наоборот. Это приводит к тому, что, например, одновременно возможно $T_L > \bar{T}_L$ и $T_T > \bar{T}_T$.

Один из продуктов деления (^{135}Xe) обладает огромным сечением захвата тепловых нейтронов ($\sigma_{KT} = 3,5 \cdot 10^6$ б), в связи с чем процесс его накопления в работающем, а также в остановленном реакторах существенно влияет на реактивность (ксеноновое отравление реактора).

В работающем реакторе постепенно устанавливается равновесное количество ядер ^{135}Xe , которое определяется конкуренцией трех процессов: образованием ^{135}Xe из ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ ч) по схеме (53.1), радиоактивным распадом самого ^{135}Xe ($T_{1/2} = 9,2$ ч) и его выгоранием в результате захвата тепловых нейтронов. Наличие этих ядер (которые равномерно распределены по активной зоне) и приводит к отравлению реактора, т. е. к снижению его коэффициента размножения k (см. § 52). Для компенсации этого эффекта реактор должен обладать запасом реактивности, т. е. потенциальной возможностью увеличения k (например, за счет удаления из активной зоны некоторого количества поглощающих стержней).

После остановки реактора процесс выгорания прекращается и конкуренция двух оставшихся процессов приводит к постепенному увеличению количества ядер ^{135}Xe (см. § 16, п. 2), т. е. дополнительному отравлению реактора (которое через 10 часов может превзойти отравление работающего реактора примерно в 5 раз). В этом случае говорят, что реактор «сидит» в ксеноновой яме (иногда ее называют йодной ямой). Запуск

такого сильно отравленного реактора в принципе возможен (если он обладает очень большой избыточной реактивностью), но крайне опасен, так как работа реактора в этих условиях неустойчива. Запуск отравленного реактора можно производить только через несколько суток, когда распадется избыток ядер ^{135}Xe и ^{135}I .

2. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ И ВРЕМЯ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Кажется очевидным, что вторичные нейтроны испускаются осколками, которые перегружены нейтронами, но в принципе можно предполагать существование и другого механизма, а именно испускание нейтронов деления из делящегося ядра в самый момент деления.

Выбор между этими двумя механизмами может быть сделан экспериментально путем измерения угловой корреляции между преимущественным направлением движения вторичных нейтронов и линией разлета осколков. При испускании нейтронов осколками нейтроны n преимущественно полетят в направлении движения легкого и тяжелого осколков $O_{\text{л}}$ и $O_{\text{т}}$ (так как время испускания мгновенных нейтронов должно быть меньше времени ионизационного торможения осколков и нейтроны будут вылетать из движущихся осколков), а при испускании нейтронов из делящегося ядра — в направлении, перпендикулярном движению осколков, так как наиболее вероятным местом вылета нейтронов является шейка делящегося ядра — область наибольшего возбуждения ядра (рис. 241, а и б).

Первый опыт по определению угловой корреляции между направлениями испускания вторичных нейтронов и движения осколков был проведен в 1947 г. при помощи установки, изображенной на рис. 242. Установка состояла из ионизационной камеры деления ИКД, которая снабжена коллиматором K , позволяющим выделять осколки определенного направления и соединенным с камерой в схему совпадений $СС$ счетчика быстрых нейтронов C , который мог располагаться под разными углами φ к направлению движения осколков. Измерения показали, что число совпадений под углами $\varphi=0$ или $\varphi=\pi$ примерно в 5 раз превосходит число совпадений под углом $\varphi=\pi/2$. Отсюда следует, что вторичные нейтроны движутся в основном в направлении разлета осколков, т. е. испускаются движущимися осколками (во всяком случае, большая их часть).

Результаты этого опыта в 1948 г. были использованы для выяснения вопроса о том, какими осколками (легкими, тяжелыми или теми и другими) испускаются вторичные нейтроны.

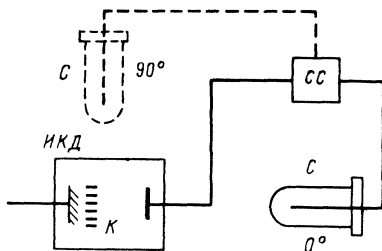
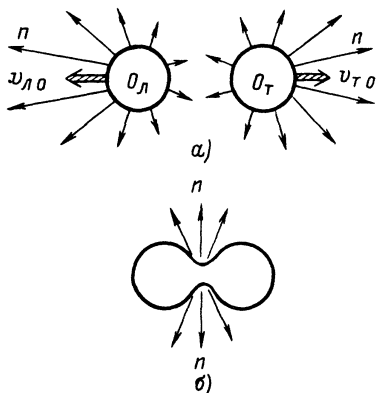


Рис. 242

Рис. 241

Для этого был поставлен опыт (рис. 243) по регистрации нейтронов деления, одновременно вылетающих из делящегося (под действием тепловых нейтронов n_{kT}) образца O под разными углами друг к другу. Нейтроны регистрировались пропорциональными счетчиками C_1 и C_2 с полиэтиленовыми пленками (для образования протонов отдачи), включенными в схему совпадений $СС$.

Опыт показал, что число пар нейтронов, испущенных в противоположные стороны (т. е. разными осколками), примерно вдвое превосходит число пар нейтронов, испущенных в одну и ту же сторону (т. е. с одним и тем же осколком).

Угол между счетчиками, град...	30	60	90	135	180
Число совпадений в 1 мин...	1,2	1,3	1,2	1,8	2,4

Таким образом, вторичные нейтроны испускаются как легкими, так и тяжелыми осколками деления.

Третий опыт из этой серии был поставлен в 1949 г. Он позволил сравнить относительные количества нейтронов деления, испускаемых легкими и тяжелыми осколками, а также оценить время испускания вторичных нейтронов.

Схема опыта (рис. 244) аналогична использованной в первом опыте. Здесь ИКД — ионизационная камера деления с коллиматором, которая может вращаться вокруг оси O , при этом будет изменяться угол φ между направлениями движения осколков и вторичных нейтронов, которые

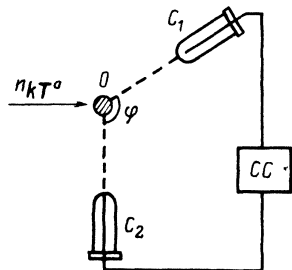


Рис. 243

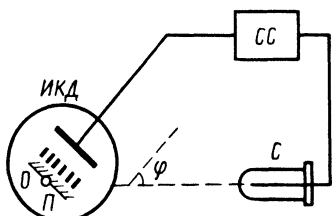


Рис. 244

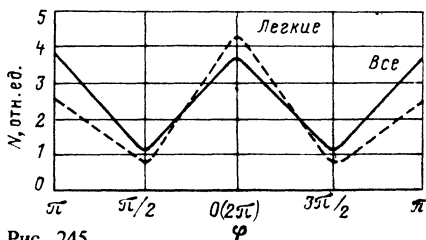


Рис. 245

регистрируются счетчиком C , включенным в схему совпадений CC с камерой. Существенной особенностью опыта была возможность выделять эффект от легких осколков (которые имеют большую кинетическую энергию, чем тяжелые, и, следовательно, создают больший импульс в ионизационной камере).

Результаты опыта (для $^{239}_{94}\text{Pu}$) приведены на рис. 245. Из рисунка видно, что число совпадений под углами $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$ одинаково для всех осколков и отличается $[N(0)/N(\pi)=1,72]$ для легких осколков. Отсюда нетрудно сделать вывод, что легкие осколки испускают больше нейтронов, чем тяжелые. Количественная обработка результатов опыта дает 30%-ное превышение.

Аналогичные данные получены и для других ядер, делящихся тепловыми нейтронами [для $^{233}_{92}\text{U}$ отношение $N(0)/N(\pi)=2,05$, для $^{235}_{92}\text{U}$ отношение $N(0)/N(\pi)=1,85$].

Описанный опыт позволяет сделать заключение о времени, проходящем между моментом деления и моментом испускания вторичных нейтронов. Действительно, из механизма испускания нейтронов деления следует, что при $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$ счетчик нейтронов регистрирует в основном нейтроны, испущенные осколками, движущимися в сторону счетчика, причем опыт дает одинаковое (с погрешностью около 2%) число совпадений в обоих случаях. Однако эти случаи отличаются друг от друга тем, что при $\varphi=0$ осколки, летящие по направлению к счетчику, вылетают из слоя делящегося вещества непосредственно в газ ионизационной камеры, тогда как при $\varphi=\pi$ они должны предварительно пройти через подложку P толщиной 0,5 мкм, на которую нанесен слой делящегося вещества (см. рис. 244). Так как начальная скорость осколков равна $1,2 \cdot 10^9$ см/с, то они затратят на прохождение подложки время

$$\tau_0 = 5 \cdot 10^{-5} / 1,2 \cdot 10^9 = 4 \cdot 10^{-14} \text{ с}, \quad (53.2)$$

при этом осколки потеряют около 5 МэВ кинетической энергии, что приведет к снижению их скорости. Но характер испускания вторичных нейтронов зависит от скорости испускающих их

осколков. При снижении скорости осколков угловое распределение нейтронов должно становиться более изотропным, т. е. в направлении движения осколков будет лететь меньше нейтронов. Поэтому число отсчетов в счетчике для случая $\varphi = \pi$ должно зависеть от того, когда вылетают нейтроны из осколков — до прохождения ими подложки или после. В первом случае число отсчетов при $\varphi = \pi$ будет таким же, как и при $\varphi = 0$, во втором счет при $\varphi = \pi$ должен быть меньше. Из равенства счета следует, что нейтроны вылетают до прохождения осколков через подложку, откуда получается оценка времени испускания вторичных нейтронов

$$\tau < \tau_0 = 4 \cdot 10^{-14} \text{ с.} \quad (53.3)$$

3. СПЕКТР НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Спектр нейтронов деления был изучен методом измерения энергетического распределения лобовых протонов отдачи, возникающих в ядерной фотоэмульсии при облучении ее вторичными нейтронами.

Схема опыта изображена на рис. 246. Тепловые нейтроны n_{KT} , выходящие из канала ядерного реактора, попадали на небольшой образец O , изготовленный из делящегося вещества, и вызывали в нем деление с образованием вторичных нейтронов n_d , вылетающих во всевозможных направлениях. Регистрирующая их фотопластинка $\Phi\Pi$ располагалась вне пучка тепловых нейтронов на некотором расстоянии от образца.

Для защиты от фона тепловых нейтронов (которые при взаимодействии с азотом эмульсии порождают протоны с энергией около 0,6 МэВ) фотопластинка помещалась в кадмиевую кассету Cd . Кроме того, учет фона проводился с помощью контрольного опыта, в котором фотопластинка облучалась в условиях, когда образец был заменен моделью из неделящегося, но рассеивающего нейтроны пучка материала.

Чтобы получить спектр нейтронов, среди следов протонов отдачи выбирались те, которые соответствовали случаям лобового или почти лобового соударения (с углом отдачи не больше 10°). Тогда в соответствии с § 24 энергия протона отдачи практически совпадала с энергией вызвавшего его нейтрона:

$$T_p = T_0 \cos^2 \psi \approx T_0, \quad (53.4)$$

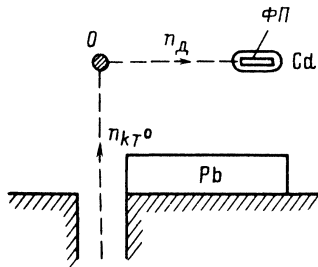


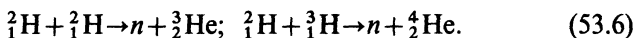
Рис. 246

и спектр нейтронов $F(T_n)$ получался из спектра лобовых протонов отдачи $\Phi(T_p)$ простым делением на сечение $(n-p)$ -рассеяния при соответствующей энергии:

$$F(T_n) = \Phi(T_p) / \sigma_{np}. \quad (53.5)$$

Для получения надежных результатов было проанализировано много тысяч следов, причем из-за сильно убывающего характера нейтронного спектра вся исследуемая энергетическая область была разбита на несколько интервалов, обработка которых производилась отдельно, а результаты сопоставлялись между собой по перекрывающимся участкам.

Оценка разрешающей способности и энергетическая калибровка метода были сделаны в специальных опытах по облучению фотопластинок нейтронами с энергией 2,5 и 14 МэВ из реакций



На рис. 247 приведены результаты измерения спектра вторичных нейтронов. Форма спектра с хорошей точностью передается формулой

$$F(T) \sim e^{-T} \text{sh} \sqrt{2T}, \quad (53.7)$$

где T — энергия нейтронов, МэВ. Эту формулу можно получить расчетным путем, если предположить, что нейтроны «испаряются» движущимся осколком*.

Некоторое превышение экспериментальных результатов над расчетной кривой в области низких энергий, возможно, указывает на наличие в составе спектра небольшого (10—20%) количества нейтронов, испущенных не из осколков, а непосредственно из делящегося ядра.

Из рис. 247 и формулы (53.7) видно, что в спектре вторичных нейтронов представлены нейтроны довольно высоких энергий (в настоящее время измерения доведены до 17 МэВ), однако из-за чрезвычайно быстрого спада кривой в сторону больших энергий средняя энергия нейтронов деления составляет

$$\bar{T} \approx 2 \text{ МэВ}. \quad (53.8)$$

* Формула (53.7) была впервые опубликована (Nucleonics. 1951. Vol. 8, № 8. P. 78) как полуэмпирическое выражение, аппроксимирующее наблюдаемый спектр нейтронов деления. В Советском Союзе спектр нейтронов деления, удовлетворяющий формуле (53.7), и сама формула были независимо получены в том же 1951 г. И. И. Гуревичем и К. Н. Мухиным. Спектры нейтронов деления для ${}^{235}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ в широком интервале энергий (см. рис. 247) впервые получены в 1950—1951 гг. К. Н. Мухиным, Л. М. Барковым, Р. И. Герасимовой (см. обзорный доклад Б. Г. Ерозолимского в кн.: Физика деления атомных ядер. М.: Атомиздат, 1957. С. 74—97, а также Terrell James // Phys. Rev. 1959. Vol. 113, № 2, P. 527).

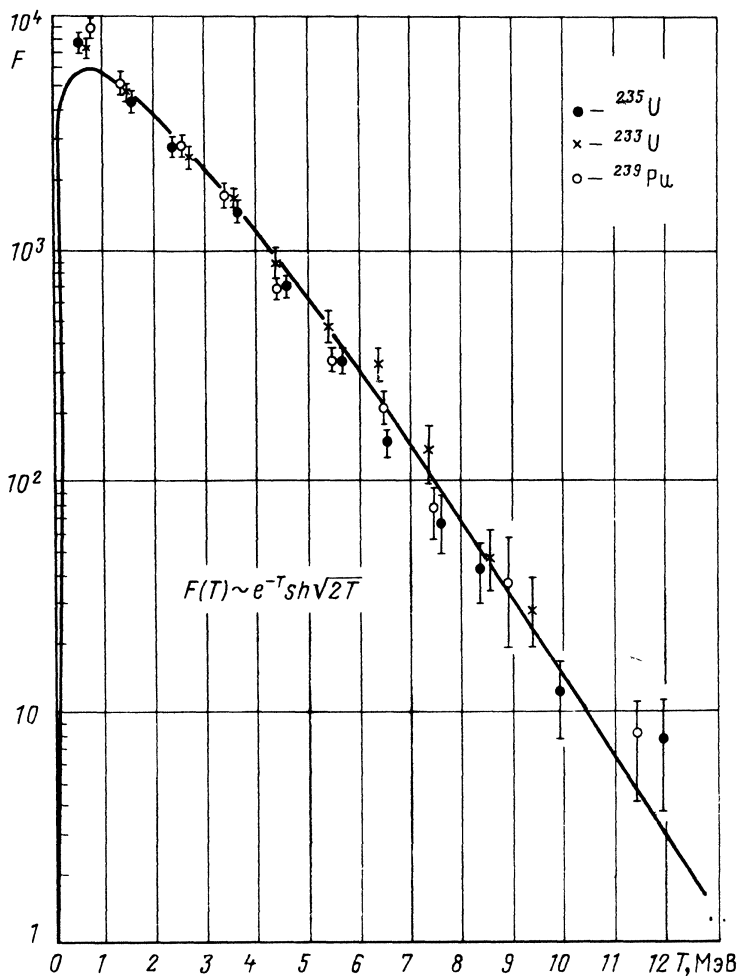


Рис. 247

4. МГНОВЕННЫЕ γ -КВАНТЫ ДЕЛЕНИЯ

Кроме γ -квантов, сопровождающих β -распад осколков и других продуктов деления и, следовательно, испускающихся в течение длительного времени, при изучении деления были обнаружены мгновенные γ -кванты, испускаемые возбужденными

первичными осколками в процессе их перехода в основное состояние после вылета мгновенных нейтронов деления.

В первых опытах для регистрации мгновенных γ -квантов деления использовались счетчик Гейгера — Мюллера с толстым катодом и ионизационная камера, включенная в схему совпадений. Эффективность толстостенного счетчика приблизительно пропорциональна энергии регистрируемых γ -квантов. Поэтому отношение числа совпадений к числу осколков должно быть пропорционально энергии γ -излучения, приходящейся на один акт деления.

После калибровки счетчика по γ -квантам ThC'' и ^{60}Co было найдено, что за один акт деления в форме мгновенных γ -квантов освобождается около 5 МэВ энергии. В последующих опытах это значение было уточнено (7 МэВ), а также было показано, что в среднем на один акт деления испускается около 8 квантов со средней энергией около 1 МэВ. Спектр испускаемого γ -излучения имеет непрерывный характер и убывает с ростом энергии. Максимальная энергия γ -квантов примерно равна 7 МэВ. Оценка времени испускания мгновенных γ -квантов показала, что для основной части γ -квантов оно не превышает нескольких наносекунд.

5. ДЕЛЕНИЕ БЫСТРЫМИ ЧАСТИЦАМИ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ. АСИММЕТРИЯ ДЕЛЕНИЯ

Очень интересные результаты были получены при сравнении формы кривой распределения осколков по массам для разных энергий возбуждения делящегося ядра.

Как показано в § 50, при делении урана тепловыми нейтронами выход осколков деления резко асимметричен по массе. Среднее значение отношения масс легких и тяжелых осколков равно 2:3. Детальное изучение деления ^{235}U показало, что асимметричное деление идет с вероятностью, в $6 \cdot 10^2$ раз превышающей вероятность симметричного деления (рис. 248, а). Аналогичные результаты получены и для других ядер, делящихся тепловыми нейтронами (^{233}U , ^{239}Pu).

Кроме того, асимметричное деление наблюдается при вынужденном делении всех элементов, начиная с Th, если оно вызвано частицами не очень высокой энергии, а также при спонтанном делении тяжелых ядер. Таким образом, во всех случаях деления ядер при невысоких энергиях возбуждения массовая кривая осколков оказывается двугорбой.

С ростом энергии возбуждения ядра деление симметризуется. Так, например, при делении ядра урана протонами

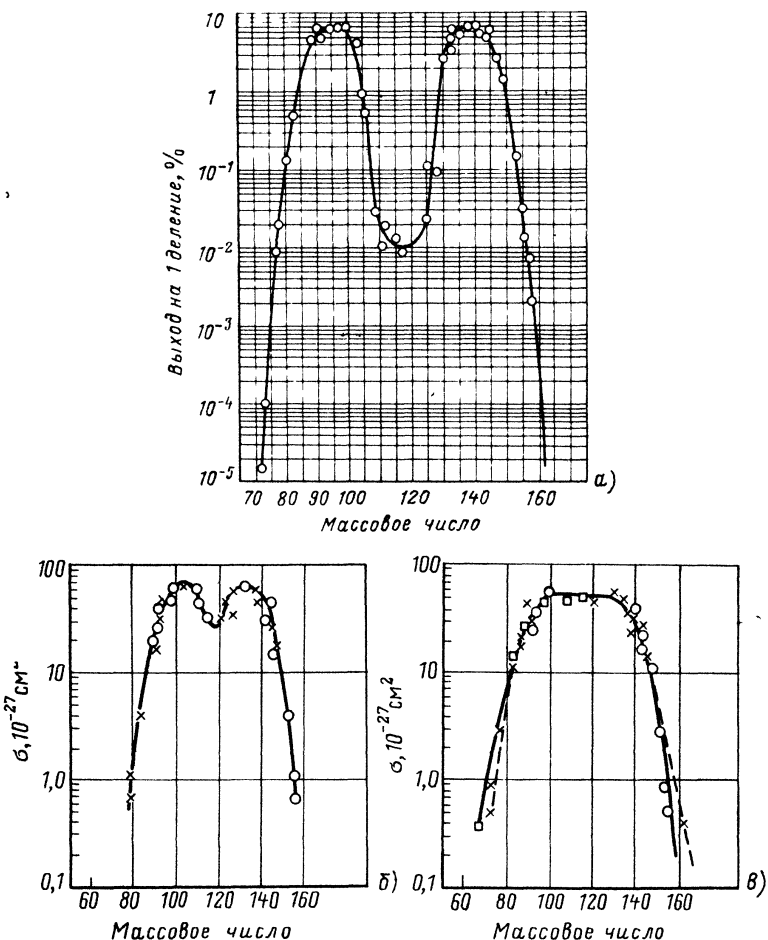


Рис. 248

с энергией 32 МэВ вероятность симметричного деления возрастает приблизительно в 300 раз (рис. 248, б), а при энергии возбуждения около 150 МэВ массовая кривая становится однокорбой (рис. 248, в).

Вопрос об асимметрии деления является одним из самых трудных вопросов физики деления. Расчет высоты барьера деления W_f в зависимости от деформации ядра показывает, что $W_f^{\text{мин}}$ соответствует симметричному делению, т. е. энергетическая поверхность $W_k + W_n$ имеет седловую точку при

симметричной деформации. Поэтому с точки зрения капельной модели деления (которая во многом подтверждается экспериментально) симметричное деление должно быть наиболее вероятным.

В ряде работ расхождение теории с экспериментом объясняют проявлением оболочечных эффектов при формировании осколков деления. Сущность этого объяснения заключается в следующем. Начальная стадия деформации ядра является симметричной. Однако после того как седловая точка достигнута, фактическое разделение ядра на осколки происходит не сразу, а после того как сформируются нуклонные оболочки будущих осколков деления. Число нуклонов в этих оболочках оказывается неодинаковым, что и определяет асимметрию деления. Эта гипотеза согласуется с грубыми оценками времени формирования оболочек $\tau_{об}$ и времени деления $\tau_{дел}^*$:

$$\tau_{об} \approx \hbar / \overline{\Delta E_{об}} \approx 10^{-21} \text{ с} < \tau_{дел} = \delta / v \approx 10^{-20} \text{ с},$$

где $\overline{\Delta E_{об}} \approx 1 \text{ МэВ}$ — среднее расстояние между одночастичными уровнями в оболочечной модели; δ — расстояние между разлетевшимися осколками (около 10^{-11} см); v — скорость осколка (около 10^9 см/с). Для иллюстрации описанной схемы возникновения асимметрии рассмотрим в качестве примера деление ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами. Делящееся ядро ${}^{235}_{92}\text{U}$ содержит 144 нейтрона, т. е. достаточное количество для образования двух разных оболочек: одной из 82 нейтронов (для тяжелого осколка) и другой из 50 нейтронов (для легкого). Допустим, что оставшиеся 12 нейтронов делятся между осколками поровну. Тогда легкий и тяжелый осколки будут содержать соответственно 56 и 88 нейтронов.

Считая, что в них должно сохраниться соотношение между числом нейтронов и протонов, характерное для ${}^{236}_{92}\text{U}$, получаем, что легкий осколок должен содержать 36—38 протонов и, следовательно, иметь массовое число $A_{л} \approx 92 \div 94$, а тяжелый 54—56 протонов и иметь массовое число $A_{т} \approx 142 \div 144$.

Полученные характеристики осколков хорошо согласуются с экспериментом как по среднему значению масс для легкого и тяжелого осколков $A_{л} : A_{т} = (92 - 94) : (142 - 144) = 2 : 3$, так и по заряду большинства первичных осколков деления. Радиохимический анализ выхода различных осколков показывает, что имеется восемь радиоактивных цепочек, начинающихся с $Z = 36$, и семь цепочек, начинающихся с $Z = 54$, с общим выходом 75%. Каждая из этих цепочек имеет выход не меньше 4,6%.

* Экспериментальные оценки $\tau_{дел}^*$, сделанные методом теней (см. § 65), приводят к значениям $\tau_{дел}^{экс} \leq 10^{-17} \text{ с}$.

Развитая точка зрения подтверждается также тем, что положение и форма правого «горба» массовой кривой практически совпадают для всех изученных делящихся ядер (от ${}^{234}_{92}\text{U}$ до ${}^{252}_{98}\text{Cf}$), в то время как левый «горб» для более тяжелых делящихся ядер сдвигается вправо. Возможно, это означает, что в тяжелом осколке формируется не только нейтронная оболочка из 82 нейтронов, но также и протонная оболочка из 50 протонов, вследствие чего тяжелый осколок имеет дважды магический «остов», присоединение добавочных нуклонов к которому должно быть очень затруднено.

Наконец, отмеченная симметризация деления с ростом энергии возбуждения делящегося ядра также говорит в пользу оболочечного механизма возникновения асимметрии, так как известно, что оболочечные эффекты проявляются только при малых энергиях возбуждения.

В заключение следует заметить, что все приведенные выше соображения носят качественный характер. Другое возможное объяснение асимметрии деления приведено в п. 6.

6. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ. ИЗОМЕРЫ ФОРМЫ

В § 51 показано, что путем туннельного перехода может происходить самопроизвольное деление ядра без предварительного возбуждения. Этот процесс, называемый спонтанным делением, подобен процессу α -распада. Осколки деления «просачиваются» через потенциальный барьер, образующийся при первоначальной деформации делящегося ядра (см. рис. 228).

Вероятность спонтанного деления определяется прозрачностью потенциального барьера для осколков, которую можно оценить при помощи формулы, аналогичной выражению (17.17), используемому для анализа α -распада:

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MW_f} d\right), \quad (53.9)$$

где M — приведенная масса осколка; W_f — высота барьера деления; d — ширина барьера деления (радиус осколка).

Оценки, сделанные по формуле (53.9), приводят к очень большим значениям периода полураспада для спонтанного деления урана ($\tau \approx 10^{20}$ лет), что указывает на чрезвычайную трудность экспериментального наблюдения этого явления.

Впервые опыт по обнаружению спонтанного деления был поставлен в 1940 г. советскими физиками Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком, работавшими под руководством И. В. Курчатова. Для регистрации спонтанного деления изго-

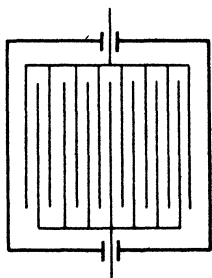


Рис. 249

товили специальную многослойную камеру деления (рис. 249), пластины которой были покрыты тонким слоем оксида урана ($10\text{—}20\text{ мг/см}^2$). Всего в камере содержалось 15 пластин общей площадью 10^3 см^2 (в дальнейшем площадь пластин камеры увеличили до $6 \cdot 10^3\text{ см}^2$). Осколки, образующиеся при делении, вызывали в камере ионизационные импульсы, которые подавались на усилитель и регистрировались механическим счетчиком.

При изготовлении усилителя были приняты специальные меры для повышения его разрешающей способности, чтобы исключить регистрацию ложных импульсов «осколочного» типа, которые могут возникнуть в результате наложения большого числа импульсов от α -частиц, испускаемых ураном.

Установку предварительно проверили в условиях регистрации вынужденного деления, вызванного очень слабым нейтронным источником. Установка показала высокую чувствительность. При этом были изучены форма ионизационных импульсов, вызываемых осколками, и распределение импульсов по амплитуде.

В первых опытах, выполненных без нейтронного источника, было зарегистрировано небольшое число (в среднем шесть в час) ионизационных импульсов, величина и форма которых оказались сходными с величиной и формой импульсов, вызванных осколками вынужденного деления. Эти импульсы естественно было приписать спонтанному делению.

Для того чтобы исключить возможность другого объяснения природы этих импульсов, поставили серию контрольных опытов, которые показали, что зарегистрированные импульсы нельзя объяснить ни наводками в усилителе, ни наложением большого числа импульсов от α -частиц, ни вынужденным делением урана, происходящим под действием космических частиц.

Появление импульсов из-за наводки на усилитель исключалось, так как в опыте с камерой без уранового покрытия импульсы не возникали. Для исключения второй причины в камере был удвоен фон α -частиц (за счет наполнения ее радиоактивным газом — торием). Однако это не привело к увеличению эффекта. Наконец, для исключения возможности вынужденного деления урана космическими частицами поставили контрольный опыт на одной из станций московского метрополитена, расположенной глубоко (около 50 м) под землей. В этом опыте не наблюдалось уменьшения эффекта.

Таким образом, в результате серии контрольных опытов окончательно установили существование спонтанного деления урана. Оценка периода полураспада дала значение $(4 \pm 1) \cdot 10^{16}$ лет (по современным данным $T_{1/2} = 0,8 \cdot 10^{16}$ лет).

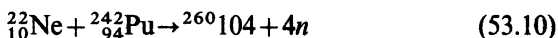
В настоящее время спонтанное деление обнаружено и изучено для очень большого числа тяжелых ядер, начиная с тория и кончая 107-м элементом. Установленные при этом закономерности существенно помогают при идентификации новых изотопов трансурановых элементов (см. § 58 и Дополнение, пп. 4 и 13).

Характеристики спонтанного деления очень близки к характеристикам вынужденного деления, происходящего при малых энергиях возбуждения. Так, оба вида деления характеризуются резко двугорбой кривой выхода осколков; в обоих случаях испускаются нейтроны деления и мгновенные γ -кванты со сходными энергетическими спектрами (см. Дополнение, п. 5).

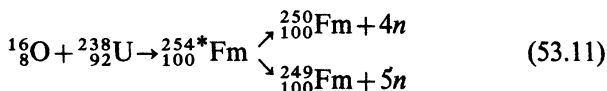
Впервые нейтроны, испускающиеся при спонтанном делении, были зарегистрированы в 1941 г. Ферми при конструировании первого ядерного реактора. Измерения показали, что при спонтанном делении урана испускается на один акт деления $\nu = 2,2 \pm 0,3$ нейтрона. Подробнее о значении ν для спонтанного деления разных ядер см. п. 8.

В 1961 г. в Дубне в лаборатории Г. Н. Флерова С. М. Поликановым с сотрудниками было открыто новое ядерное явление — спонтанное деление в изомерном (т. е. возбужденном и имеющем достаточно большое время жизни) состоянии. Это открытие было сделано что называется «случайно» во время первых опытов по синтезу 104-го элемента.

Изучались реакция



под действием ионов ${}_{10}^{22}\text{Ne}$ с энергией 115 МэВ и контрольная реакция



под действием ионов ${}_{8}^{16}\text{O}$, в которой образуются изотопы фермия с известными свойствами.

Опыт ставился при помощи установки, схема которой изображена на рис. 250. Ионы I попадали через тонкую алюминиевую подложку Al на ядра мишени M , взаимодействовали с ними, образуя ядра-продукты $Я$, которые вылетали из мишени и осаждались на быстро вращающийся алюминиевый диск D . После поворота диска на некоторый угол продукты реакции оказывались перед двумя детекторами

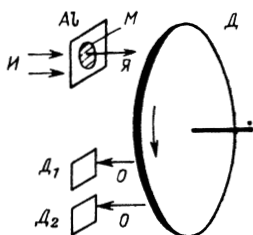


Рис. 250

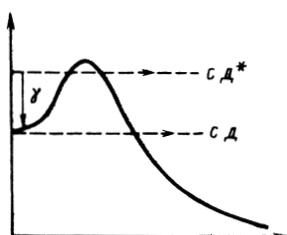


Рис. 251

D_1 и D_2 осколков O спонтанного деления, по разности счета в которых можно было определить период полураспада. В качестве детекторов использовались ионизационные камеры или фотопластинки. Ввиду того что в это время еще не было выведенных пучков ионов, все устройство размещалось внутри камеры ускорителя.

Опыт дал $T_{1/2}^{c, D} = 0,014$ с, который в связи со своей исключительной малостью не может принадлежать ни одному из всех возможных ядер-продуктов, образующихся при взаимодействии ^{16}O с ^{238}U (ими в принципе могли быть многие изотопы восьми трансурановых элементов, начиная от ^{93}Np и кончая ^{100}Fm). Единственное объяснение опыта заключается в том, что зарегистрированный период $T_{1/2}^{c, D} = 0,014$ с принадлежит изомерному состоянию одного из этих изотопов.

Последующие опыты с более легкими, чем ^{16}O , частицами показали, что спонтанно делящимся изомером является изотоп америция $^{242*}_{95}\text{Am}$, который в основном состоянии имеет период полураспада относительно спонтанного деления $T_{1/2}^{c, D} = 10^{14}$ лет.

Два обстоятельства вызвали большое удивление. Во-первых, отношение периодов полураспада для основного и изомерного состояний оказалось равным 10^{23} , что в 10^7 раз превосходит максимально возможное отношение, которое соответствует обычной интерпретации изомерного состояния как уровня в потенциальной яме, образованной барьером деления (рис. 251). Во-вторых, непонятно, почему при столь больших энергиях возбуждения отсутствуют γ -переходы из возбужденного состояния в основное.

Вскоре после обнаружения первого спонтанно делящегося изомера были открыты изомеры для других изотопов этого элемента, а затем и для многих изотопов других тяжелых элементов. К 1976 г. стало известно более трех десятков спонтанно делящихся изомеров для элементов, начиная с ^{92}U и кончая ^{97}Bk , с периодами полураспада от $2 \cdot 10^{-9}$ до $1,4 \cdot 10^{-3}$ с. И во всех случаях наблюдалась одна и та

же удивительная картина — исключительно высокая вероятность спонтанного деления (которая в среднем в 10^{26} раз превосходит вероятность спонтанного деления из основного состояния) и очень сильная заторможенность γ -переходов. Для объяснения этих особенностей потребовалось систематическое изучение свойств изомеров нового типа.

Известно (см. § 19), что обычная ядерная изомерия наблюдается для возбужденных состояний, которые близко расположены к основному состоянию и сильно отличаются от него по моменту количества движения. Поэтому важной задачей изучения обнаруженного явления было определение энергии и спинов изомерных состояний. На раннем этапе исследования энергию изомерных состояний определяли из сравнения порогов образования данного изотопа в основном и изомерном состояниях. Для большинства изомеров она находится в пределах 2—4 МэВ, группируясь около 2,5—3 МэВ. Спин спонтанно делящихся изомеров должен быть небольшим. Это следует из того, что сечение образования изомеров в реакции радиационного захвата нейтрона (которая не может привести к большому возрастанию спина) больше сечения их образования в реакциях под действием тяжелых ионов (которые могут вносить в ядро-продукт большие моменты количества движения).

Таким образом, для спонтанно делящихся изомеров типичны большая энергия возбуждения и небольшой спин, что не позволяет их отождествлять с обычными ядерными изомерами. Кроме того, для новых изомеров характерно аномально большое отношение периодов полураспада для основного и возбужденного состояний, что также не укладывается в обычную схему. Возможное объяснение природы нового класса изомеров как изомеров формы было предложено в 1966 г. Г. Н. Флеровым* и обосновано в 1967 г. В. М. Струтинским**.

Известно, что расчеты, основанные на капельной модели, давая качественное и грубо количественное согласие с экспериментом, не позволяют получать точных результатов, которые, однако, удастся получить введением поправок, основанных на одночастичных моделях. Именно так, например, обстоит дело с полуэмпирической формулой для энергии связи, которая содержит поправочные члены, привлеченные из одночастичных моделей. Напомним, что в некоторые варианты этих формул для наилучшего

* Флеров Г. Н., Друин В. А. Структура сложных ядер. М.: Атомиздат, 1966. С. 249—271.

** Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. 1967. Vol. A95. P. 420.

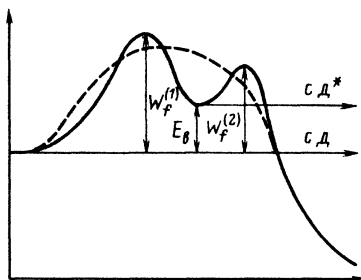


Рис. 252

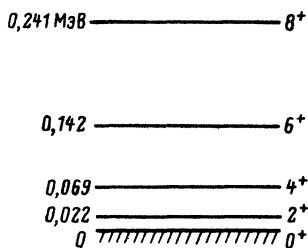


Рис. 253

согласия с экспериментом вносили оболочечные поправки. Поэтому представляется вполне естественной попытка ввести одночастичную (оболочечную) поправку на величину барьера деления, полученную из капельной модели.

В соответствии с этой идеей предполагается, что потенциальная энергия ядра состоит из двух слагаемых:

$$V = V_{\text{к.м}} + \delta, \quad (53.12)$$

где $V_{\text{к.м}}$ — часть потенциальной энергии, описываемая капельной моделью, а δ — оболочечная поправка к ней. Значение $V_{\text{к.м}}$ плавно изменяется от ядра к ядру, значение δ сильно зависит от числа нуклонов в ядре и по порядку величины сравнимо с высотой барьера деления.

Детальные расчеты, сделанные для разных ядер, привели к весьма любопытным результатам. Оказалось, что барьер деления в седловой точке имеет форму не одного, а двух горбов, в результате чего при большой деформации ядра появляется второй минимум потенциальной энергии (рис. 252). Он соответствует возбужденному и достаточно долгоживущему, т. е. изомерному, состоянию ядра. Однако природа этой изомерии отличается от описанной ранее обычной изомерии. В данном случае малая вероятность γ -переходов определяется не большой разностью моментов у возбужденного и основного состояний ядра, а большим барьером, разделяющим две потенциальные ямы. Волновая функция, характеризующая ядро в изомерном состоянии, слабо проникает в область первого минимума. Вместе с тем понятной становится и очень большая вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии, которая обусловлена малой высотой и шириной второго барьера $W_F^{(2)}$. Что касается спонтанного деления из основного состояния, то оно определяется параметрами обоих барьеров, т. е. фактически параметрами старого одногорбого барьера капельной модели (пунктир на рис. 252). Таким образом,

с помощью двугорбого барьера деления естественно объясняется как колоссальное различие в периодах полураспада спонтанного деления для основных и возбужденных состояний, так и большая заторможенность γ -переходов. Любопытно также отметить, что учет оболочечных эффектов на 2 МэВ снижает высоту второго барьера для ${}_{92}\text{U}$, ${}_{91}\text{Pa}$ и ${}_{90}\text{Th}$ при октапольной (грушевидной) деформации. Другими словами, возникает возможность естественным образом объяснить асимметрию деления как облегченный переход через второй барьер в случае асимметричных деформаций.

Если описанная модель верна, тогда наблюдаемые изомеры спонтанного деления следует классифицировать как изомеры формы. В целях проверки описанной модели в настоящее время ставится много экспериментов по определению параметров модели: высот первого $W_f^{(1)}$ и второго $W_f^{(2)}$ барьеров, энергии ядра E_α во втором минимуме (в основном и возбужденных состояниях), степени деформации ядра и др. Предварительные результаты, которые уже удалось получить, показывают, что

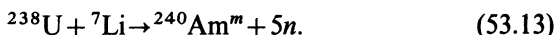
$$\begin{cases} W_f^{(1)} > W_f^{(2)} & \text{для Pu, Am, Cf;} \\ W_f^{(1)} < W_f^{(2)} & \text{для Th, U.} \end{cases} \quad E_\alpha = 2 \div 3 \text{ МэВ.}$$

Очень интересным подтверждением модели ядра с двумя потенциальными ямами является экспериментальное обнаружение у ${}^{240}_{94}\text{Pu}$ конверсионных электронов, испускание которых опережает спонтанное деление изомера этого ядра. По энергиям электронов можно восстановить спектр возбужденных состояний изомера, который удастся интерпретировать как вращательный (рис. 253). Структура этого спектра (вдвое меньшая энергия первого уровня по сравнению с энергией обычных вращательных спектров тяжелых ядер, см. § 13, п. 2) показывает, что спонтанно делящийся ${}^{240*}_{94}\text{Pu}$ имеет форму вытянутого эллипсоида вращения с отношением осей 2:1, что значительно больше соответствующего отношения для основного состояния этого ядра. Таким образом, обнаруженные конверсионные электроны естественно связать с вращательным спектром, базирующимся на изомерном состоянии сильно деформированного ядра. Спонтанно делящиеся изомеры получили название *изомеров формы*.

Первым прямым экспериментальным доказательством существования большой деформации у спонтанно делящихся ядер-изомеров может стать опыт Бемиса и др.*, если его

* Bemis C. E., Jr., Beene J. R., Young J. P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43, № 25. P. 1854–1858.

результаты подтверждаются в последующих экспериментах. В этом опыте, выполненном на изохронном циклотроне в Ок-Ридже (США), был измерен оптический изомерный сдвиг в $(^8S_{7/2} - ^{10}P_{7/2})$ -атомном переходе нейтрального америция для спонтанно делящегося изомера $^{240}\text{Am}^m$ с периодом полураспада 1 мс. Ядра изомера $^{240}\text{Am}^m$ получались в процессе бомбардировки урановой мишени двухзарядными ионами лития $^7\text{Li}^{+2}$ с энергией 49 МэВ:



Оптический переход возбуждался с помощью специально разработанной техники лазерной оптической накачки пучковых частиц. Опыт ставился в геометрии пересечения (под углом 90°) пучка образующихся ядер $^{240}\text{Am}^m$ с циркулярно поляризованным лазерным пучком, частоту которого можно было изменять. При некоторой резонансной частоте, соответствующей энергии перехода, должна возникать динамическая ядерная ориентация, которая приведет к анизотропии вылета осколков спонтанного деления $^{240}\text{Am}^m$.

В опыте регистрировалось число совпадений от осколков спонтанного деления в зависимости от частоты лазера. При резонансной частоте, соответствующей энергии перехода, был зарегистрирован минимум в числе осколков. Полученная длина волны перехода оказалась равной $6407,2 \pm 0,2 \text{ \AA}$, что на $2,6 \pm 0,2 \text{ \AA}$ больше соответствующей длины волны для основного состояния атома $^{240}\text{Am}^m$. По разности $\Delta\lambda = 2,6 \pm 0,2 \text{ \AA}$ была вычислена разность средних квадратов радиусов ядра ^{240}Am в изомерном и основном состояниях:

$$\delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{\text{изом}} - \langle r^2 \rangle_{\text{осн}} = 5,1 \pm 0,2 \text{ фм}^2. \quad (53.14)$$

Столь большое значение $\delta\langle r^2 \rangle$ свидетельствует о сильном возрастании деформации ядра при переходе от основного состояния к состоянию спонтанно делящегося изомера. Из полученного $\delta\langle r^2 \rangle$ следует значение собственного квадрупольного электрического момента изомера:

$$Q_0 = 32,7 \pm 2,0 \text{ е} \cdot \text{б}, \quad (53.15)$$

которое отвечает отношению осей вытянутого эллипсоида 2:1 и находится в соответствии с ожидаемыми значениями для делящихся изомеров вблизи $A=240$.

В дальнейшем такое же соответствие было обнаружено еще для пяти различных нуклидов, значения Q_0 для которых оказались в пределах $(30-35) \text{ е} \cdot \text{б}$ в изомерном состоянии при $10 \text{ е} \cdot \text{б}$ в основном.

Всего в настоящее время известно более 40 изомеров деления с периодами полураспада для спонтанного деления, находящимися в пределах от 5 пс до 14 мс. Многие ядра имеют по два изомера, причем некоторые из них с очень сильно различающимися периодами полураспада (до 10^4 раз у $^{244}_{96}\text{Cm}$, имеющего $T_{1/2}^{(1)} \leq 5$ пс и $T_{1/2}^{(2)} > 100$ нс). Рекорд самого большого периода полураспада по-прежнему держит $^{242}_{95}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 14$ мс).

7. ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ

Продолжая поиски спонтанно делящихся ядер-изомеров, Г. Н. Флеров с сотрудниками в 1966—1967 гг. обнаружил для ряда ядер осколочную активность с минутными периодами, которая допускала двусмысленную интерпретацию. Эффект можно было объяснить либо как спонтанное деление из изомерного состояния ядер, образовавшихся непосредственно в изучаемой реакции, либо как запаздывающее деление дочернего ядра, образовавшегося после e -захвата. Анализ первой возможности показал, что она маловероятна, так как значения $T_{1/2}$ спонтанного деления, у ядер изомеров в исследуемой области значительно меньше. Вторая возможность предполагает, что новые (не изученные) ядра (A, Z) , образуясь в реакции, являются e -активными и, захватывая электрон, переходят в возбужденные состояния дочерних ядер $(A, Z-1)$, которые затем делятся.

В принципе запаздывающее деление может наблюдаться не только после e -захвата, но и после $\beta^\pm$ -распада. Возможные варианты запаздывающего деления схематически показаны на рис. 254, изображающем зависимость энергии ядра от его деформации в модели двугорбого барьера. Здесь (A, Z) — материнское β -радиоактивное ядро, стрелки с индексами $\beta^\pm$ указывают $\beta^\pm$ -переходы в возбужденные состояния дочернего ядра $(A, Z \pm 1)$, W_i — энергия возбуждения этого состояния, стрелки с индексами γ указывают возможные γ -переходы, и, наконец, стрелки с индексами f — разные варианты запаздывающего деления.

Для того чтобы запаздывающее деление можно было зарегистрировать, должны быть выполнены три условия.

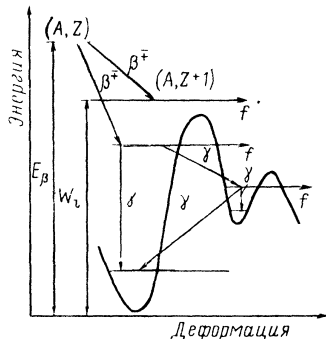


Рис. 254

1. Вероятность заселения уровней делящегося (дочернего) ядра при энергии возбуждения, сравнимой с высотой барьера деления, должна быть достаточно велика.

2. Вероятности конкурирующих процессов снятия возбуждения с дочернего ядра (γ -распад, испускание запаздывающих нуклонов) должны быть меньше вероятности деления (или, по крайней мере, одного порядка).

3. Вероятности других каналов распада материнского ядра (α -распад, спонтанное деление) должны быть относительно невелики по сравнению с вероятностью β -распада.

Первые поисковые эксперименты ставились на циклотроне многозарядных ионов U-300, на котором ионами ^{10}B и ^{11}B облучали ядра ^{233}U , а затем ^{230}Th . Облучение проводилось на внутреннем пучке циклотрона. Энергия ионов бора варьировалась в пределах 50—90 МэВ. В результате облучения ^{233}U ионами бора с энергией $T_n > 75$ МэВ были зарегистрированы осколки деления с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,6$ мин. Для регистрации осколков деления использовались твердотельные трековые детекторы, нечувствительные к α -частицам. Идентификация реакций проводилась по виду функции возбуждения, которая соответствовала вылету в конечном состоянии α -частицы и нескольких нейтронов:

$$\left. \begin{aligned} &^{233}_{92}\text{U} (^{11}_5\text{B}, \alpha xn)_{95}\text{Am}; \\ &^{233}_{92}\text{U} (^{10}_5\text{B}, \alpha yn)_{95}\text{Am}, \end{aligned} \right\} \quad (53.16)$$

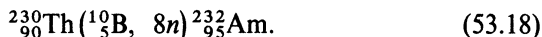
т. е. образованию ядер 95-го элемента — америция $_{95}\text{Am}$.

Облучение мишени из ^{230}Th ионами бора с энергией 50—90 МэВ также привело к появлению осколков деления с $T_{1/2} = 2,6$ мин, при этом функция возбуждения носила испарительный характер, т. е. и в этом случае реакции должны приводить к образованию америция. Сравнение расчетного и экспериментального расположений максимумов функции возбуждения позволило определить число испаряющихся нейтронов, т. е. идентифицировать образующийся изотоп:

$$\left. \begin{aligned} &^{230}_{90}\text{Th} (^{11}_5\text{B}, 7n) ^{234}_{95}\text{Am}; \\ &^{230}_{90}\text{Th} (^{10}_5\text{B}, 6n) ^{234}_{95}\text{Am}. \end{aligned} \right\} \quad (53.17)$$

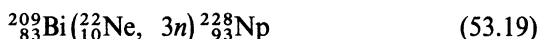
В соответствии с высказанной выше гипотезой этот нейтронодефицитный изотоп переходит при e -захвате в возбужденное состояние ядра $^{234}_{94}\text{Pu}$, которое затем делится. Обоснованием гипотезы является расчет относительных вероятностей α -распада и e -захвата для ядра $^{234}_{95}\text{Am}$, который приводит к $\lambda_e \gg \lambda_\alpha$. Поскольку деление происходит после e -захвата, т. е. запаздывает на его период полураспада, то оно было названо запаздывающим.

Аналогично при облучении $^{230}_{90}\text{Th}$ ионами $^{10}_5\text{B}$ с энергией $T_{\text{и}} > 82$ МэВ был зарегистрирован период полураспада для образующихся осколков деления $T_{1/2} = 1,4$ мин, который удалось связать с реакцией



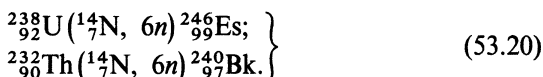
В этом случае оценки приводят к $\lambda_e < \lambda_{\alpha}$, однако доля электронного захвата значительна. Поэтому имеются основания утверждать, что $^{232}_{95}\text{Am}$ переходит в возбужденное состояние $^{232}_{94}\text{Pu}$, которое затем делится.

Сходным образом в реакции



был получен изотоп $^{228}_{93}\text{Np}$, который в результате e -захвата переходит в возбужденное состояние ядра $^{228}_{92}\text{U}$ с последующим его делением. В этом случае измеренный период полураспада $T_{1/2} = 1$ мин.

В дальнейших работах по изучению запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер исследовались реакции взаимодействия ионов $^{14}_7\text{N}$ с $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{232}_{90}\text{Th}$, в результате которых возникали изотопы эйнштейния и берклия. Массовые числа этих изотопов были идентифицированы по расположению максимума функции возбуждения на шкале энергии ионов:



Для осколков деления $^{246}_{99}\text{Es}$ ($^{246}_{98}\text{Cf}$) был получен период полураспада $T_{1/2} = 8 \pm 2$ мин, а для $^{240}_{97}\text{Bk}$ ($^{240}_{96}\text{Cm}$) $T_{1/2} = 5 \pm 2$ мин. Эти значения близки к значениям $T_{1/2}^{(e)}$ для e -захвата этих ядер: $T_{1/2}^{(e)}(^{246}_{99}\text{Es}) = 7,7$ мин (получен экспериментально) и $T_{1/2}^{(e)}(^{240}_{97}\text{Bk}) = 4,0$ мин (получен расчетным путем)*. В дальнейшем были исследованы и другие нейтронодефицитные ядра.

Кроме нейтронодефицитных запаздывающее деление было обнаружено для некоторых нейтроноизбыточных ядер ($^{238}_{91}\text{Pa}$, $^{236}_{91}\text{Pa}$, $^{234}_{91}\text{Pa}$).

Изучение запаздывающего деления позволяет получать параметры барьеров деления ядер, удаленных от линии β -стабильности**.

* Прямые опыты по регистрации совпадений между процессами β -распада (или рентгеновского излучения после e -захвата) и деления пока не сделаны из-за чрезвычайно малой интенсивности эффекта.

** Подробнее о запаздывающем делении см. Кузнецов В. И. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 6. С. 1285—1323.

8. УТОЧНЕННЫЕ ДАННЫЕ О ЗНАЧЕНИИ ν

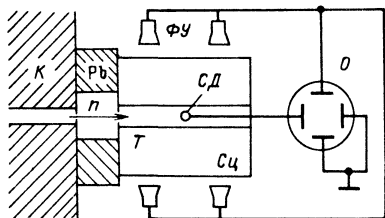
В § 52, п. 1 и § 53, п. 6 описаны первые опыты по определению числа вторичных нейтронов, испускаемых в процессе вынужденного и спонтанного делений. В этих опытах, выполненных в 1940—1941 гг., получено приближенное значение ν , для обоих случаев $\nu = 2.2 \pm 0.3$.

Более точные методы определения ν основаны на непосредственном подсчете числа вторичных нейтронов, испускаемых в одном акте деления, и усреднении полученных значений по большому числу случаев деления.

На рис. 255 изображена схема одного из приборов, использованных для этой цели. Прибор состоит из бака с жидким сцинтиллятором Cu , через который проходит трубка T для впуска нейтронов n . В центре трубки располагается счетчик деления CD с фольгой из делящегося вещества.

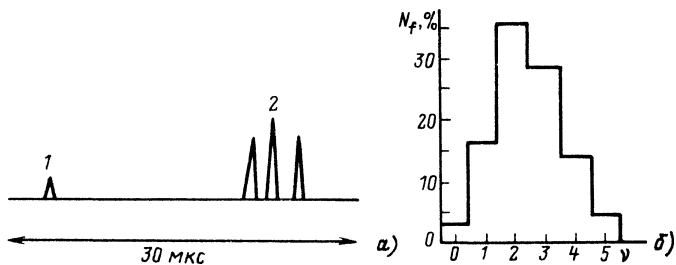
Нейтроны вводятся в трубку через коллиматор K , изготовленный из парафина с примесью борной кислоты. Для защиты от γ -излучения бак отделен от источника слоем свинца Pb . (При изучении спонтанного деления источника нейтронов и коллиматора нет.)

Прибор работает следующим образом. Импульс, возникающий в счетчике в момент деления, запускает ждущую



←
Рис. 255

Рис. 256



развертку осциллографа O длительностью 30 мкс. Нейтроны, образовавшиеся в результате деления, попадают в объем сцинтиллятора и порождают там в своих первых столкновениях протоны отдачи, которые вместе с мгновенными γ -квантами деления вызывают быстрый сцинтилляционный импульс I (рис. 256, а). Этот импульс регистрируется фотоумножителями $\Phi У$ и подается на осциллограф.

После нескольких десятков соударений нейтроны деления замедляются до тепловой энергии и захватываются кадмием, растворенным в виде соли в сцинтилляторе. В процессе захвата нейтронов происходит (n, γ) -реакция, сопровождающаяся испусканием γ -квантов, которые также создают импульсы 2 в сцинтилляторе. Эти импульсы сдвинуты относительно первого импульса вдоль развертки осциллографа на время замедления нейтронов. Число импульсов соответствует числу испущенных нейтронов деления.

В результате измерений получены кривые, характеризующие распределение числа случаев по числу испускаемых нейтронов деления (рис. 256, б), из которых можно было определить среднее значение ν .

В табл. 25 приведены значения ν , полученные в описанном и аналогичных опытах.

Из таблицы видно, что значение ν растет с ростом Z и A делящегося ядра. Для урана $\nu=2,4$, что с учетом формулы (53.8) дает для средней энергии, уносимой вторичными нейтронами,

$$\nu \bar{T}_n = 2,4 \cdot 2 \approx 5 \text{ МэВ.} \quad (53.21)$$

Сравнение значений ν для вынужденного деления ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{243}Cm и спонтанного деления ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Cm соответственно (в обоих случаях делится одно и то же ядро) показывает, что ν растет с энергией возбуждения ядра. В табл. 26 приведены соответствующие разности $\Delta\nu$ для перечисленных ядер, энергии связи нейтрона ϵ_n и значения $\Delta\nu/\epsilon_n$.

Из таблицы следует, что в области малых возбуждений ядра (спонтанное и тепловое деление) для увеличения ν на единицу требуется повышение энергии возбуждения ядра на $\Delta E \approx 9 \text{ МэВ}$. Аналогичные результаты получены и при больших энергиях возбуждения. Так, сравнение значений ν для деления ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми (14 МэВ) нейтронами дало $(\Delta\nu/\Delta E)_{235} = 0,128 \text{ МэВ}^{-1}$ и $(\Delta\nu/\Delta E)_{239} = 0,12 \text{ МэВ}^{-1}$. Таким образом, значение $\Delta\nu/\Delta E$ мало изменяется при изменении энергии возбуждения и примерно одинаково для разных ядер:

$$\overline{\Delta\nu/\Delta E} \approx 0,11 \div 0,13 \text{ МэВ}^{-1}. \quad (53.22)$$

Т а б л и ц а 25

Деление тепловыми нейтронами		Спонтанное деление		Деление тепловыми нейтронами		Спонтанное деление	
Ядро	ν	Ядро	ν	Ядро	ν	Ядро	ν
^{239}Th	$2,08 \pm 0,03$	^{232}Th	$2,13 \pm 0,14$	^{241}Am	$3,07 \pm 0,04$	^{242}Cm	2,51
^{233}U	$2,480 \pm 0,007$	^{238}U	$1,99 \pm 0,07$	^{242}Am	$3,25 \pm 0,10$	^{244}Cm	$2,691 \pm 0,032$
^{235}U	$2,407 \pm 0,007$	^{240}Pu	$2,150 \pm 0,015$	^{243}Cm	$3,430 \pm 0,047$	^{252}Cf	$3,756 \pm 0,010$
^{239}Pu	$2,874 \pm 0,009$	^{242}Pu	$2,141 \pm 0,011$	^{249}Cf	$4,56 \pm 0,21$	^{254}Fm	$3,98 \pm 0,14$
^{241}Pu	$2,874 \pm 0,015$						

Т а б л и ц а 26

Ядра	$\Delta\nu$	ϵ_n , МэВ	$\Delta\nu/\epsilon_n$, МэВ $^{-1}$
$^{239}\text{Pu} - ^{240}\text{Pu}$	0,724	6,83	0,106
$^{241}\text{Pu} - ^{242}\text{Pu}$	0,733	6,54	0,112
$^{243}\text{Cm} - ^{244}\text{Cm}$	0,739	6,97	0,106

Это соответствует приращению ν на $\Delta\nu=1$ при повышении энергии возбуждения ядра на $\Delta E=8 \div 9$ МэВ.

Поскольку $\epsilon_n=6 \div 7$ МэВ, а $\bar{T}_n=2$ МэВ, то

$$\Delta E = \epsilon_n + \bar{T}_n, \quad (53.23)$$

т. е. практически вся энергия возбуждения ядра переходит в энергию возбуждения осколков, которая затем реализуется в виде энергии вторичных нейтронов.

9. ЗАВИСИМОСТЬ ν ОТ МАССЫ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКА

Если в установку, изображенную на рис. 255, вместо счетчика деления поместить двойную ионизационную камеру деления, сдвинутую к одному краю, то в такой установке будут регистрироваться только нейтроны деления, вылетающие из осколков, движущихся вправо (рис. 257). Описанная выше схема с ждущей разверткой позволяет, как и прежде, сопоставлять зарегистрированные нейтроны с определенным актом деления, но теперь с помощью двойной ионизационной камеры деления

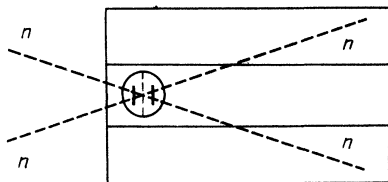


Рис. 257

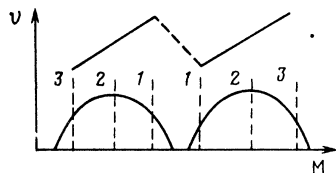


Рис. 258

может быть определена также еще и масса осколка, испустившего зарегистрированные нейтроны. В результате удастся получить зависимость v от массы осколка. Опыт показал, что нейтроны в основном испускаются тяжелейшими осколками, т. е. самыми тяжелыми из тяжелых и самыми легкими из легких (рис. 258). Наглядное объяснение этого результата дано на рис. 259, изображающем три возможных способа разделения деформированного ядра. В первом случае возникает легчайший из тяжелых и практически невозбужденный (близкий к сферическому) осколок, который согласно п. 8 должен испускать мало нейтронов. Одновременно образуется сильно возбужденный тяжелейший из легких осколок, который должен испускать много нейтронов. Во втором случае, соответствующем наиболее вероятному делению, оба осколка возбуждены примерно одинаково и испускают приблизительно поровну нейтронов. В третьем случае образуется слабо возбужденный легчайший из легких осколок, испускающий мало нейтронов, и сильно возбужденный тяжелейший из тяжелых осколок, испускающий много нейтронов.

С этой же схемой согласуется и распределение v в функции от кинетической энергии осколков. В качестве примера на рис. 260 показано распределение $v(T_d + T_f)$ для спонтанного деления ^{252}Cf . Видно, что большей (меньшей) кинетической энергии осколков соответствует меньшее (большее) значение v . Качественно это можно объяснить тем, что полная энергия

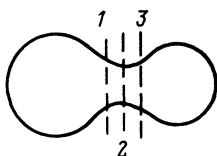


Рис. 259

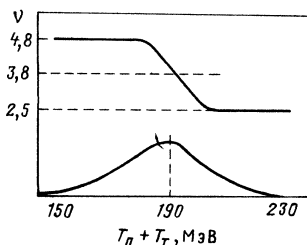


Рис. 260

деления частично реализуется в виде кинетической энергии осколков, а частично идет на их возбуждение. Чем больше кинетическая энергия, тем меньше энергия возбуждения и, следовательно, число ν , и наоборот.

10. НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ. АСИММЕТРИЯ ВЫЛЕТА ОСКОЛКОВ

Обнаружение эффектов нарушения пространственной четности в сильных и электромагнитных процессах (см. § 17, п. 6 и § 19, п. 5) наводит на размышление о возможности обнаружения новых проявлений этого эффекта. В частности, очень интересным объектом для исследования является процесс деления поляризованных тяжелых ядер, для которых в случае проявления эффекта нарушения четности должна наблюдаться асимметрия вылета легких (тяжелых) осколков.

Впервые асимметрия вылета осколков была обнаружена в 1978 г. в Москве Г. В. Даниляном с сотрудниками. На рис. 261 изображена схема эксперимента. Здесь n — пучок тепловых нейтронов; Co — кобальтовое зеркало, обеспечивающее 84%-ную поляризацию нейтронов; D — деполяризатор; P — устройство для реверсирования направления спина s_n нейтрона; KD — камера деления с дискриминатором, позволяющим выделять легкие и тяжелые осколки; M — монитор пучка нейтронов.

Камера деления состояла из алюминиевой подложки, покрытой с обеих сторон тонким слоем (100 мкг/см^2) оксида урана (плутония). Осколки деления регистрировались кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами при двух ориентациях спина нейтронов, (по направлению движения осколка и против него). Каждый детектор поочередно мог регистрировать легкие или тяжелые осколки. Переориентация спина и переполюсовка детекторов производились по закону случая. Для контроля проводились измерения на деполяризованном пучке.

В результате измерений были получены следующие значения коэффициентов асимметрии: $a_f = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ (табл. 27).

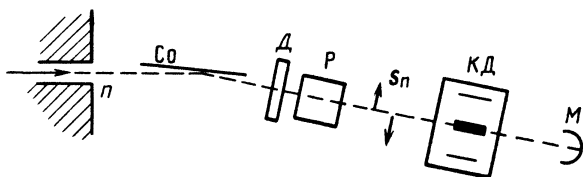


Рис. 261

Т а б л и ц а 27

Делящееся ядро	^{236}U	^{234}U	^{240}Pu
$a_f \cdot 10^4$	$1,37 \pm 0,35$	$2,8 \pm 0,3$	$-4,8 \pm 0,8$

Знак плюс (минус) соответствует избытку (недостатку) легких осколков в направлении спина нейтрона. Обращает на себя внимание одинаковый порядок величины (около 10^{-4}) эффекта для всех исследованных ядер.

Существует еще один способ обнаружения асимметрии деления. В § 53, п. 2 мы видели, что легкие осколки испускают больше нейтронов, чем тяжелые. Поэтому при наличии асимметрии вылета легких осколков должна наблюдаться асимметрия вылета нейтронов. Разумеется, этот эффект имеет вторичный характер и поэтому должен проявляться слабее, но зато для его изучения можно брать толстую мишень делящегося вещества, которая будет испытывать гораздо больше актов деления при том же потоке падающих нейтронов.

Опыт был поставлен В. А. Андреевым с сотрудниками с теми же тремя делящимися изотопами: ^{236}U , ^{234}U и ^{240}Pu . Регистрация нейтронов деления производилась сцинтилляторами, расположенными таким образом, чтобы они могли регистрировать нейтроны деления, летящие по спину и против спина. В результате измерений были получены следующие коэффициенты асимметрии вылета нейтронов деления относительно направления спина поляризованного нейтрона, вызывающего деления (табл. 28). Если полученные результаты пересчитать на величину a_f , то для нее получается значение, близкое к полученному в предыдущем прямом эксперименте.

Позднее были получены и другие экспериментальные подтверждения обсуждаемого эффекта, так что в настоящее время его существование можно считать безусловно доказанным*. Однако это обстоятельство до сих пор смущает физиков, так как его наличие представляется менее естественным, чем отсутствие. Действительно, в отличие от ранее рассмотренных

Т а б л и ц а 28

Делящееся ядро	^{236}U	^{234}U	^{240}Pu
$a_n \cdot 10^5$	$0,7 \pm 0,4$	$4 \pm 0,6$	$-6,7 \pm 0,7$

* Подробнее см. Данилян Г. В. // Успехи физ. наук. 1980. Т. 131. Вып. 3. С. 329—342.

процессов α -распада и γ -излучения с нарушением четности процесс деления характеризуется огромным количеством (10^7 — 10^{10}) конечных состояний. Это связано с большим разнообразием осколков деления по массе, кинетической энергии, спину и т. п. Казалось бы, при столь большом количестве конечных состояний любая асимметрия должна усредниться, т. е. полностью исчезнуть. Между тем наблюдаемый эффект (около 10^{-4}) свидетельствует о том, что либо такого усреднения почему-то не происходит, либо эффект нарушения четности в делении настолько велик, что он остается заметным даже после усреднения [при числе конечных состояний 10^8 коэффициент ослабления, связанный с усреднением, равен $(10^8)^{-1/2} = 10^{-4}$].

В настоящее время пока еще нет полной теоретической интерпретации асимметрии вылета осколка деления. Существующие теоретические модели опираются на представление о двугорбом барьере деления. Согласно этому представлению в районе второго минимума потенциальной энергии ядру энергетически выгодно находиться в сильно деформированном асимметричном (грушевидном) состоянии. Поскольку при прохождении через седловую точку вся энергия возбуждения уходит на деформацию ядра*, эта деформация должна быть «оптимальной», т. е. единственной. Во всяком случае, подобных сильно деформированных состояний, характеризующих «холодную» грушевидную стадию делящегося ядра, может быть всего лишь несколько (если есть несколько близких коллективных уровней). Таким образом, несмотря на большое число каналов в начальной (горячее компаунд-ядро) и конечной (многообразие осколков и их свойств) стадиях, деление идет через небольшое число каналов, которое определяется промежуточной холодной стадией.

В целом механизм нарушения четности при делении можно описать следующей схемой**. На стадии компаунд-ядра из-за слабого взаимодействия возникают смешанные состояния с противоположной четностью. При этом в связи с большой плотностью уровней может возникать значительное динамическое усиление. Из-за малой неопределенности энергии возбуждения ядра ($\Delta E = \Gamma \approx kT$) это P -нечетное смешивание сохраняется «в памяти ядра на всю его жизнь» ($\Delta t > \hbar/\Gamma = \tau$), т. е. вплоть до холодной стадии. На заключительной стадии деления

* Рассматривается случай деления ядра тепловыми нейтронами, когда энергия возбуждения практически равна высоте барьера деления.

** См. Сушков О. П., Фламбаум В. В. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 136. Вып. 1. С. 3—24.

P-нечетный эффект проявляется в виде асимметрии вылета легких (тяжелых) осколков по отношению к направлению спина захватываемого ядром нейтрона.

Обращаем внимание на то, что в отличие от рассмотренных ранее γ -переходов с нарушением четности здесь наблюдается асимметрия в направлении движения потока материи, состоящего из многих десятков нуклонов.

11. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ

В заключение приведем примерное распределение энергии деления (МэВ) между различными способами ее освобождения при делении ^{235}U тепловыми нейтронами:

Кинетическая энергия осколков	166,2 ± 1,3
Энергия нейтрона деления	4,8 ± 0,1
Энергия мгновенных γ -квантов	8,0 ± 0,8
Энергия β -частиц продуктов деления	7,0 ± 0,3
Энергия γ -излучения продуктов деления, МэВ	7,2 ± 1,1
Энергия антинейтрино продуктов деления, МэВ	9,6 ± 0,5
Всего	202,8 ± 0,4

§ 54. Основные направления современной атомной энергетики

Прошло всего около 50 лет с того момента (1942 г.), когда в США была впервые получена цепная реакция деления и менее 40 со дня пуска (1954 г.) в СССР первой промышленной атомной электростанции (АЭС) мощностью 5 тыс. кВт, а атомная энергия уже применяется практически во всех областях науки и техники, вносит заметный вклад в фонд электроэнергетических ресурсов многих стран мира и в перспективе должна заменить органическое топливо практически во всех сферах его потребления.

Атомные электростанции пока еще дороже обычных, однако стоимость атомной электроэнергии уже ниже стоимости электроэнергии, получаемой на тепловых станциях. Одним из условий экономической выгоды АЭС является большая мощность. Поэтому главная задача атомной энергетики сегодняшнего дня — строительство очень мощных АЭС. В качестве примера можно привести одну из крупнейших в мире Ленинградскую АЭС, мощность которой составляет 4 млн. кВт (что в 800 раз превосходит мощность первой АЭС).

При сравнении экономических показателей электростанций различного вида надо учитывать целый ряд факторов, в том числе географию данного района (наличие топливных баз

и запасы топлива в них, наличие мощных гидроресурсов, особые условия работы в некоторых, например отдаленных, необжитых областях и др.).

Простой подсчет дает, что для работы реактора с электрической мощностью 1 млн. кВт требуется около 1 кг ^{235}U в сутки*, а для работы эквивалентной тепловой электростанции — 10 000 т угля. Из этого сравнения вытекают следующие очевидные соображения. Если электростанцию строить около основного потребителя, то нужны огромные затраты на транспортирование угля на большие расстояния. Если же тепловые электростанции строить вблизи топливной базы, то возникает серьезная проблема передачи электроэнергии на большие расстояния, причем эти обстоятельства с каждым годом будут играть все большую роль, так как указанные трудности значительно возрастают с ростом мощности электростанций.

Не надо забывать, кроме того, что мы живем в условиях надвигающегося энергетического кризиса, когда запасов органического топлива на Земле осталось не так уж много. Оценки показывают, что с учетом роста расхода угля может хватить на 200—500 лет, а газа и нефти — всего на 20—50 лет. Поэтому замена тепловых электростанций атомными позволит сохранить органическое топливо для нужд химии. Наконец, немаловажным обстоятельством является то, что практически не существует ограничений для сооружения АЭС любой мощности, причем атомные электростанции гораздо меньше по размерам, чем электростанции другого вида такой же мощности.

Очень серьезное внимание проблеме развития атомной энергетики уделяется в России. В районе Волгодонска построен завод тяжелого энергетического машиностроения «Атоммаш», который снабжает атомные электростанции современным оборудованием. Сооружение этого завода привело к существенному ускорению развития атомной энергетики.

В настоящее время в основном строятся два типа мощных реакторов для атомных электростанций: ВВЭР (водо-водяной энергетический реактор) и РБМК (реактор большой мощности канальный).

Реактор типа ВВЭР размещается в стальном толстостенном (150—250 мм) корпусе диаметром до 4,5 м и высотой до 12 м, рассчитанном на давлении до 160 ат. Общая высота

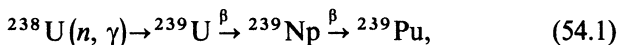
* На самом деле на АЭС в качестве топлива используется обогащенный уран, в котором содержится примерно 3% ^{235}U .

реактора вместе с блоком системы управления и защиты 21—24 м. В качестве топлива используется диоксид урана с 3%-ным обогащением. В качестве замедлителя и теплоносителя служит вода под давлением, которая, проходя через теплообменник—парогенератор, передает тепло второму (чистому) контуру, питающему паровую турбину. Стандартная мощность реактора типа ВВЭР 440 тыс. кВт, но в последние годы строятся и реакторы мощностью 1000 МВт.

Реактор РБМК-1000—мощный уран-графитовый реактор канального типа, теплоносителем в котором служит кипящая вода. Конструкция этого реактора представляет собой графитовую кладку с отверстиями для труб с водой. Внутри труб находятся топливные элементы, представляющие собой трубки из циркониевого сплава с таблетками из диоксида урана. АЭС с реактором канального типа работают по одноконтурной схеме: пар, образовавшийся в реакторе, попадает непосредственно в турбину, а сконденсировавшаяся из него после работы вода—обратно в реактор. Электрическая мощность реактора РБМК-1000 равна 1000 МВт, тепловая 3200 МВт. В настоящее время разработаны блоки мощностью 1,5 млн. кВт и разрабатываются блоки мощностью 2 млн. кВт и более. В связи с аварией в 1986 г. на ЧАЭС при разработке новых вариантов реакторов, а также при реконструкции действующих очень большое внимание уделяется их безопасности.

Оба типа реакторов (ВВЭР и РБМК) относятся к реакторам, работающим на тепловых нейтронах. По-видимому, эта тенденция в строительстве АЭС сохранится в течение ближайших 10—15 лет. Однако ^{235}U содержится в составе естественной смеси изотопов урана в количестве всего 0,7%, причем для его выделения (или обогащения естественного урана изотопом ^{235}U) нужна весьма сложная и трудоемкая работа. Кроме того, энергозапас имеющегося на Земле сравнительно легкодоступного изотопа ^{235}U примерно равен энергозапасу органического топлива, т. е. сравнительно невелик. Выход заключается в создании мощных реакторов (около 1 млн. кВт электрической мощности) на быстрых нейтронах, которые могут использовать более распространенное ядерное горючее ^{238}U и торий. В этом случае на 1 кг естественного урана можно получить в 20—30 раз больше энергии, чем в случае использования реакторов на тепловых нейтронах. Таким образом, уран как бы становится дешевле и, следовательно, делается выгодной его добыча из бедных руд, а в будущем из морской воды и гранита (количество урана в которых практически неисчерпаемо).

Принцип работы реакторов на быстрых нейтронах заключается в следующем. Ядерная энергия освобождается в результате деления изотопа ^{239}Pu (некоторое количество которого загружается в реактор вместе с ураном), при этом испускаются нейтроны деления, часть которых захватывается ядрами ^{238}U . Происходит реакция



в результате которой ядра ^{238}U превращаются в ядра ^{239}Pu . Таким образом, в процессе работы реактора на быстрых нейтронах происходит воспроизводство сгорающего дорогого ^{239}Pu из дешевого ^{238}U . Расчет и многочисленные опыты показали, что при определенных условиях воспроизводство ^{239}Pu носит расширенный характер, т. е. в реакторе образуется больше ^{239}Pu , чем сгорает в процессе деления. Избыток образовавшегося ^{239}Pu можно использовать для запуска новых реакторов как на быстрых, так и на тепловых нейтронах и т. д. Реакторы описанного типа называются реакторами-размножителями.

В настоящее время реакторы на быстрых нейтронах уже построены и эксплуатируются как в нашей стране, так и за рубежом*.

Для успешного и быстрого решения задачи получения подавляющей доли электроэнергии с помощью АЭС очень важно спроектировать реакторы на быстрых нейтронах так, чтобы у них был небольшой период удвоения воспроизводимого горючего. Известно, что в настоящее время потребность в электроэнергии удваивается за 10 лет. Отсюда очевидно, что для обеспечения опережающего развития атомной энергетики необходимо, чтобы период удвоения горючего в реакторах был существенно меньше 10 лет. (Желательно, чтобы он был не больше 6—7 лет.) Сейчас есть основания считать, что эта задача будет решена в ближайшее время.

Таким образом, в принципе со временем всю электроэнергию можно будет получать за счет реакции деления, причем ядерного горючего с учетом сказанного выше должно хватить на многие тысячелетия. Однако даже перевод всего производства электроэнергии на ядерную основу не освободит человечество от угрозы энергетического кризиса. Дело в том, что

* Для более подробного ознакомления с физикой ядерных реакторов, их конструкциями и применением рекомендуем книгу: Климов А. Н. Ядерная физика и ядерные реакторы: Учебник для вузов.— 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1985.

на производство электроэнергии тратится только 20% природных энергоресурсов (нефть, газ, уголь). Поэтому такой перевод приведет к экономии только этих 20% (а в пересчете на особо дефицитное горючее — нефть — всего лишь 10%). Известно, что 80% добываемого органического топлива затрачивается в производстве промышленного (30%) и бытового (30%) тепла и на нужды транспорта (20%). Поэтому важнейшей проблемой является замена органического топлива атомной энергией и в этих областях. Спрашивается, как решить эту проблему?

Во многих передовых странах, в том числе и в России, в настоящее время проектируются реакторы с температурой отходящих газов до 1000°C , которые можно использовать в качестве источников высокопотенциального тепла, необходимого для металлургии и химии.

Повсеместно разрабатываются проекты использования тепла высокотемпературных реакторов для прямого восстановления железной руды, производства цинка, алюминия, в порошковой металлургии, в химической промышленности (в частности, для производства удобрений) и др. Очень важным направлением является использование высокотемпературных ядерных реакторов для получения водорода путем расщепления метана или разложения воды. Массовое получение такого «ядерного» водорода необходимо не только для использования его в металлургии (восстановитель и энергоноситель) и химии (для производства аммиачных удобрений), но и для решения острой проблемы замены нефтяных продуктов на транспорте. По-видимому, простейшим, хотя и косвенным, способом внедрения атомной энергетики в транспорт является создание водородных двигателей. Потенциально водородный двигатель должен быть лучше бензинового: у водорода большая теплотворная способность, при его горении вместо вредных выхлопных газов образуется вода, он не нарушает кислородного равновесия в атмосфере*.

Проблема замены органического топлива атомной энергией при получении бытового (и низкопотенциального промышленного) тепла решается при помощи создания атомных станций теплоснабжения (АСТ) и атомных электротеплоцентралей (АТЭЦ). Первая АТЭЦ небольшой мощности (4+12 МэВ) запущена в начале 1974 г. в поселке Билибино Магаданской области. Она вырабатывает тепло и электроэнергию, которая, кстати сказать, оказалась в 4 раза дешевле электроэнергии,

* При горении водорода поглощается столько же кислорода, сколько его выделяется в процессе получения водорода при разложении воды.

вырабатываемой на местных дизельных станциях. Крупные АСТ можно использовать для теплоснабжения больших городов. За основу конструкции АСТ взят реактор типа ВВЭР мощностью 500 МВт, корпус которого имеет диаметр 6 и высоту 15 м. Каждая АСТ будет состоять из двух реакторов такого типа. Для того чтобы полностью исключить возможность активации воды, поступающей в жилые дома, на АСТ (и АТЭЦ) используется трехконтурная система теплосъема.

Широкое распространение АСТ должно привести к значительной экономии нефти и заметному (примерно в 2 раза) удешевлению тепловой энергии.

Кроме решения глобальных задач с помощью сооружения реакторов большой мощности в нашей стране уделяется серьезное внимание разработке и строительству небольших АЭС, удобных и выгодных для эксплуатации в специфических условиях (например, в отдаленных районах), опреснению воды, созданию атомного транспорта, специальным научным работам и др. Остановимся вкратце на этих вопросах.

О небольшой АЭС электрической мощностью 48 тыс. кВт в поселке Билибино мы уже говорили. Еще меньшую электрическую мощность (1,5 тыс. кВт) имеет транспортальная атомная электростанция (ТЭС-3), смонтированная на четырех гусеничных транспортерах. ТЭС-3 имеет реактор водо-водяного типа с двумя контурами. Реактор может работать без перезарядки более года. Общая масса ТЭС-3 (вместе с транспортерами) около 350 т, т. е. ее можно перевозить на большие расстояния по железной дороге. Кроме того, она может двигаться самоходом в любой труднодоступный район страны.

Другая малогабаритная АЭС малой мощности (750 кВт) называется АРБУС (арктическая реакторная блочная установка). АРБУС состоит из 19 блоков весом по 20 т. В реакторе АРБУС используется органический теплоноситель, не активирующийся при облучении.

В атомных электростанциях преобразование внутриядерной энергии в электрическую проходит через промежуточные этапы получения высокотемпературного пара, используемого для приведения в действие паровых турбин и электрогенераторов. В этом смысле АЭС отличается от тепловой только типом блока, в котором получают тепловую энергию. Вместе с тем специфика ядерных источников тепла позволяет построить удобные источники электроэнергии, в которых осуществляется прямое преобразование тепловой энергии в электрическую (без паровых котлов, турбин и электрогенераторов). Принцип работы таких установок заключается в получении термоэлектричества за счет тепла, выделяемого при радиоактивном

распаде или в цепной реакции деления. Установки первого типа называются изотопными источниками тока, второго — реакторами-термопреобразователями.

В изотопном источнике тока источником тепла для термоэлементов служит искусственно приготовленный α - или β -активный препарат. Длительность работы и мощность источника зависят от периода полураспада и количества применяемого радиоактивного изотопа. Например, на метеорологических спутниках США используется изотопный источник, приготовленный на основе α -радиоактивного изотопа ^{238}Pu ($T_{1/2} = 86,4$ года). Он имеет мощность 25 Вт и может непрерывно работать 5—10 лет. При использовании короткоживущих изотопов (например, ^{242}Sm , имеющего $T_{1/2} = 162,7$ дня) получают изотопные источники тока с относительно небольшим сроком службы, но с большой мощностью (до 100 Вт).

В Советском Союзе много лет использовался изотопный источник «Бета» с β -радиоактивным изотопом ^{144}Ce ($T_{1/2} = 290$ дней), предназначенный для питания автоматических метеорологических станций. Он снабжен специальным накопителем, который позволяет получать мощность до 200 Вт для питания радиопередатчика с большим радиусом действия (до 600 км). Другие изотопные источники тока созданы на основе ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28$ лет). Они имеют большой срок службы (до 10 лет), что делает их особенно удобными для использования в труднодоступных местах (высокогорные и таяжные районы, пустыни и др.). Еще один тип изотопного источника тока, созданный на базе ^{210}Po , использовался на советских луноходах. В 1964 г. в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова был запущен первый реактор-термопреобразователь «Ромашка» электрической мощностью 500 Вт. Основой «Ромашки» служит высокотемпературный ($t_{\text{макс}} = 1800^\circ \text{C}$) реактор, активная зона которого состоит из не боящихся высокой температуры дикарбида урана, обогащенного до 90% изотопом ^{235}U , и графита. Активная зона реактора (цилиндрической формы) со всех сторон окружена бериллиевым отражателем. На наружной поверхности отражателя находится термоэлектрический преобразователь, состоящий из большого числа кремний-германиевых пластин, внутренние стороны которых нагреваются теплом реактора, а наружные охлаждаются. Другой тип преобразования тепловой энергии в электрическую осуществляется в термоэмиссионных реакторах-преобразователях «Топаз», обеспечивающих электрическую мощность 5—10 кВт. Принцип работы этого преобразователя заключается в возбуждении эмиссии электронов с катода, сильно нагретого

теплом реактора. Реакторы-преобразователи типа «Топаз» были испытаны в 1970—1971 гг.

Одно из самых перспективных направлений использования атомной энергии — опреснение морской и засоленной подземной воды. Потребление пресной воды быстро увеличивается с ростом промышленности и развитием поливного земледелия. Поэтому вопрос о пресной воде в настоящее время стоит не менее остро, чем вопрос об органическом топливе. Водные ресурсы нашей планеты неисчерпаемы, однако на долю пресной воды из них приходится только 3%, причем она распределена очень неравномерно, так что около 60% поверхности земной суши страдает от ее недостатка. Между тем зачастую в этих местах имеются огромные ресурсы морской и соленой (шахтной) воды, которая может быть опреснена.

Опреснение воды — весьма дорогостоящий процесс. Так, например, для дистилляции 1 м³ воды надо сжечь 80 кг угля. Промышленный город среднего размера (несколько десятков тысяч человек) потребляет в сутки примерно 200 000 м³ воды. Следовательно, для обеспечения его опресненной водой надо ежедневно сжигать более 15 000 т угля. Ясно, что это экономически невыгодно, особенно в нынешних условиях приближающегося истощения запасов органического топлива. Вместе с тем задача опреснения морской или подземной соленой воды может быть успешно решена при помощи атомной энергии.

Из предварительного расчета специалистов следует, что задачу водоснабжения среднего промышленного города опресненной водой можно решить при помощи реактора на быстрых нейтронах с тепловой мощностью 2—2,5 млн. кВт, который одновременно будет вырабатывать электроэнергию (около 0,5 млн. кВт) и перерабатывать ²³⁸U в ²³⁹Pu. Оценки показывают, что при такой мощности реактора стоимость опресненной воды становится ниже стоимости воды, подводимой издалека по каналу, а если построить реактор в 5—10 раз мощнее, то опресненная вода окажется настолько дешевой, что ее можно будет использовать для орошения плодородных почв в засушливых районах. Хорошим примером справедливости этих оценок является атомная опреснительная установка описанного выше типа (реактор на быстрых нейтронах), запущенная в г. Шевченко (СССР) в 1974 г. Она дает 80 000 м³ пресной воды в сутки и снабжает город электроэнергией.

Общеизвестны успехи Советского Союза в создании атомных ледокольных кораблей. Уже в 1959 г. вышел в плавание атомный ледокол «Ленин», имевший уникальные параметры.

Мощность его энергетических установок 44 000 л. с. Принципиальная дальность плавания (без пополнения топлива и практически без изменения водоизмещения) 300—400 тыс. км. Для него нестрашен был двухметровый лед.

В 1975—1977 гг. были построены два более мощных (75 000 л. с.) атомных ледокола: «Арктика» и «Сибирь», которые успешно работают на Северном морском пути, способствуя увеличению продолжительности периода навигации. В 1977 г. ледокол «Арктика» впервые в истории мореплавания достиг Северного полюса надводным путем.

В 1985 г. вступил в строй мощный атомный ледокол «Россия», а в 1989 г. — специализированный атомный ледокол «Таймыр» с малой осадкой, которая позволяет ему заходить в устье Енисея и проходить вплоть до Дудинки. В Ленинграде достраиваются еще три атомных ледокола: «Вайгач», аналогичный «Таймыру», «Октябрьская революция» и «Советский Союз».

Ядерная энергия оказалась очень удобной для создания атомных подводных лодок, обладающих целым рядом преимуществ по сравнению с обычными подводными лодками. Специфика ядерного горючего (большая энергоемкость в малом объеме и «горение» без кислорода) позволяет создавать беспроходные подводные корабли, способные находиться в подводном положении в течение длительного времени. Исключительные качества советских атомных подводных лодок были продемонстрированы их походами к Северному полюсу и вокруг света.

Наконец, несколько слов о некоторых других направлениях использования атомной энергии. Построены и работают специальные ядерные реакторы с очень высокими плотностями потоков нейтронов для физических исследований и для получения трансурановых элементов. Запущен и работает импульсный реактор ИБР-2, предназначенный для исследований по нейтронной спектроскопии с большими пролетными расстояниями. Созданы крупнейшие материаловедческие лаборатории для исследования поведения расщепляющихся и конструкционных материалов в условиях высокой температуры, радиации и химически агрессивной среды. Построены заводы стабильных изотопов. Все более широкое применение находят ионизирующие излучения. Радиоактивные изотопы и ядерные излучения используются в промышленности (дефектоскопия, автоматизация и пр.), медицине (диагностика и лечение), биологии (генетика), сельском хозяйстве (повышение урожайности), химии (органический синтез).

§ 55. Краткое заключение к гл. VII

Глава VII посвящена физике деления атомных ядер и применению атомной энергии.

Делением называется реакция расщепления атомного ядра (обычно тяжелого) на две примерно равные по массе части (осколки деления). Тяжелые ядра ($Z \geq 90$) делятся как после предварительного слабого возбуждения атомного ядра, например в результате облучения его нейтронами с энергией $T_n \approx 1$ МэВ, а для некоторых ядер — даже тепловыми нейтронами (вынужденное деление), так и без предварительного возбуждения, т. е. самопроизвольно (спонтанное деление).

Вынужденное деление было открыто Ганом и Штрассманом в 1938 г., спонтанное деление — К. А. Петражом и Г. Н. Флеровым в 1940 г.

В 1961 г. в лаборатории Г. Н. Флерова С. М. Поликановым с сотрудниками было открыто спонтанное деление в изомерном состоянии.

Ядра с $Z < 90$ делятся только вынужденным способом*, причем энергия возбуждения, необходимая для деления, растет с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ($\tau < 10^{-14}$ с). Период полураспада для спонтанного деления изменяется для разных ядер в очень широких пределах (от 10^{21} лет для ^{232}Th до малых долей секунды для далеких трансурановых элементов). Период полураспада уменьшается с ростом параметра Z^2/A .

В процессе деления ядра освобождается энергия $Q \approx 200$ МэВ, значительную часть которой (около 170 МэВ) уносят осколки деления в форме кинетической энергии. Осколки деления перегружены нейтронами, вследствие чего они дают начало β -радиоактивным цепочкам из продуктов деления, испускают мгновенные (1—4 на один акт деления ^{235}U тепловыми нейтронами) и запаздывающие (примерно 0,6% мгновенных) нейтроны, а также мгновенные γ -кванты. Нейтроны деления (средняя энергия 2 МэВ) уносят около 5 МэВ энергии, мгновенные γ -кванты — примерно 7 МэВ. В последующих β -радиоактивных превращениях продуктов деления освобождается еще около 25 МэВ: примерно 8 МэВ уносят β -частицы, около 7 МэВ — γ -кванты и приблизительно 10 МэВ — антинейтрино.

Мгновенные нейтроны испускаются движущимися осколками, запаздывающие — остановившимися продуктами деления после предварительного β -распада. Спектр мгновенных нейтронов деления выражается полуэмпирической формулой

$$f(T) \approx [\exp(-T)] \operatorname{sh} \sqrt{2T},$$

запаздывающие нейтроны образуют несколько моноэнергетических групп. Описанные свойства в равной мере относятся к вынужденному и спонтанному делениям.

* Точнее говоря, они имеют ненаблюдаемо большой период полураспада для спонтанного деления.

Вынужденное деление слабо возбужденных ядер и спонтанное деление происходят несимметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков равно примерно $2/3$ (двугорбая массовая кривая). При повышении энергии возбуждения деление постепенно симметризуется, и кривая распределения осколков по массам становится одногорбой.

Основные свойства процесса деления могут быть объяснены при помощи элементарной теории, развитой Н. Бором, Дж. Уилером и Я. И. Френкелем на основе капельной модели ядра. Теория позволяет вычислить Q , понять роль параметра деления Z^2/A , объяснить природу спонтанного деления.

Величина Q вычисляется как разность масс (энергий) исходного ядра и осколков, выраженных с помощью полуэмпирической формулы Вейцзеккера. Вычисление показывает, что деление энергетически выгодно ($Q > 0$) при $Z^2/A > 17$ (т. е. при $Z > 40$), причем Q растет с ростом Z^2/A . Из более подробного расчета следует, что в процессе деформации, предшествующей делению, энергия ядра должна первоначально возрастать и только после этого убывать (энергетический барьер деления). Высота барьера деления убывает с ростом Z^2/A и при $Z^2/A = 45-49$ становится равной нулю ($Z \approx 120$). Вынужденное деление возможно только при предварительном возбуждении ядра на энергию, превышающую высоту барьера деления. Спонтанное деление происходит в механизме туннельного перехода. При $Z \approx 120$ спонтанное деление должно происходить мгновенно (за ядерное время). Это предсказание капельной модели является грубоориентировочным, поскольку в модели не учитываются оболочечные эффекты. Капельная теория не объясняет асимметрии распределения осколков по массе.

В 1966 г. В. М. Струтинский усовершенствовал капельную теорию деления, введя в нее оболочечную поправку к энергии. Наиболее характерной чертой усовершенствованной теории является двугорбый барьер деления, при помощи которого довольно естественно объясняются асимметрия деления и свойства спонтанно делящихся изомеров (изомерия формы).

Большое энерговыделение, испускание нескольких нейтронов и энергетическая возможность деления при относительно невысоких энергиях возбуждения ядра позволили решить проблему освобождения внутриядерной (так называемой атомной) энергии для мирных и военных целей в цепной реакции деления.

Идея цепной реакции деления заключается в использовании вылетевших в процессе деления нейтронов для деления новых ядер с образованием новых нейтронов деления и т. д. Если в таком последовательном процессе образование нейтронов будет превышать их потери, то должно наблюдаться размножение нейтронов, т. е. нарастание цепного процесса.

Теория цепной реакции деления была создана Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном в 1939 г. Согласно этой теории цепная реакция деления возможна, если коэффициент размножения нейтронов k , т. е. отношение числа нейтронов в двух последовательных поколениях цепного процесса, больше единицы (или равен ей). Коэффициент размножения определяется числом нейтронов деления, испускаемых на один акт деления, сечениями взаимодей-

ствия нейтронов с ураном и другими ядрами (конструкционные материалы, примеси к урану и др.), конструкции установки и ее размерами (которые должны быть больше критических).

Первый ядерный реактор был построен из урана и графита Э. Ферми с сотрудниками и запущен в конце 1942 г. в Чикаго (США). Первый советский ядерный реактор построили И. В. Курчатов с сотрудниками и запустили его в конце 1946 г. в Москве. Первое атомное электричество дала АЭС в Обнинске в 1954 г. Первый атомный ледокол «Ленин» вышел в плавание в 1959 г. В настоящее время энергия деления широко используется в науке, промышленности, сельском хозяйстве, медицине и других областях.

Наиболее перспективным направлением использования атомной энергии в ближайшие 10—15 лет является создание мощных АЭС с реакторами на тепловых нейтронах. В дальнейшем предпочтением будут пользоваться реакторы, работающие на быстрых нейтронах. Проводятся научные исследования, и уже имеются практические достижения в использовании атомной энергии для опреснения морской воды, получения высокопотенциального промышленного и низкопотенциального бытового тепла, а также массового получения водорода для замены им нефтяных продуктов в двигателях.

Большое внимание уделяется проблемам безопасной эксплуатации ядерных реакторов и захоронения радиоактивных отходов.

Глава VIII

РЕАКЦИИ ОБРАЗОВАНИЯ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

§ 56. Первые трансурановые элементы

1. НЕПТУНИЙ

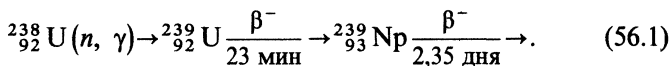
Как известно, периодическая система элементов, встречающихся в природе, заканчивается 92-м элементом — ураном. Это обстоятельство отнюдь не связано с принципиальной невозможностью существования элементов с $Z > 92$ — т р а н с - у р а н о в ы х э л е м е н т о в, а обусловлено уменьшением периодов α -распада и спонтанного деления с ростом Z .

Систематическое изучение свойств радиоактивных ядер показывает, что периоды α -распада и спонтанного деления для элементов с $Z > 92$ должны быть много меньше возраста Земли. В связи с этим первоначально возникшие трансурановые элементы постепенно «вымирали» и в настоящее время отсутствуют в природе*.

* Ничтожные следы 93-го и 94-го элементов обнаружены в урановых рудах. Они возникают за счет процессов (n , 2 n) и (56.1), идущих на нейтронах спонтанного деления, или из (α , n)-реакций.

Элементы с $Z > 92$ могут быть образованы искусственно при помощи ядерных превращений, приводящих к повышению заряда ядра-продукта по сравнению с зарядом ядра-мишени. Если в качестве ядра-мишени взять самый тяжелый элемент из встречающихся в природе — уран, то таким способом можно получить трансурановые элементы.

Простейшее ядерное превращение этого вида — реакция радиационного захвата нейтрона ядром урана $^{238}_{92}\text{U}$ с последующим β -распадом образовавшегося более тяжелого изотопа урана $^{239}_{92}\text{U}$:

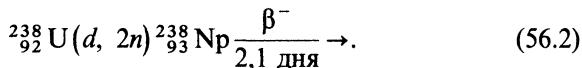


Именно в этом процессе Макмиллан и Эйблсон открыли в 1940 г. первый трансурановый элемент — нептуний $_{93}\text{Np}$.

Постановка первого (1939 г.) опыта Макмиллана была сходна с опытом Ф. Жолио-Кюри, в котором регистрировалась активность осколков, вылетевших в процессе деления из урановой мишени. Макмиллан сравнил радиоактивные свойства вылетевших осколков и самой урановой мишени после ее облучения и установил, что урановая мишень кроме периодов, характерных для ^{239}U и осколков деления (образовавшихся в процессе деления и не вылетевших из нее), обладает периодом $T_{1/2} = 2,35$ дня, который не встречается среди осколков, вылетевших из мишени.

Естественно было считать, что период $T_{1/2} = 2,35$ дня соответствует $^{239}_{93}\text{Np}$. Химическая идентификация этого изотопа нептуния была произведена в совместном исследовании Макмиллана и Эйблсона (1940 г.), которые показали, что активность с периодом $T_{1/2} = 2,35$ дня возникает при β -распаде ^{239}U с периодом 23 мин.

Другой изотоп нептуния $^{238}_{93}\text{Np}$ был получен в результате облучения урана $^{238}_{92}\text{U}$ дейтронами с энергией 16 МэВ:



Всего в настоящее время известно 11 изотопов нептуния, которые имеют массовые числа от 231 до 241. Элементарный нептуний представляет собой тяжелый ($\rho = 19,5 \text{ г/см}^3$) металл с серебристым блеском, медленно окисляющийся на воздухе. Температура плавления нептуния 640°C .

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

При исследовании трансурановых элементов приходится решать три основные задачи: получение данного изотопа, выделение его из смеси или соединений с другими элементами и идентификация его заряда и массового числа.

Возможность получения изотопа обеспечивается выбором подходящей ядерной реакции. Например, очевидно, что проведение реакции (56.1) в ядерном реакторе в течение длительного времени должно привести к своеобразному эффекту второго порядка — присоединению нейтрона к образовавшемуся ядру $^{239}_{93}\text{Np}$ и образованию изотопа $^{240}_{93}\text{Np}$. Аналогично реакции, протекающие под действием быстрых α -частиц, могут идти с выбрасыванием различного количества нейтронов (α , $2n$), (α , $3n$) и, следовательно, с образованием различных изотопов трансурановых элементов. То же самое относится и к другим ядерным реакциям.

Очень трудной является задача выделения нового элемента из исходного вещества и других веществ, образующихся одновременно с интересующим элементом. Трудность заключается в том, что нужно выделять микроскопически малые количества веществ, близких по химическим свойствам (образование трансурановых элементов подобно образованию редкоземельных элементов связано с заполнением внутренней электронной оболочки). Выделение трансурановых элементов производится методами радиохимии. В § 41 описаны некоторые из этих методов, основанные на использовании носителей, которые имеют близкие к исследуемому веществу химические свойства. Аналогичный метод используется в химии трансуранов.

Для разделения трансурановых элементов применяется метод ионообменной хроматографии. В основе метода лежит использование свойств некоторых смол обмениваться своими ионами с соответствующими по знаку ионами солей, которые находятся в растворе, омывающем смолу. Эффективность взаимодействия иона со смолой определяется его зарядом и размером, поэтому она будет различной для разных ионов.

Если пропускать раствор, содержащий различные ионы, через ионообменную колонку со смолой, то наиболее эффективно взаимодействующие ионы адсорбируются уже в начале своего пути (у входа в колонку), а остальные распределяются вдоль колонки в соответствии с эффективностью взаимодействия.

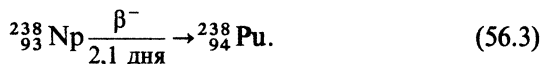
Для раздельного извлечения из колонки разных ионов через колонку пропускается растворитель, который вымывает сначала наименее связанные со смолой ионы, а в конце

наиболее связанные. Эффект разделения может быть увеличен за счет применения специальных растворителей, эффективность взаимодействия которых по отношению к разделяемым ионам изменяется в обратном порядке по сравнению с эффективностью взаимодействия с ними смолы. Описанный метод очень широко применялся для выделения трансурановых элементов вплоть до 101-го элемента — менделевия.

Третья задача исследования трансуранов — идентификация изотопа — решается сопоставлением обнаруженных для него свойств с существующими эмпирическими закономерностями их изменения в зависимости от Z и A . К числу таких свойств относятся энергия и период α - и β -распадов, период полураспада спонтанного деления и др. (см. § 58). Для этой же цели могут служить сведения о процессе накопления изотопов в реакциях типа (56.1) в зависимости от времени облучения и о выходе данного изотопа в зависимости от энергии бомбардирующей частицы, а также методы непосредственного масс-спектроскопического анализа.

3. ПЛУТОНИЙ, ЕГО СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

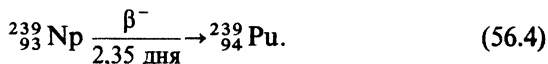
Второй трансурановый элемент был открыт в 1940 г. Сиборгом и др. вместе с ${}^{238}_{93}\text{Np}$ в реакции (56.2), которая с учетом β -распада ${}^{238}_{93}\text{Np}$ приводит к образованию одного из изотопов 94-го элемента — плутония:



Нептуний и плутоний получили свои названия по названиям планет Нептун и Плутон, которые расположены в Солнечной системе за планетой Уран.

Открытый изотоп плутония ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ α -радиоактивен, его период полураспада $T_{1/2} = 86,4$ года. В настоящее время изотоп ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ применяется для изготовления изотопных источников тока (см. § 54).

Второй изотоп плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ был открыт в 1941 г. Сиборгом и др. в качестве продукта β -превращения другого изотопа нептуния:



Изотоп плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ также α -радиоактивен, с периодом полураспада $2,44 \cdot 10^4$ лет он превращается в ${}^{235}_{92}\text{U}$. Нетрудно видеть, что оба эти ядра (${}^{239}_{94}\text{Pu}$ и ${}^{235}_{92}\text{U}$) должны быть

близки по характеру протекания процесса деления. Действительно, $^{239}_{94}\text{Pu}$, как и $^{235}_{92}\text{U}$, содержит четное число протонов и нечетное число нейтронов и, следовательно, особенно сильно возбуждается при присоединении к нему нейтрона. Кроме того, параметр деления Z^2/A для $^{239}_{94}\text{Pu}$ даже больше, чем для $^{235}_{92}\text{U}$. Поэтому можно было ожидать, что и для $^{239}_{94}\text{Pu}$ выполняется условие деления тепловыми нейтронами

$$\epsilon_n > W_f.$$

Изучение свойств $^{239}_{94}\text{Pu}$ подтвердило такое предположение и показало, что этот изотоп плутония имеет очень большое сечение деления тепловыми нейтронами (около $740 \text{ б} = 7,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$) и испускает при делении в среднем 3,0 нейтрона. Таким образом, открылась возможность использования $^{239}_{94}\text{Pu}$ наряду с $^{235}_{92}\text{U}$ в качестве ядерного горючего. В связи с этим огромное значение приобретает задача получения $^{239}_{94}\text{Pu}$ в больших количествах при помощи реакций (56.1) и (56.4). Практически эту задачу предполагалось решать выделением плутония из урана, извлеченного из ядерного реактора после достаточно длительной его работы.

Чтобы спроектировать заводы для переработки облученного урана, надо было знать химические свойства плутония. А чтобы изучить плутоний, надо было иметь его в достаточном количестве. Единственным способом, которым в то время (1941—1942 гг.) располагали для получения плутония, было облучение урана нейтронами на циклотронах. После длительного (несколько месяцев) облучения сотен килограммов урана на ряде циклотронов удалось получить к концу 1942 г. около 500 мкг солей плутония. Этого количества оказалось достаточно для изучения свойств плутония методами ультрамикрoхимии.

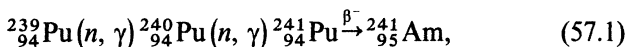
Масштаб ультрамикрoхимических исследований можно себе представить, если учесть, что погрешность применяемых весов равна 10^{-8} г, диаметр используемых «пробирок», в которых протекают реакции, равен 0,1—1 мм, все операции проводятся при помощи микроманипуляторов, а наблюдение за ними осуществляется при помощи микроскопа. Ультрамикрoхимические исследования позволили к моменту пуска первого реактора (декабрь 1942 г.) получить полное представление (в масштабе $1 : 10^{16}$) о заводских методах выделения плутония из облученного в реакторах урана.

В настоящее время плутоний изучен очень хорошо: известны 15 изотопов с массовыми числами от 232 до 246. В элементарном виде плутоний—блестящий металл с голубоватым оттенком. Плотность его в разных модификациях изменяется

от 15,9 до 19,8 г/см³, температура плавления 640° С; плутоний имеет отрицательный температурный коэффициент линейного расширения.

§ 57. Трансурановые элементы с $Z > 94$

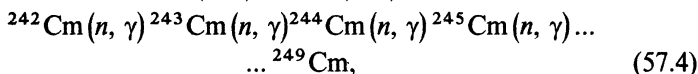
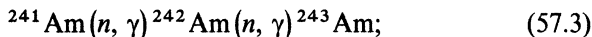
В 1944 г. были открыты америций ${}_{95}\text{Am}$, названный в честь Америки, и кюрий ${}_{96}\text{Cm}$ — в честь Марии и Пьера Кюри. Америций был впервые получен в ядерном реакторе, где идет реакция



а кюрий — в реакции



В элементарном состоянии оба элемента представляют собой серебристые металлы с плотностью $\rho_{\text{Am}} = 11,7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и $\rho_{\text{Cm}} = 7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Для каждого из них известно более десятка изотопов с $A = 237 \div 247$ у Am и $A = 238 \div 250$ у Cm. Их можно получить в последовательных (n, γ) -реакциях при длительном облучении в реакторах, например, по схемам

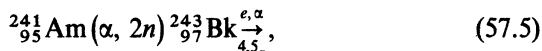


а также в реакциях под действием α -частиц, протонов и дейтронов.

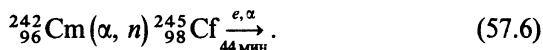
Среди изотопов америция особенно интересен ${}_{95}^{242}\text{Am}$, обладающий изомерным состоянием с рекордно большим (для подобных процессов) периодом полураспада относительно спонтанного деления. Открытие этого изомера (Дубна, 1961 г.) положило начало исследованию нового ядерного явления — изомерии формы (см. § 53, п. 6). Изотоп ${}_{95}^{241}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 430$ лет) используется для приготовления α - и n -источников.

Из изотопов кюрия отметим ${}_{96}^{242}\text{Cm}$, который является очень сильным α -радиоактивным препаратом. Его α -радиоактивность настолько велика (10^{13} α -частиц в 1 мин на 1 мг), что она приводит к разогреванию, разбрызгиванию и даже разложению воды в водных растворах, а также к свечению их в темноте. Изотоп ${}_{96}^{242}\text{Cm}$ применяется для изготовления изотопных источников тока мощностью порядка 100 Вт. Работа с подобными сильно радиоактивными препаратами проводится в специальных лабораториях.

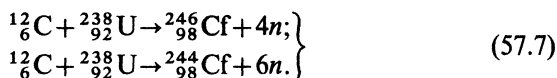
97-й элемент — берклий ${}_{97}\text{Bk}$ — был впервые получен в 1949 г. в результате бомбардировки ${}^{241}_{95}\text{Am}$ α -частицами с энергией 35 МэВ:



а 98-й элемент — калифорний ${}_{98}\text{Cf}$ — в 1950 г. в реакции



Оба эти элемента можно также получать при длительном облучении ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ в ядерном реакторе в реакциях, аналогичных (57.1), а для получения калифорния были впервые использованы новые ядерные реакции, идущие под действием многократно ионизованных ионов ${}^{12}_6\text{C}^{+6}$, ускоренных в циклотроне до энергии 120 МэВ:



Такие ионы возникают (в количестве примерно 0,1%) в результате столкновений двукратно ионизованных атомов (полученных в источнике) с остатками газа в камере циклотрона. Известно, что циклотрон, настроенный на ускорение двукратно ионизованных атомов, ускоряет также (до вдвое большей энергии) и шестикратно ионизованные атомы. Большая энергия ионов необходима для преодоления высокого кулоновского барьера входного канала реакции ($B_x = Zz/A^{1/3}$ МэВ ≈ 90 МэВ).

Обнаруженные изотопы берклия имеют $A = 243 \div 251$, а калифорния $A = 240 \div 255$. Наиболее долгоживущим изотопом берклия является α -радиоактивный ${}^{247}\text{Bk}$ ($T_{1/2} = 1380$ лет), наиболее известным изотопом калифорния — изотоп ${}^{252}\text{Cf}$, который в связи со сравнительно малым парциальным периодом полураспада относительно спонтанного деления ($T_{1/2}^{\text{с.д.}} = 82$ года) используется в качестве очень интенсивного ($3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$) источника нейтронов и для изучения физики деления*.

99-й элемент — эйнштейний ${}_{99}\text{Es}$ и 100-й — фермий ${}_{100}\text{Fm}$ — впервые были получены при анализе продуктов термоядерного взрыва. В момент взрыва в результате облучения урана интенсивным потоком нейтронов образуются очень тяжелые изотопы урана ${}^{253}_{92}\text{U}$ и ${}^{255}_{92}\text{U}$, которые после нескольких

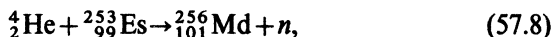
* Обращаем внимание, что долговечность Cf-источника существенно меньше $T_{1/2}^{\text{с.д.}}$, так как она определяется $T_{1/2}^{\text{и.д.}} = 960$ дней.

β -переходов превращаются соответственно в $^{253}_{99}\text{Es}$ и $^{255}_{100}\text{Fm}$. Позднее другие изотопы этих элементов были получены при помощи реакции под действием нейтронов, α -частиц и тяжелых многозарядных ионов.

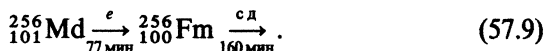
Эйнштейний и фермий отличаются еще меньшими периодами полураспада относительно процессов спонтанного деления и испускания α -частиц. Самые долгоживущие изотопы эйнштейния и фермия имеют периоды α -распада около 480 (^{254}Es) и 80 (^{257}Fm) дней, а период полураспада относительно спонтанного деления у ^{256}Fm составляет всего 160 мин.

У 97—100 элементов обнаружено по 10—15 изотопов.

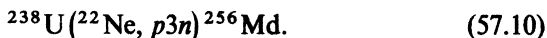
В 1965 г. группа Гиорсо (США) открыла 101-й элемент — менделевий, названный в честь великого русского химика Д. И. Менделеева. Менделевий был открыт в реакции



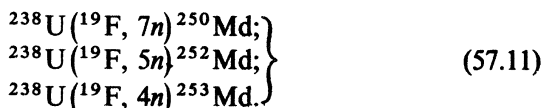
которая идет под действием очень интенсивного потока α -частиц с энергией 41 МэВ. Идентификация $^{101}_{101}\text{Md}$ была сделана по известным свойствам $^{256}_{100}\text{Fm}$, который образуется в процессе e -захвата $^{256}_{101}\text{Md}$:



Любопытно отметить, что для идентификации $^{256}_{101}\text{Md}$ оказалось достаточно всего 17 атомов, которые были зарегистрированы в первых опытах (в среднем по одному атому в каждом облучении). Элемент ^{256}Md был также получен (в Дубне) в реакции под действием ускоренных ионов ^{22}Ne :



В аналогичных реакциях под действием ионов ^{19}F были синтезированы более легкие изотопы менделевия ^{250}Md , ^{252}Md и ^{253}Md , для которых характерна радиоактивность типа e -захвата:

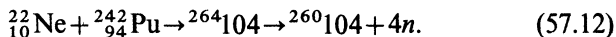


Для получения более тяжелого, чем ^{256}Md , изотопа менделевия ^{257}Md была использована реакция облучения ^{253}Cf ионами ^{13}C . Изотоп ^{257}Md α -радиоактивен с $T_{1/2} = 3$ часа. Известные изотопы менделевия имеют массовые числа $A = 248 \div 258$.

Очень трудной оказалась работа по синтезу 102-го элемента — нобелия, названного так в честь учредителя Нобелевской премии. Эта работа была начата в 1957 году в СССР (Москва и затем Дубна) группой Г. Н. Флерова и в США (Беркли) группой Сиборга и Гиорсо, а согласованные результаты удалось получить только в 1966—1967 гг. Объясняется это тем, что изотопы нобелия имеют очень короткие периоды полураспада (1—100 с), которые не позволяют применять химические методы выделения, а требуют других — физических методик (по свойствам продуктов α -распада). В обеих лабораториях для получения ядер нобелия использовались реакции, идущие под действием тяжелых ионов ($^{16}_8\text{O} + ^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{12}_6\text{C} + ^{246}_{96}\text{Cm}$ соответственно). Массовые числа известных изотопов нобелия $A = 251 - 259$.

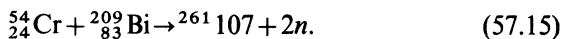
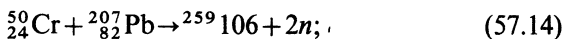
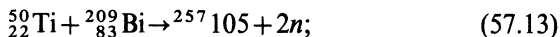
В 1961 г. аналогичной методикой в обеих лабораториях были обнаружены изотопы 103-го элемента — лоуренсия, названного так в честь изобретателя циклотрона Лоуренса. В Беркли была использована реакция $^{10,11}_5\text{B} + ^{250-252}_{98}\text{Cf}$, в Дубне $^{18}_8\text{O} + ^{243}_{95}\text{Am}$. На сегодняшний день известны изотопы лоуренсия с $A = 253 - 260$.

104-й элемент был открыт в 1964 г. в Дубне в лаборатории Г. Н. Флерова в реакции



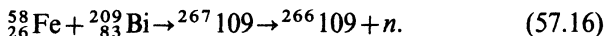
Идентификация ядер $^{260}_{104}$ производилась по периоду полураспада спонтанного деления. Полученный результат был дополнительно подтвержден методом экспрессной химической методики, которая позволила установить химические свойства 104-го элемента — отнести его к IV группе Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Другие изотопы курчатовия были открыты в 1969 г. в США ($A = 257, 259$ и 261) и в 1973 г. в Дубне ($A = 254, 256$ и 258). Таким образом, для 101-го — 104-го элементов известно примерно по десятку изотопов.

В 1968—1970 гг. появилось несколько публикаций из Дубны и Беркли об открытии 105-го элемента, а в 1974—1976 гг. — из Дубны об открытии 106-го и 107-го элементов в реакциях

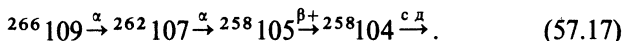


Несколько позднее в Дубне и Дармштадте (ФРГ) был открыт 108-й элемент, а в 1982 г. на конференции по

ядро-ядерным взаимодействиям было сделано сообщение об открытии в Дармштадте 109-го элемента в реакции



Обнаруженный изотоп 109-го элемента распадается по схеме



Наконец, в 1987 г. из Дубны пришло сообщение об открытии 110-го элемента (см. Дополнение, пп. 4 и 13).

§ 58. Общие замечания о трансурановых элементах

Как уже отмечено, трансурановые элементы образуют группу элементов, близких между собой по химическим свойствам.

Другим хорошо известным примером группы сходных элементов являются редкоземельные элементы. Свойства редкоземельных элементов аналогичны свойствам лантана, поэтому их называют лантаноидами. Свойства трансурановых элементов сходны со свойствами актиния, в связи с чем они (а также $_{90}\text{Th}$, $_{91}\text{Pa}$ и $_{92}\text{U}$) называются актиноидами.

Как известно, своеобразные свойства редкоземельных элементов объясняются тем, что при их образовании последовательно заполняется не внешняя электронная подгруппа, определяющая химические свойства элементов (для редкоземельных элементов этой подгруппой является подгруппа 5d), а внутренняя подгруппа 4f. Аналогично при образовании актиноидов последовательно заполняется внутренняя подгруппа 5f.

Наибольшее число электронов, которые могут находиться в f-состоянии, равно $2(2l+1) = 2(2 \cdot 3 + 1) = 14$. Поэтому имеются 14 редкоземельных элементов, аналогичных лантану, и должно быть 14 актиноидов, аналогичных актинию.

Легко видеть, что последнее место в подгруппе 5f соответствует 103-му элементу — $_{103}\text{Lw}$, на котором завершается построение группы актиноидов. Следующий, 104-й элемент должен быть аналогом гафния.

Близость химических свойств трансурановых элементов придает особое значение физическим методам идентификации, основанным на знании закономерностей изменения свойств ядер при изменении числа содержащихся в них нуклонов. К числу наиболее важных закономерностей относятся систе-

матика α - и β -распадов и спонтанного деления, а также совершенно своеобразная закономерность, которая может быть названа энергетическими циклами. Остановимся вкратце на этих закономерностях.

В § 17 приведены две экспериментальные закономерности, касающиеся α -распада. Первая связывает между собой энергию α -распада с массовым числом A и зарядом Z радиоактивных ядер. Эта зависимость передается семейством линий (близких к прямым), каждая из которых соответствует различным изотопам одного и того же элемента (см. рис. 80).

Вторая закономерность связывает между собой постоянную α -распада λ , кинетическую энергию α -частицы T_α и заряд α -радиоактивного ядра Z (см. рис. 93).

Как видно из рис. 80 и 93, обе закономерности распространяются и на трансурановые элементы. Поэтому их можно использовать для предсказания α -распадных свойств для еще не обнаруженных или плохо изученных изотопов трансурановых элементов.

При сравнении β -радиоактивных изотопов трансурановых элементов используется закономерность, связывающая между собой энергию β -распада E_β , массовое число A и заряд Z β -радиоактивного ядра. Эта зависимость, так же как аналогичная зависимость для α -распада, передается семейством линий, близких к прямым.

Очень важная закономерность была установлена при изучении спонтанного деления трансурановых элементов. Сопоставление периодов спонтанного деления $T_{1/2}^{c,d}$ для четно-четных ядер показало, что в первом приближении $\ln T_{1/2}^{c,d}$ линейно изменяется с параметром деления Z^2/A :

$$\ln T_{1/2}^{c,d} = a - bZ^2/A. \quad (58.1)$$

Эта закономерность была установлена уже на первом этапе изучения трансурановых элементов и позволила приблизительно правильно предсказать периоды спонтанного деления для еще не открытых элементов. Интересно отметить, что аппроксимация закона (58.1) в область минимально возможного времени деления $T^{\min} = 10^{-20}$ с (отношение радиуса ядра к скорости осколка) приводит к значению $Z^2/A = 47 \div 50$, близкому к полученному раньше из элементарной теории деления (см. § 51). Напомним, что на основании этого результата было сделано предсказание о том, что Периодическая система элементов Д. И. Менделеева должна заканчиваться элементом с $Z = 120 \div 125$. Заметим, что, несмотря на это совпадение двух предсказаний, одно из которых следует из теории, а другое — из эксперимента, к ним все же надо относиться с осторожностью, так как теория несовершенна, а экспериментальные результаты используются в виде очень далекой экстраполяции.

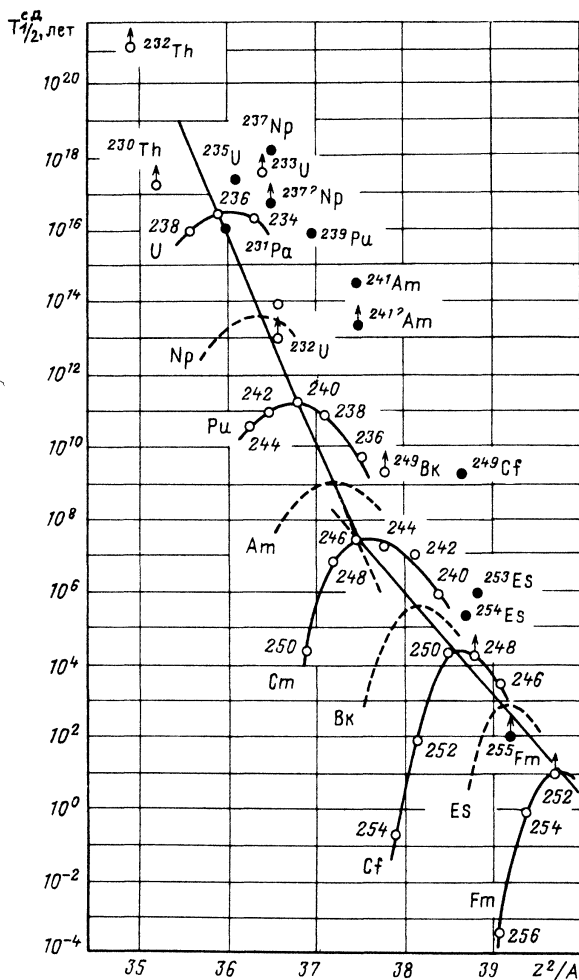


Рис. 262

Более детальное изучение спонтанного деления трансурановых элементов показало, что линейная зависимость между $\ln T_{1/2}^{c.d.}$ и Z^2/A справедлива только в первом приближении. Измерение периодов полураспада различных четно-четных изотопов одного и того же элемента показало, что они лежат на куполообразных кривых — «шапочках», две из которых (для Cf и Fm) особенно крутые (рис. 262). По-видимому, происхождение шапочек тесно связано с хорошо известной из гл. II

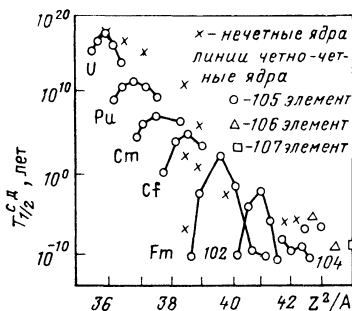


Рис. 263

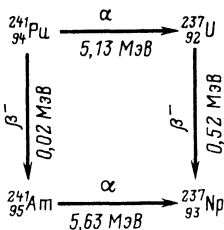
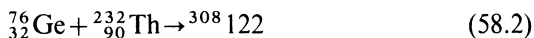


Рис. 264

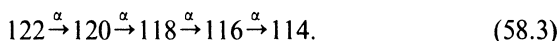
зависимостью устойчивости ядер от соотношения чисел, содержащихся в них протонов и нейтронов. Крутые шапочки для Cf и Fm можно объяснить влиянием подболошки из $N=152$ нейтронов (проявление этой подболошки было раньше замечено по особенностям α -распада, см. рис. 80).

Напомним, что до сих пор шла речь только о четно-четных ядрах. Периоды спонтанного деления ядер с нечетным массовым числом на несколько порядков больше периодов спонтанного деления соседних четно-четных ядер.

Отдельного рассмотрения заслуживают наиболее тяжелые из открытых трансуранов ($Z=101-110$). По понятным причинам информация о периодах спонтанного деления этих элементов значительно беднее и менее однозначна (рис. 263), однако из нее можно извлечь одно важное и, по-видимому, достоверное заключение. Периоды полураспада для спонтанного деления этих ядер уменьшаются гораздо медленнее, чем это следует из закона (58.1). Так, измеренное значение $T_{1/2}^c$ для ядра $^{261}_{107}$ оказалась в 10^{10} раз больше значения, вытекающего из формулы (58.1). Это позволяет надеяться на то, что вскоре будут обнаружены еще более тяжелые элементы, которые, возможно, окажутся даже более стабильными, чем 107-й элемент. Во всяком случае, современная теория предсказывает магичность чисел $Z=114$ и $N=184$. Ядра с таким содержанием протонов и нейтронов интенсивно ищут в настоящее время в природе и на ускорителях. В Дубне, например, исследовалась реакция



в надежде, что образовавшееся ядро $^{308}_{122}$ после серии α -распадов превратится в устойчивый 114-й элемент:



Другие реакции образования сверхэлементов исследовались в США, Англии, Франции. Однако пока ни один опыт не дал положительных результатов (см. Дополнение, пп. 4 и 13).

Систематическое изучение свойств трансурановых элементов не только помогает при идентификации новых изотопов, но и способствует установлению неизвестных ранее закономерностей для уже известных ядер. Так, например, в результате детального исследования трансурановых элементов было построено недостающее четвертое радиоактивное семейство, члены которого имеют массовые числа, удовлетворяющие закону

$$A = 4n + 1, \quad (58.4)$$

где n — целое число. (Члены трех других давно известных семейств подчиняются законам $A = 4n$, $A = 4n + 2$ и $A = 4n + 3$).

Это семейство называется семейством нептуния, хотя первым его членом является ${}^{241}_{94}\text{Pu}$. Ядро ${}^{241}_{94}\text{Pu}$, испуская β -частицу, за короткое время превращается в ядро ${}^{241}_{94}\text{Am}$, которое испускает α -частицу и быстро превращается в α -радиоактивный долгоживущий ($T_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$ лет) ${}^{237}_{93}\text{Np}$, именем которого и названо семейство. При α -распаде ${}^{237}_{93}\text{Np}$ образуется β -радиоактивный ${}^{233}_{91}\text{Pa}$, который превращается в α -радиоактивный долгоживущий ($T_{1/2} = 1,62 \cdot 10^5$ лет) изотоп урана ${}^{233}_{92}\text{U}$.

Как уже отмечалось, ${}^{233}_{92}\text{U}$ аналогичен по свойствам ${}^{235}_{92}\text{U}$, и, следовательно, его можно использовать в качестве ядерного горючего. В больших количествах ${}^{233}_{92}\text{U}$ получают в реакторах-размножителях, которые загружаются для этого торием.

Из других ядер, входящих в состав семейства нептуния, отметим изотоп франция ${}^{221}_{87}\text{Fr}$ и изотоп астата ${}^{217}_{87}\text{At}$. Эти два элемента относятся к числу наиболее поздно обнаруженных (1939—1940 гг.) элементов таблицы Менделеева (без учета трансурановых элементов). Заканчивается семейство стабильным изотопом висмута ${}^{209}_{83}\text{Bi}$, имеющим магическое число нейтронов (126).

Следует заметить, что существование в начале нептуниевое семейство короткоживущих ядер не является свойством только одного этого семейства. При детальном изучении трансурановых элементов были обнаружены короткоживущие «родо-начальники» также и для радиоактивных семейств, встречающихся в природе (семейства урана, тория и актиноурана). Кроме того, в процессе изучения трансурановых ядер найдены изотопы, не входящие ни в одно из четырех радиоактивных семейств. Эти ядра образуют так называемые побочные семейства, вливающиеся с некоторого звена в одно из четырех основных семейств.

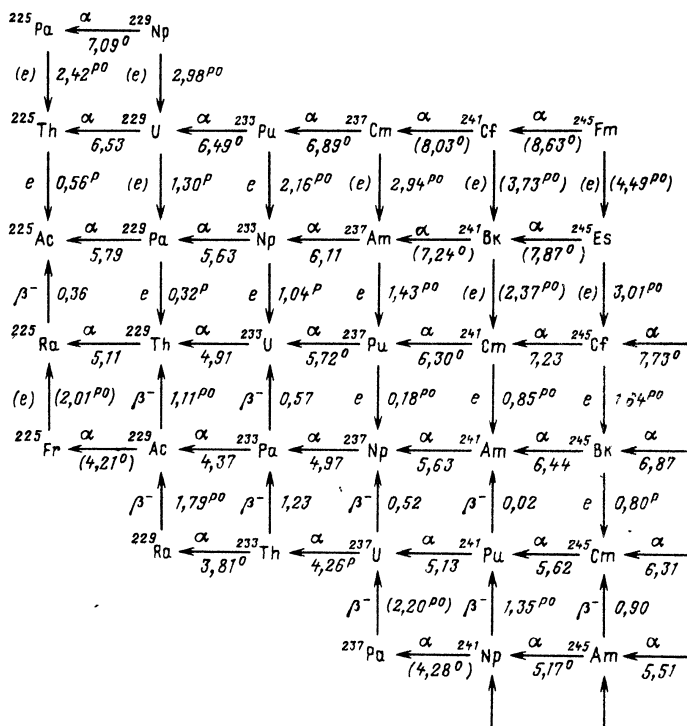


Рис. 265

Более общей закономерностью, охватывающей как основные, так и побочные семейства вместе с их короткоживущими «предками», является закономерность, названная выше энергетическими циклами.

Сущность этой зависимости легко понять из рис. 264, на котором изображены две различные цепочки радиоактивных превращений $^{241}_{94}\text{Pu}$, приводящие к одному и тому же ядру $^{237}_{93}\text{Np}$. Естественно, что суммарная энергия для α - и β -переходов в каждой цепочке должна быть одна и та же, что и подтверждается в данном случае экспериментально.

Замкнутые циклы для энергий распада позволяют определять неизвестное четвертое значение энергии в цикле, если известны остальные три, при этом замечательным обстоятельством является то, что одно и то же ядро может быть участником нескольких (до четырех) циклов, что дает дополнительный способ контроля.

На рис. 265 приведена небольшая часть группы циклов,

в которые объединяются ядра с массовым числом типа $A=4n+1$, где n —целое число. Стрелки и буквы около них указывают направление и характер процесса (α -распад, β -распад, e -захват). Числа дают значения энергий перехода: числа без индекса—данные измерений, с индексом o —оценочные значения, полученные из закономерностей α - и β -распадов, с индексами p и po —результаты расчетов по замкнутым циклам с использованием экспериментальных (p) и оценочных (po) данных. Приближенные значения энергии перехода и предполагаемый характер перехода приведены в скобках.

Аналогичные группы существуют для ядер, массовые числа которых удовлетворяют законам

$$A=4n; A=4n+2 \text{ и } A=4n+3.$$

Очевидно, что замкнутые циклы являются дальнейшим развитием представления о радиоактивных семействах, которые как бы указывают основное направление преобразования тяжелых ядер данной группы ($4n+i$) в легкие.

§ 59. Краткое заключение к гл. VIII

В гл. VIII описываются свойства трансурановых элементов, т. е. искусственно полученных элементов с зарядом $Z>92$.

В настоящее время известны следующие трансурановые элементы: нептуний ${}_{93}\text{Np}$, плутоний ${}_{94}\text{Pu}$, америций ${}_{95}\text{Am}$, кюрий ${}_{96}\text{Cm}$, берклий ${}_{97}\text{Bk}$, калифорний ${}_{98}\text{Cf}$, эйнштейний ${}_{99}\text{Es}$, фермий ${}_{100}\text{Fm}$, менделевий ${}_{101}\text{Md}$, нобелий ${}_{102}\text{No}$, лоуренсий ${}_{103}\text{Lr}$, 104-й элемент. Кроме того, получены предварительные данные, указывающие на существование 105—110 элементов.

Трансурановые элементы получают на ускорителях и в ядерных реакторах при помощи реакций, приводящих к повышению заряда исходного ядра [бомбардировка ионами ${}_5\text{B}$, ${}_6\text{C}$, ${}_7\text{N}$, ${}_8\text{O}$, ${}_{10}\text{Ne}$, ${}_{24}\text{Cr}$ и др.; реакции (d, n), (α, n), ($\alpha, 2n$), реакция (n, γ) с последующим β^- -распадом и др.]. Выделение трансурановых элементов после облучения проводится с помощью радиохимических и радиофизических методов (метод носителя, ионообменная хроматография, экспрессная газовая химия, физические методы выделения и идентификации).

Трансурановые элементы имеют много сходных свойств. Элементы от нептуния до лоуренсия включительно вместе с торием, протактинием и ураном обладают близкими химическими свойствами, вследствие чего они получили название актиноидов.

Все трансурановые элементы радиоактивны (α -распад, β -распад, e -захват, спонтанное деление). Радиоактивные свойства трансурановых элементов закономерно изменяются в зависимости от изменения A и Z . К числу этих закономерностей относятся зависимость энергии α -распада от A и Z ,

зависимость периода полураспада от энергии α -частиц при различных Z и A , связь между энергией β -распада, массовым числом A и зарядом Z для β -радиоактивных ядер, замкнутые энергетические циклы, связывающие между собой энергии α - и β -распадов ядер с однотипным массовым числом ($A=4n$; $A=4n+1$; $A=4n+2$; $A=4n+3$), связь между $\ln T_{1/2}$ и Z^2/A для спонтанного деления четно-четных ядер.

Вероятность спонтанного деления для трансурановых элементов быстро растет с ростом Z^2/A , и при $Z>105$ спонтанное деление может стать преобладающим процессом распада. Можно предполагать, что при $Z^2/A=45 \div 49$ ($Z=120 \div 125$) период полураспада для спонтанного деления будет равен ядерному времени (полное заполнение периодической системы элементов), хотя не исключено существование островков достаточно долгоживущих ядер в районе магических чисел $Z=114$ и $Z=126$.

Периоды полураспада для всех трансурановых элементов меньше возраста Земли. Поэтому трансурановые элементы не встречаются в природе [за исключением слабых следов нептуния и плутония, непрерывно образующихся в $(n, 2n)$ - и (n, γ) -реакциях на уране].

Из открытых до сих пор трансурановых элементов наибольшее практическое применение имеет изотоп плутония ^{239}Pu , который используется в качестве ядерного горючего. Многие трансурановые элементы применяются для изучения физики деления. Некоторые изотопы трансурановых элементов, например ^{238}Pu , ^{242}Cm , применяются для изготовления изотопных источников тока.

Изотопы с малым периодом полураспада относительно спонтанного деления применяют для приготовления нейтронных источников, имеющих спектр деления, другие трансурановые элементы (например, Pu) — для приготовления нейтронных источников, в которых используется реакция (α, n) на бериллии.

Глава IX

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В настоящей главе рассмотрены общие закономерности ядерных реакций под действием заряженных частиц относительно невысоких энергий, реакции под действием α -частиц и реакции под действием протонов. Другие реакции под действием заряженных частиц рассмотрены в гл. X (реакции под действием дейтронов и ионов лития) и XI (реакции под действием тяжелых ионов). Взаимодействие быстрых протонов, электронов, мюонов, пионов и других заряженных частиц с нуклонами и ядрами рассматривается в ч. III и IV.

§ 60. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом

Как известно (см. § 22 и 23), одним из основных механизмов взаимодействия заряженных частиц с ядрами и электронами вещества является электромагнитное взаимодействие и, конкретно, ионизационное торможение и кулоновское взаимодействие. Эти процессы в значительной степени определяют особенности ядерных реакций под действием заряженных частиц.

1. КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

В § 11 показано, что параметры потенциальной ямы для нейтронов характеризуются радиусом ядра $R = r_0 A^{1/3} \approx 10^{-12}$ см с глубиной 30—40 МэВ (рис. 266, а). Подобный характер потенциала показывает, что нейтрон, достаточно близко подошедший к атомному ядру, будет испытывать сильное притяжение.

В случае взаимодействия заряженных частиц с ядром потенциальная кривая имеет вид, изображенный на рис. 266, б, который аналогичен рис. 89. Напомним основные результаты, относящиеся к этой кривой (см. § 17, п. 3).

Верхняя часть кривой обусловлена взаимным кулоновским отталкиванием, которое испытывают ядро и заряженная частица. Характер убывания потенциала в этой области передается законом

$$V(r) = Zze^2/r, \quad (60.1)$$

где Z — заряд ядра; z — заряд частицы; r — расстояние между ними. При $r = R$ (радиус ядра) кривая круто спускается вниз. Эта часть кривой описывает интенсивное ядерное притяжение в области $r < R$.

Кулоновское взаимодействие заряженной частицы с ядром характеризуется высотой кулоновского барьера

$$B_k = Zze^2/R, \quad (60.2)$$

которая численно равна (МэВ):

$$B_k \approx ZzA^{-1/3}. \quad (60.3)$$

Рассмотрим ядерное взаимодействие заряженной частицы с кинетической энергией

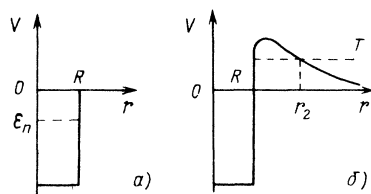


Рис. 266

$$T < B_{\kappa}. \quad (60.4)$$

В этом случае согласно классической механике частица вообще не может попасть в атомное ядро. Однако в соответствии с квантовой механикой частица с $T < B_{\kappa}$ имеет некоторую конечную вероятность пройти через потенциальный барьер туннельным переходом.

Вероятность туннельного перехода, или, как ее иначе называют, прозрачность потенциального барьера, дается формулой

$$D \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu(V_{\kappa} - T)} dr \right), \quad (60.5)$$

являющейся частным случаем формулы (17.19), полученной в § 17 для потенциального барьера произвольной формы. В рассматриваемом случае барьер задается кулоновским потенциалом $V_{\kappa} = Zze^2/r$, значения которого берутся в пределах от $r_1 = R$ до r_2 , соответствующего условию $Zze^2/r_2 = T$ [см. комментарий к формуле (17.20)]. Остальные обозначения имеют следующий смысл: $\mu = Mm/(M+m)$ — приведенная масса; T — кинетическая энергия в с. ц. и.

Интегрирование выражения (60.5) приводит к формуле

$$D = \exp(-2g\gamma), \quad (60.6)$$

где $g = \frac{R}{\lambda_{B_{\kappa}}}$; $\gamma = \sqrt{\frac{B_{\kappa}}{T}} \arccos \sqrt{\frac{T}{B_{\kappa}}} - \sqrt{1 - \frac{T}{B_{\kappa}}}$; $\lambda_{B_{\kappa}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu B_{\kappa}}}$ — дебройлевская длина волны, соответствующая кинетической энергии частицы, равной высоте барьера ($T = B_{\kappa}$).

Формула (60.6) аналогична формуле (17.21), полученной при рассмотрении α -распада, однако в данном случае надо брать значения R , μ , B_{κ} и $\lambda_{B_{\kappa}}$, которые соответствуют массам и зарядам взаимодействующих ядер и частиц. В частности, в табл. 29 приведено несколько приближенных значений B_{κ} для протонов ($z=1$) и α -частиц ($z=2$) по отношению к некоторым легким, средним и тяжелым ядрам.

Таблица 29

Ядро	$B_{\kappa}^{(p)}$, МэВ	$B_{\kappa}^{(\alpha)}$, МэВ	Ядро	$B_{\kappa}^{(p)}$, МэВ	$B_{\kappa}^{(\alpha)}$, МэВ
${}^4_2\text{He}$	2,5	5	${}^{119}_{50}\text{Sn}$	10	20
${}^{16}_8\text{O}$	3,5	7	${}^{238}_{92}\text{U}$	15	30

Что касается функции γ , то ее значения можно брать из того же рис. 90, что и в случае рассмотрения α -распада.

Легко показать, что при $T \ll B_\kappa$ формула (60.6) преобразуется в более простое выражение

$$D = \exp\left(-\frac{2\pi R B_\kappa}{\hbar v}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi Z z e^2}{\hbar v}\right), \quad (60.7)$$

где v — скорость.

Напомним, что для нуклонов

$$(\lambda_T)_{\text{н.с.к}} = \hbar / \sqrt{2m_N T} = 4,5 \cdot 10^{-13} / \sqrt{T}, \quad (60.8)$$

где T — в МэВ; λ — в см.

$$(\lambda_T)_{\text{с.п.и}} = \hbar / p' = \hbar / \frac{\mu}{m} p = m \lambda_{\text{н.с.к}} / \mu. \quad (60.9)$$

Воспользуемся формулой (60.6) для вычисления прозрачности кулоновского барьера ядра ${}_{13}^{27}\text{Al}$ по отношению к протону с кинетической энергией $T_p = 1$ МэВ.

$$R = 4,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad B_\kappa = 4,3 \text{ МэВ};$$

$$\lambda_{B_\kappa} \approx 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad g = 1,9; \quad \gamma = 1,4;$$

$$D = \exp(-2g\gamma) = \exp(-5,3) \approx 0,005.$$

Аналогичный подсчет, сделанный для других ядер и частиц при разных энергиях, показывает, что прозрачность потенциального барьера резко возрастает с увеличением кинетической энергии частиц и при прочих разных условиях на много порядков меньше для α -частиц, чем для протонов.

2. РОЛЬ ЦЕНТРОБЕЖНОГО БАРЬЕРА

До сих пор неявно предполагалось, что изучается взаимодействие частиц с ядром при их лобовом соударении. В классической механике о таком движении говорят, что оно характеризуется параметром удара, или прицельным расстоянием, равным нулю. В квантовой механике такое движение частиц описывается волновой функцией, характеризуемой орбитальным числом $l=0$.

В общем случае взаимодействие частицы с ядром может происходить с параметром удара, отличным от нуля. Соответствующая волновая функция, которая описывает движение частиц в квантовой механике, в таком случае определяется орбитальным числом $l \neq 0$. При этом, как уже указывалось в § 35, п. 2, необходимо учитывать центробежный потенциал

$$V_\kappa = \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2, \quad (60.10)$$

который для заряженной частицы будет определять ее взаимодействие с ядром наряду с кулоновским потенциалом, а при взаимодействии с ядром нейтрона будет снижать вероятность взаимодействия, подобно тому как кулоновский барьер снижает вероятность взаимодействия заряженных частиц.

Из-за центробежного барьера нейтроны могут эффективно взаимодействовать с ядром лишь при энергиях

$$T > \hbar^2 l(l+1) / 2\mu R^2, \quad (60.11)$$

т. е. при $l_T < R/\lambda_T$. Таким образом, медленные нейтроны ($\lambda_T > R$) взаимодействуют с ядром только при $l=0$. Это заключение подтверждается экспериментально сферической симметрией углового распределения продуктов взаимодействия в с. ц. и.

Для заряженных частиц положение существенно отличается из-за кулоновского барьера, высота которого B_κ для достаточно тяжелых ядер обычно превосходит высоту центробежного барьера B_π при малых значениях l . В связи с этим вероятность взаимодействия заряженных частиц с ядром при $l=0$ не очень сильно отличается от вероятности взаимодействия при

$$l=1, 2, \dots, l_0, \text{ где } l_0 = \sqrt{R/(2\lambda_{B_\kappa})},$$

т. е. в этом случае угловое распределение продуктов взаимодействия может и не быть сферически-симметричным.

В качестве примера можно привести ядро $^{119}_{50}\text{Sn}$, для которого $B_\kappa^p \approx 10$ МэВ, а B_π (МэВ) в соответствии с формулой (35.8) равна:

$$B_\pi \approx 10l(l+1)A^{-2/3} \approx 0,4l(l+1),$$

т. е. при $l=1$ (B_π)₁ = (B_π)_{мин} $\approx 0,8$ МэВ; при

$$l=2 \quad (B_\pi)_2 \approx 2,5 \text{ МэВ, а}$$

$$l_0 = \sqrt{\frac{R}{2\lambda_{B_\kappa}}} = \sqrt{\frac{1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}}{2 \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{10}}}}} \approx 2,$$

где B_κ — в МэВ. Из сравнения этих данных видно, что нейтроны с энергией $T < (B_\pi)_{\text{мин}} \approx 0,8$ МэВ могут эффективно взаимодействовать с ядром $^{119}_{50}\text{Sn}$ только при $l=0$. Наоборот, протоны с энергией $T < B_\kappa \approx 10$ МэВ будут со сравнимой вероятностью взаимодействовать как при $l=0$, так и при $l=1$ и $l=2$.

3. ИОНИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. ВЫХОД ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Как известно, основным механизмом потерь энергии заряженной частицы в рассматриваемой области энергии является ионизационное торможение, при котором кинетическая энергия частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, при этом в одном акте ионизации заряженная частица теряет около 35 эВ своей энергии.

Сечение однократного процесса ионизационного взаимодействия можно оценить по расстоянию ρ между двумя заряженными частицами, на котором кулоновский потенциал равен ионизационному. Из выражения $e^2/\rho = 35$ эВ получим

$$\rho = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{35 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 0,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad (60.12)$$

откуда для сечения ионизации имеем

$$\sigma_{\text{ион}} = \pi \rho^2 = 0,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2. \quad (60.13)$$

Если начальная кинетическая энергия заряженной частицы 1 МэВ, то она растратит всю свою энергию, т. е. полностью затормозится, через $10^6/35 \approx 3 \cdot 10^4$ актов ионизации. Сечение этого процесса

$$\Sigma_{\text{ион}} = 0,5 \cdot 10^{-16} / (3 \cdot 10^4) \approx 2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2, \quad (60.14)$$

что примерно в 10^3 раз превышает сечение ядерного взаимодействия ($\sigma_{\text{яд}} \approx 10^{-24} \text{ см}^2$). Таким образом, при движении заряженных частиц с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт в среде большинство из них будет затормаживаться до нулевой энергии и только примерно 1/1000 часть испытывает ядерное взаимодействие.

На рис. 267 схематически изображен процесс движения и взаимодействия заряженных частиц в веществе (например, в фотографической эмульсии, где они оставляют следы). На этом рисунке видно, что большинство частиц проходит весь свой путь — пробег R без ядерного взаимодействия, оставляя практически прямолинейные следы. Только в очень редких случаях происходит ядерное взаимодействие, при котором направление движения и энергия частицы сильно изменяются (рассеяние) или вместо одной частицы появляется другая (ядерная реакция).

При движении заряженной частицы в толстой мишени ($\delta > R$) ядерное взаимодействие может произойти в любом месте ее пути x , которому соответствует кинетическая энергия

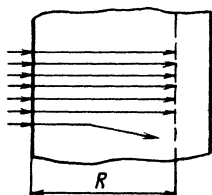


Рис. 267

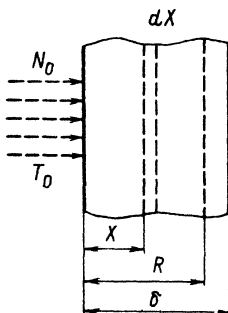


Рис. 268

$T(x)$. Чем больший путь прошла частица до ядерного взаимодействия, тем до меньшей энергии она затормозилась. Но вероятность ядерного взаимодействия есть сложная функция энергии, составляющими которой являются закон $1/v$, возможные резонансные процессы и рост прозрачности барьера с ростом энергии. Поэтому для определения вероятности ядерного взаимодействия заряженных частиц необходимо знать, до какой энергии успела затормозиться частица к моменту ядерного взаимодействия, т. е. надо учитывать быстроту убывания энергии частицы с пройденным расстоянием x .

Число ядерных взаимодействий dv , происходящих в тонком слое dx на глубине x , очевидно, равно (рис. 268):

$$dv = N(x)n\sigma(x)dx \approx N_0n\sigma(x)dx, \quad (60.15)$$

где $N(x) \approx N_0$ — поток частиц, который практически не изменяется вплоть до нулевой энергии, так как доля ядерных взаимодействий ничтожно мала; n — концентрация ядер; $\delta(x)$ — сечение взаимодействия на глубине x . Полное число взаимодействий в толстом слое вещества ($\delta > R$)

$$v = N_0n \int_0^R \sigma(x)dx = N_0n \int_0^{T_0} \sigma(T)dT \left/ \left| \frac{dT}{dx} \right| \right. \quad (60.16)$$

Доля частиц, испытавших ядерное взаимодействие, называется выходом ядерной реакции Y :

$$Y(T) = \frac{v}{N_0} = n \int_0^T \sigma(T)dt \left/ \left| \frac{dT}{dx} \right| \right. \quad (60.17)$$

Из формулы (60.17) следует, что выход ядерной реакции при данной энергии T — действительно функция не только сечения

$\sigma(T)$, но и скорости ионизационного убывания кинетической энергии, т. е. удельной ионизации частицы dT/dx .

Выход реакции Y в функции от кинетической энергии T называется функцией возбуждения реакции. Знание функции возбуждения позволяет найти сечение реакции. Так как из формулы (60.17) следует, что

$$\frac{dY}{dT} = n\sigma(T) \left/ \left| \frac{dT}{dx} \right| \right., \quad (60.18)$$

то

$$\sigma(T) = \frac{1}{n} \frac{dY}{dT} \left| \frac{dT}{dx} \right|. \quad (60.19)$$

§ 61. Реакции под действием α -частиц

Первая ядерная реакция осуществлена в 1919 г. Резерфордом, который использовал в качестве бомбардирующих частиц α -частицы, испускаемые тяжелыми α -радиоактивными ядрами. В течение длительного времени реакции под действием α -частиц были единственным известным видом ядерных реакций. Только в 1932 г., когда Чедвик открыл нейтрон, а Кокрофт и Уолтон предложили способ искусственного ускорения протонов, появилась возможность изучать реакции, идущие под действием нейтронов и протонов.

Естественно, что под действием α -частиц α -радиоактивных ядер можно было изучать ядерные реакции только на легких ядрах, так как тяжелые ядра имеют высокий кулоновский барьер $[(B_\alpha)_\alpha \approx 25 \text{ МэВ}]$, который значительно превышает кинетическую энергию даже наиболее энергетичных α -частиц $[T_\alpha(\text{ThC}'') = 8,95 \text{ МэВ}]$.

Основными видами ядерных реакций, идущих под действием α -частиц, являются реакции типа (α, p) (к ним относятся и первая ядерная реакция) и реакция типа (α, n) (в одной из которых был открыт нейтрон).

Характер протекания ядерных реакций под действием α -частиц в значительной степени определяется двумя факторами: высотой кулоновского барьера и энергией связи α -частицы в ядре. В табл. 30 даны средние значения высоты кулоновского барьера $(B_\alpha)_\alpha$ и энергии связи α -частиц ϵ_α по отношению к ядрам с различными Z .

Как известно, энергия возбуждения ядра при захвате α -частицы складывается из энергии связи и кинетической энергии (в с. ц. и.). Для того чтобы ядерная реакция была

Таблица 30

Величина	Среднее значение		
	$Z < 20$	$Z \approx 60$	$Z \approx 80$
$(B_k)_\alpha$, МэВ	10	20	25
ε_α , МэВ	8	0	-5
$W = (B_k)_\alpha + \varepsilon_\alpha$, МэВ	18	20	20

эффективной, кинетическая энергия α -частицы должна быть сравнима с высотой кулоновского барьера [$T_\alpha \approx (B_k)_\alpha$]. Поэтому энергия возбуждения ядра

$$W = \varepsilon_\alpha + T_\alpha \approx \varepsilon_\alpha + (B_k)_\alpha. \quad (61.1)$$

Из табл. 30 видно, что энергия возбуждения ядер W во всем диапазоне изменения заряда Z примерно одинакова и равна около 20 МэВ.

Такая большая энергия возбуждения промежуточного ядра вполне достаточна для того, чтобы скомпенсировать не только энергию связи вылетающего нуклона ε_N , но и кулоновский барьер $(B_k)_p$ в случае вылета протона.

Действительно, так как $\varepsilon_N \approx 8$ МэВ, то $T_N = W - \varepsilon_N = 20 - 8 = 12$ МэВ и $T_N > (B_k)_p \approx (B_k)_\alpha / 2 = 10$ МэВ. В связи с этим при бомбардировке ядер α -частицами с энергией $T_\alpha = (B_k)_\alpha$ должны идти примерно с равной вероятностью как реакции типа (α, n) , так и реакции типа (α, p) .

Остановимся на этих реакциях более подробно.

1. РЕАКЦИИ ТИПА (α, p)

Реакции типа (α, p) изучены раньше всех остальных видов реакций. Именно к этому типу реакций относится самая первая ядерная реакция, в которой был открыт протон:



Эта реакция была исследована в 1919 г. Резерфордом при помощи прибора, который использовался для изучения ядер отдачи, возникавших в результате бомбардировки различных ядер α -частицами (рис. 269).

Прибор представлял собой герметичную камеру K с окошком O , закрытым тонкой фольгой Φ , за которой располагался сцинтиллирующий экран $\mathcal{E}$. При попадании частицы на экран возникало свечение, хорошо заметное в микроскоп M . На противоположном от окошка конце камеры помещали препарат

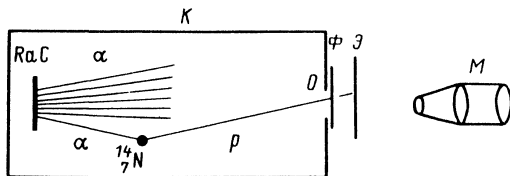


Рис. 269

RaC, испускающий α -частицы с энергией 7,7 МэВ и длиной пробега в воздухе (при нормальном давлении), примерно равной 7 см.

Камера наполнялась исследуемым газом. Выбирая подходящее давление газа, можно было сделать пробеги исследуемых частиц с данной энергией в точности равными расстоянию от источника до экрана. При этом простой характер зависимости пробега от давления позволял легко по давлению газа в камере вычислять длину пробега частицы при нормальном давлении и по формуле, связывающей длину пробега с энергией, находить ее энергию.

Изучая с помощью этого прибора возникновение ядер отдачи водорода, азота и кислорода при облучении этих газов α -частицами, Резерфорд обнаружил, что в случае азота наблюдается отклонение от картины, ожидаемой в соответствии с импульсной диаграммой упругого столкновения. Оказалось, что наряду со сравнительно короткопробежными рассеянными α -частицами встречаются какие-то другие частицы с пробегами, более чем в 4 раза превышающими пробеги бомбардирующих α -частиц.

Объяснить это явление наличием в газе примеси водорода, максимальные длины пробегов $(R_p)_{\text{макс}}$ ядер отдачи которого, т. е. протонов отдачи, как раз равны $4R_\alpha$, было нельзя, так как: 1) эффект возрастал при переходе от воздуха к чистому азоту; 2) эффект исчезал при использовании вместо азота кислорода или оксида углерода; 3) в некоторых случаях длина пробега равнялась 40 см, т. е. заметно превышала максимально возможное значение длины пробега протона отдачи $[(R_p)_{\text{макс}} = 28 \text{ см}]$; 4) угловое распределение возникающих протонов было более равномерно, чем должно быть для протонов отдачи (которые летят преимущественно вперед).

Резерфорд предположил, что появление протонов с аномально большими пробегами связано не с упругим рассеянием α -частиц на ядрах водорода, а с новым явлением — ядерной реакцией, в результате которой первоначальные ядра ${}^{14}_7\text{N}$ и ${}^4_2\text{He}$

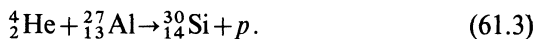
превращаются в другие ядра: $^{17}_8\text{O}$ и ^1_1H . С этой точки зрения находят свое естественное объяснение все перечисленные характеристики протонов с большими пробегами, наблюдавшихся Резерфордом.

Наиболее наглядное и убедительное доказательство того, что при взаимодействии α -частицы с ядром азота происходит ядерная реакция описанного выше вида, было дано в 1923 г. Блеккетом, который с помощью камеры Вильсона получил фотографию расщепления ядра азота α -частицей. На фотографии отчетливо видны следы первичной α -частицы, вылетающего протона и образующегося ядра. Расчет массы ядра, выполненный с учетом законов сохранения энергии и импульса, дал значение $16,72 \pm 0,42$ а. е. м.

Дальнейшее изучение показало, что эта ядерная реакция — эндозергетическая ($Q = -1,06$ МэВ) и что она имеет выход $Y = 2 \cdot 10^{-5}$ (при $T_\alpha = 7,8$ МэВ). Любопытно заметить, что, несмотря на эндозергетичность данной ядерной реакции, максимальная энергия образующихся протонов оказывается выше максимальной энергии протонов отдачи, возникающих при упругом рассеянии α -частиц той же энергии на водороде. Предлагаем в качестве упражнения разобрать этот пример с помощью законов сохранения энергии и импульса и объяснить, почему $(T_p)_{\text{реакц}} > (T_p)_{\text{отд}}$.

Вслед за азотом аналогичным методом были расщеплены ядра ^5_2B , ^9_4F , $^{11}_{11}\text{Na}$, $^{13}_{13}\text{Al}$, $^{15}_{15}\text{P}$, которые подобно азоту испускают протоны с пробегами больше 28 см. В результате ядерных взаимодействий α -частиц с ядрами $^{12}_{12}\text{Mg}$, $^{16}_{16}\text{S}$, $^{17}_{17}\text{Cl}$, $^{18}_{18}\text{Ar}$ и др. испускаются протоны с пробегами $R < 28$ см. Поэтому, чтобы отличить их от протонов отдачи, регистрацию производили в направлении, перпендикулярном направлению движения падающих α -частиц. Из импульсной диаграммы рассеяния следует, что протоны отдачи в этом направлении должны иметь минимальную энергию, в связи с чем они не могут привести к ложному эффекту.

Остановимся более подробно на реакции расщепления α -частицами ядер алюминия



Реакция (61.3) исследовалась в приборе, подобном резерфордовскому, с той только разницей, что мишенью была алюминиевая пластинка Al, а регистрация протонов проводилась счетчиком С (рис. 270). Толщина мишени (10 мкм) превосходила полный пробег α -частиц данной энергии в этом веществе.

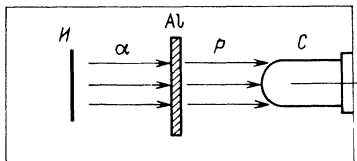


Рис. 270

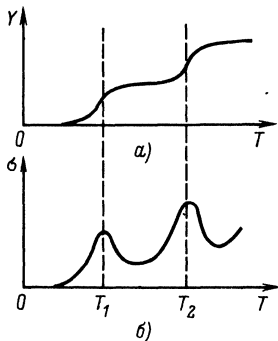


Рис. 271

В результате опыта были обнаружены протоны с пробегами 90 см. Такой большой пробег объясняется тем, что данная реакция является экзотергической и имеет $Q = 2,26$ МэВ.

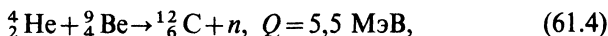
Изучение выхода реакции ${}_{13}^{27}\text{Al}(\alpha, p){}_{14}^{30}\text{Si}$ показало, что в зависимости от энергии α -частиц он изменяется ступенчатым образом (рис. 271, а). В соответствии с формулой (60.19) это значит, что сечение реакции (пропорциональное dY/dT) должно иметь вид, изображенный на рис. 271, б. Ступенчатый характер функции выхода свидетельствует о резонансной зависимости сечения реакции от энергии.

Происхождение резонансов в этом случае точно такое же, как и в рассмотренных выше реакциях взаимодействия с ядрами медленных нейтронов (см. § 42). Наличие максимумов в сечении означает, что α -частица с соответствующей энергией захватывается на один из квазистационарных уровней промежуточного ядра.

Резонансный характер изменения сечения ядерной реакции при изменении кинетической энергии бомбардирующей частицы впервые был установлен именно на примере (α, p) -реакций на легких ядрах. Однако правильное объяснение механизма возникновения резонансов было дано Бором значительно позже (1936 г.). Это связано с тем, что ширина уровней и расстояние между ними для промежуточного ядра, образующегося в рассматриваемых реакциях, отличаются от соответствующих величин для реакций, идущих под действием медленных нейтронов на тяжелых ядрах, существенно большим значением ($\Gamma \approx 1$ кэВ, $\Delta \approx 0,1 \div 1$ МэВ).

2. РЕАКЦИИ ТИПА (α, n)

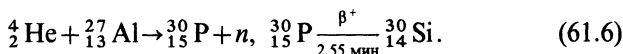
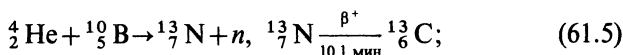
Реакции типа (α, n) были открыты Чедвиком в 1932 г. в опыте по обнаружению нейтрона. Одной из самых известных реакций этого типа является реакция α -частиц с бериллием



которая отличается чрезвычайно большим выходом $Y = 2,5 \cdot 10^{-4}$ при $T_\alpha = 5,44 \text{ МэВ}$. Эта реакция до сих пор используется как простейший источник нейтронов (см. § 39).

Реакции типа (α, n) в отличие от реакций типа (α, p) , которые, как правило, дают стабильные продукты, часто используются для получения радиоактивных изотопов. Ирен и Фредерик Жолио-Кюри в 1934 г. впервые показали, что с помощью реакций (α, n) можно получить искусственные радиоактивные ядра (см. § 41).

Примерами таких реакций являются

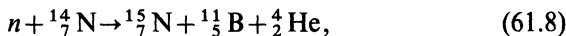


Однако иногда реакция (α, n) может приводить к образованию стабильного ядра. Такие случаи особенно интересны тем, что подобные реакции можно без особого труда направить в обратную сторону, используя ядра, образующиеся в прямой реакции, в качестве мишени для обратной реакции.

Примером такой реакции является



дающая стабильный изотоп ${}^{14}_7\text{N}$. Эта реакция имеет $Q = 0,28 \text{ МэВ}$. Обратной реакцией является процесс



для которого $Q = -0,28 \text{ МэВ}$.

Обе реакции идут через одно и то же промежуточное ядро ${}^{15}_7\text{N}$ и позволяют определить положение его энергетических уровней, причем в соответствии с принципом детального равновесия положение уровней не должно зависеть от того, какой (прямой или обратный) процесс рассматривается.

В соответствии с формулой (34.15) энергия возбуждения промежуточного ядра

$$W = \varepsilon + T',$$

где ε — энергия связи, а T' — относительная кинетическая энергия, т. е. суммарная кинетическая энергия бомбардирующей частицы и ядра в с. ц. и. Для вычисления энергии уровня в качестве T' необходимо взять резонансное значение энергии, соответствующее максимуму выхода реакции. Если энергию

частицы брать в л. с. к., то формулы для вычисления энергии уровней $^{15}_7\text{N}$ в случае прямой и обратной реакций будут

$$W = \varepsilon_\alpha + 11(T_\alpha)_{\text{рез}}/15; \quad (61.9)$$

$$W = \varepsilon_n + 14(T_n)_{\text{рез}}/15. \quad (61.10)$$

Опыт и расчет показали, что значения $W_i^{\text{рез}}$, вычисленные из обеих формул, находятся в диапазоне энергий возбуждения 12—14 МэВ и практически совпадают между собой для каждого уровня i . Расстояния между уровнями промежуточного ядра по порядку значения составляют 0,1—1 МэВ.

§ 62. Реакции под действием протонов

1. ТИПЫ РЕАКЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ

Под действием протонов идут следующие ядерные реакции: (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) и значительно реже (p, d) . Рассмотрим последовательно основные характеристики этих реакций.

Реакции типа (p, α) . Эти реакции обычно бывают экзотергическими. Действительно, в соответствии со схемой ядерной реакции, изображенной на рис. 176, энергия реакции $Q = \varepsilon_\alpha - \varepsilon_b$, где ε_α — энергия связи падающей, а ε_b — энергия связи вылетающей частицы относительно промежуточного ядра.

Применительно к рассматриваемой реакции типа (p, α) $Q = \varepsilon_p - \varepsilon_\alpha$. Но $\varepsilon_p \approx \text{const}$ для всех β -стабильных ядер периодической системы элементов и составляет около 8 МэВ. Что касается энергии связи α -частицы, то, как следует из табл. 30 (см. § 61), она изменяется от максимального значения $\varepsilon_\alpha = 8$ при $Z = 8$ до $\varepsilon_\alpha = 0$ при $Z = 60$ и становится отрицательной ($\varepsilon_\alpha < 0$) при $Z > 60$ (для α -радиоактивных ядер). Отсюда следует, что

$$Q = \varepsilon_p - \varepsilon_\alpha > 0. \quad (62.1)$$

Второе замечание, которое следует сделать о реакциях типа (p, α) , относится к вероятности таких реакций. Очевидно, что она не может быть большой на тяжелых ядрах, так как вылету α -частицы из ядра сильно препятствует высокий кулоновский барьер, который достигает 25 МэВ при $Z = 80$. Этот барьер позволяет выходить за пределы ядра только самым быстрым α -частицам, испускание которых соответствует переходу ядра на нижние и, следовательно, наиболее редко расположенные энергетические уровни. А так как статистический вес состояния определяется плотностью уровней, то отсюда и вытекает малая вероятность реакций типа (p, α) .

На легкие ядра, где кулоновский барьер невысок, это правило не распространяется. Примерами являются реакции

$${}^7_3\text{Li}(p, \alpha){}^4_2\text{He}; \quad (62.2)$$

$${}^6_3\text{Li}(p, \alpha){}^3_2\text{He}. \quad (62.3)$$

Именно реакции типа (p, α) на легких ядрах (${}_3\text{Li}$, ${}_5\text{B}$ и ${}_9\text{F}$) были первыми реакциями, полученными в 1932 г. Кокрофтом и Уолтоном при помощи протонов, искусственно ускоренных до энергии в несколько сот килоэлектрон-вольт.

Реакции типа (p, n) . Такие реакции на стабильных ядрах всегда бывают эндозергетическими и имеют порог больше 0,8 МэВ.

Чтобы это показать, изобразим реакцию (p, n) в виде схемы

$$p + A \rightarrow B + n \quad (62.4)$$

и запишем следующие очевидные соотношения:

$$m_n - m_p = 1,3 \text{ МэВ}; \quad (62.5)$$

$$M_B - M_A > -0,5 \text{ МэВ}. \quad (62.6)$$

[Если бы не выполнялось условие (62.6), то ядро A переходило бы в ядро B при помощи β -распада.] Сопоставление обоих соотношений приводит к следующему результату:

$$|Q| = (M_B + m_n) - (M_A + m_p) > 1,3 - 0,5 = 0,8 \text{ МэВ}, \quad (62.7)$$

откуда с учетом соотношения (34.20) получим

$$T_p^{\text{мин}} = \frac{M_A + m_p}{M_A} |Q| > 0,8 \text{ МэВ}.$$

Обычно порог реакции типа (p, n) равен 1—3 МэВ. Типичным примером такой реакции является реакция ${}^7_3\text{Li}(p, n){}^7_4\text{Be}$, которая имеет $Q = -1,65 \text{ МэВ}$ и $T_{\text{мин}} = 1,88 \text{ МэВ}$.

Ввиду того что при (p, n) -реакции ядро-продукт приобретает добавочный положительный электрический заряд, оно, как правило, проявляет β^+ -радиоактивность (или способность к e -захвату).

Так, в рассмотренном примере образуется радиоактивный ${}^7_4\text{Be}$, который e -захватом с периодом полураспада 53,6 дня переходит в ${}^7_3\text{Li}$. Другим примером может служить реакция

$${}^{11}_5\text{B}(p, n){}^{11}_6\text{C}, \quad Q = -2,76 \text{ МэВ}, \quad (62.8)$$

в которой образуется позитроноактивный изотоп углерода ${}^{11}_6\text{C}$ с периодом полураспада около 20 мин.

Реакции типа $(p, p)^*$. Вероятность этих реакций сравнима

* Упругое и неупругое рассеяние

с вероятностью реакций типа (p, n) , если кинетическая энергия падающих протонов превышает высоту барьера. В области малых энергий реакции типа (p, p) обычно используются в тех случаях, когда не идет реакция типа (p, n) , т. е. при кинетических энергиях падающих протонов, меньших пороговой энергии для реакции (p, n) .

Реакции типа (p, γ) . Так как вероятность испускания промежуточным ядром частиц, как правило, значительно больше вероятности излучения γ -кванта, то обычно реакция типа (p, γ) имеет очень малый выход. Однако в тех случаях, когда испускание частиц почему-либо невозможно или сильно затруднено, реакция (p, γ) приобретает большое значение. Например, когда $T_p < T_{\text{мин}}$ для (p, n) -реакции, реакцию типа (p, γ) можно наблюдать наряду с реакцией типа (p, p) .

Одним из интересных примеров реакций (p, γ) с большим выходом является реакция ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$ (см. п. 2). С другими примерами реакций, сопровождающихся испусканием γ -квантов, мы встречались при рассмотрении процессов радиационного захвата медленных нейтронов, для которых $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n(\Gamma_p, \Gamma_\alpha)$.

Реакции типа (p, d) . Эти реакции встречаются значительно реже остальных, так как дейтрон представляет слабо связанное ядро ($\epsilon_d = 2,22$ МэВ), для образования которого нужна большая энергия. Отсюда следует, что реакции типа (p, d) , как правило, должны быть эндонергетическими или должны иметь небольшое положительное Q . Примером такой реакции является ${}^9_4\text{Be}(p, d){}^8_4\text{Be}$, для которой $Q = 0,56$ МэВ.

2. РЕАКЦИИ ПРОТОНОВ С ЛИТИЕМ

Все перечисленные выше типы реакций встречаются при взаимодействии протонов с литием:

- 1) $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$, $Q = 17,35$ МэВ;
- 2) $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$, $Q = 17,25$ МэВ;
- 3) $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + n$, $Q = -1,65$ МэВ;
- 4) $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^6_3\text{Li} + d$, $Q = -5,05$ МэВ;
- 5) $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + p$.

Чтобы облегчить изучение перечисленных ядерных реакций, можно выбрать такую энергию протонов $T_p < T_{\text{мин}}$, при которой реакции 3 и 4 не пойдут и останутся только реакции 1, 2 и 5. Дальнейшее выделение интересных реакций может быть проведено при помощи соответствующего выбора метода детектирования продуктов реакции.

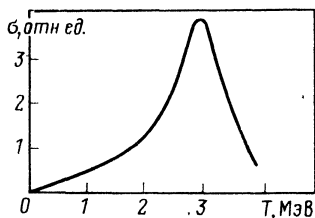


Рис. 272

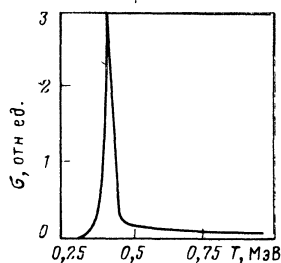


Рис. 273

Первая реакция была изучена при помощи двух ионизационных камер, позволяющих регистрировать обе α -частицы, образующиеся при распаде возбужденного ядра ${}^8_4\text{Be}$. При этом толщина литевой мишени выбиралась такой, чтобы она была достаточно большой для полного торможения падающих протонов и вместе с тем позволяла выходить из глубинных слоев образующимся α -частицам.

Измерение функции возбуждения реакции ${}^7_3\text{Li}(p, \alpha){}_2^4\text{He}$ показало, что сечение этой реакции быстро и монотонно растет с энергией и имеет широкий максимум (ширина около 1 МэВ) при кинетической энергии падающих протонов $T_p = 3$ МэВ (рис. 272).

Такой же результат получается при сравнении кинетической энергии образующихся в реакции α -частиц ($T_\alpha > 8,65$ МэВ) с высотой кулоновского барьера для α -частицы в поле другой α -частицы (5 МэВ). Почти двойное превышение энергии α -частицы над высотой барьера указывает на чрезвычайно большую вероятность распада возбужденного промежуточного ядра ${}^8_4\text{Be}$ на две α -частицы ($\tau \approx 10^{-21}$ с) и, следовательно, на очень большую ширину уровня соответствующего энергетического состояния (несколько сот килоэлектрон-вольт)*.

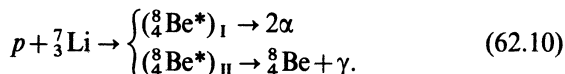
Выше было замечено, что при обычных условиях ядро с гораздо большей вероятностью испускает частицы, чем γ -кванты. Поэтому большой выход реакции типа (p, α) , казалось бы, должен указывать на чрезвычайно малую относительную вероятность протекания реакции типа (p, γ) . Между тем опыт показал, что наряду с реакцией (p, α) с большим выходом идет также реакция (p, γ) . Более того,

* Процесс ${}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$ возможен не только для возбужденного, но и для основного состояния ядра ${}^8_4\text{Be}$, масса которого на 0,095 МэВ превышает массу двух α -частиц. В связи с малой высотой кулоновского барьера этот процесс также происходит достаточно быстро ($\tau \approx 10^{-16}$ с).

наблюдается и еще одно удивительное обстоятельство, заключающееся в том, что функция возбуждения для последней реакции носит резко выраженный резонансный характер. Сечение реакции (p, γ) имеет очень узкий резонанс при энергии 440 кэВ (рис. 273).

Сопоставление результатов изучения реакций 1 и 2, казалось бы, приводит к противоречию: одно и то же промежуточное ядро ${}^8_4\text{Be}^*$ в одной и той же области энергии возбуждения ведет себя то как система с очень широким уровнем, то как система с ярко выраженным резонансом.

Объяснение этого кажущегося противоречия заключается в том, что на самом деле в реакциях 1 и 2 образуется не одно и то же, а различные состояния промежуточного ядра $({}^8_4\text{Be}^*)_I$ и $({}^8_4\text{Be}^*)_{II}$, которые отличаются друг от друга моментом количества движения и, возможно, знаком четности описывающей их волновой функции. При четных значениях момента количества движения I и положительной четности ($P > 0$) возбужденное состояние ${}^8_4\text{Be}^*$ может распадаться на две α -частицы, при других значениях I и P этот распад запрещен, но зато соответствующее состояние может оказаться достаточно короткоживущим по отношению к γ -переходу в основное состояние:



Остановимся на этом вопросе подробнее, сделав для простоты изложения некоторые наиболее правдоподобные допущения.

При рассмотрении закона сохранения четности (см. § 36) было показано, что четность системы $A + a$ определяется произведением внутренних четностей частиц A и a и орбитальным числом l , характеризующим взаимное движение этих частиц:

$$P_{A+a} = P_A P_a (-1)^l. \quad (62.11)$$

Внутренняя четность протона положительна ($P_p = 1$). Внутреннюю четность ядра ${}^7_3\text{Li}$ будем считать отрицательной ($P_{Li} = -1$), так как в соответствии с моделью ядерных оболочек три нуклона этого ядра находятся в p -состоянии. Таким образом, при захвате ядром ${}^7_3\text{Li}$ протона с четным l промежуточное ядро ${}^8_4\text{Be}^*$ будет возникать в нечетном состоянии, а при захвате протона с нечетным l — в четном, при этом для каждого состояния возможно несколько значений момента количества движения. Они могут быть получены в результате сложения трех квантовомеханических векторов: спина ядра

Таблица 31

l	I	$P = P_A P_a (-1)^l$
0	$3/2 + 1/2 + 0 = \begin{cases} 2 \\ 1 \end{cases}$	$-1 \cdot 1 \cdot (-1)^0 = -1$
1	$3/2 + 1/2 + 1 = \begin{cases} 3 \\ 2 \\ 1 \\ 0 \end{cases}$	$-1 \cdot 1 \cdot (-1)^1 = +1$

(3/2), спина протона (1/2) и орбитального момента l . Результаты суммирования для двух простейших предположений относительно возможных значений l протона ($l=0$ и $l=1$) приведены в табл. 31.

Нетрудно установить, какие из этих состояний ответственны за реакцию типа (p, α) и какие — за реакцию типа (p, γ) . По закону сохранения четности четность промежуточного ядра ${}^8_4\text{Be}$ до распада на две α -частицы должна совпадать с четностью конечного состояния (две α -частицы). Но четность системы, состоящей из двух α -частиц, положительна, так как для них операция отражения эквивалентна операции перестановки, а последняя не меняет знака волновой функции для частиц Бозе. При этом так как $P_{2\alpha} = P_\alpha^2 (-1)^l = +1$, то l четно, и так как спин α -частиц равен нулю, то l совпадает со спином распадающегося ${}^8_4\text{Be}$. Итак, испускание α -частиц возможно из состояний 2^+ и 0^+ .

Аналогичным образом, используя законы сохранения момента количества движения и четности, можно показать, что из перечисленных шести состояний ${}^8_4\text{Be}^*(0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 1^-, 2^-)$ за γ -переход в основное состояние, скорее всего, должны быть ответственны только два: 1^- или 1^+ . Это следует из характеристик основного состояния (0^+) и большого выхода γ -квантов, который согласно § 19, п. 1, по-видимому, указывает на дипольные γ -переходы ($E1$ или $M1$).

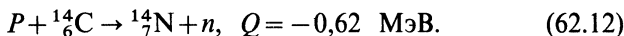
Итак, за распад на две α -частицы может отвечать возбужденное состояние ${}^8_4\text{Be}^*$ с одними значениями момента и четности (0^+ или 2^+), а за γ -переход — с другими (1^- или 1^+). Поэтому отмеченное выше различие в поведении функций возбуждения для реакций 1 и 2 является естественным следствием справедливости закона сохранения четности и момента количества движения в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Обращаем внимание читателя на то, что полученные результаты неоднозначны и зависят от допущений, положенных

в основу рассуждения [$P(^7_3\text{Li}) = -1$, $l_p = 0$ или 1, дипольное излучение, γ -переход в основное состояние]. Если хотя бы одно из этих допущений неверно, то результаты изменятся. Ясно, что для получения однозначных и правильных заключений необходима добавочная информация, которую можно получить из рассмотрения угловых распределений α -частиц и γ -излучения, сопоставления между собой параметров всех известных уровней ^8_4Be и др. В настоящее время, по-видимому, можно считать доказанным, что за распад на две α -частицы отвечает широкий уровень 2^+ при энергии возбуждения $E^* = 19,9$ МэВ, а за γ -излучение — узкий уровень 1^+ при $E^* = 17,64$ МэВ ($M1$ -переход). Оба эти состояния образуются при захвате ядром p -протона с $l=1$. Кроме них в ядре ^8_4Be идентифицировано еще более десяти уровней.

3. РЕАКЦИЯ $^{14}_6\text{C}(p, n)^{14}_7\text{N}$ И ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ОБРАЗОВАНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЯДРА

Другим важным примером реакций под действием протона является реакция типа (p, n) , идущая на углероде $^{14}_6\text{C}$:



Ядро $^{14}_6\text{C}$ — β^- -радиоактивный изотоп углерода. Однако большой период полураспада (примерно $5,73 \cdot 10^3$ лет) делает возможным его использование в качестве мишени.

Рассматриваемая реакция замечательна тем, что она приводит к образованию того же самого промежуточного ядра $^{15}_7\text{N}$, которое, как показано в § 61, п.2, образуется в реакции $^{11}_5\text{B}(\alpha, n)^{14}_7\text{N}$. Благодаря этому можно сравнить энергетические уровни ядра $^{15}_7\text{N}$, полученного разными путями. Если при таком сравнении окажется, что структура уровней промежуточного ядра не зависит от способа его образования, т. е. если в различных ядерных реакциях будет получено промежуточное ядро $^{15}_7\text{N}$ с одинаковыми энергетическими уровнями, то будет доказано, что промежуточное ядро есть физическая реальность.

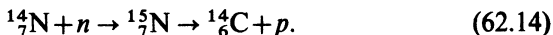
Реакция (p, n) на углероде $^{14}_6\text{C}$ изучалась с помощью генератора Ван-де-Граафа, позволяющего получать моноэнергетические протоны. Протонами облучалась тонкая углеродная мишень, а образующиеся в результате реакции нейтроны регистрировались счетчиками BF_3 . При этом для некоторых определенных значений энергии падающих протонов $(T_p)_{\text{рез}}$ было обнаружено возрастание выхода нейтронов, свидетельствующее о резонансном характере изменения сечения реакции.

По резонансным значениям энергии протонов при помощи формулы

$$W = \varepsilon_p + 14(T_p)_{\text{рез}}/15 \quad (62.13)$$

можно подсчитать энергию соответствующего уровня $W_i^{\text{рез}}(p, n)$ возбужденного промежуточного ядра $^{15}_7\text{N}$.

Аналогичные исследования были проведены над обратной реакцией



В этом случае энергию уровня промежуточного ядра подсчитывают по формуле*

$$W_i^{\text{рез}}(n, p) = \varepsilon_n + \frac{14(T_n^{\text{рез}})_i}{15}. \quad (62.15)$$

При этом оказалось, что $W_i^{\text{рез}}(p, n) \approx W_i^{\text{рез}}(n, p)$ и что их средние значения совпадают со средними значениями $W_i^{\text{рез}}$ для (α, n) - и (n, α) -реакций, рассмотренных в § 61, п. 2. Отсюда следует, что уровни промежуточного ядра $^{15}_7\text{N}$, вычисленные из результатов изучения р а з н ы х реакций, совпадают между собой. Это подтверждает правильность концепции Бора о протекании ядерной реакции в две стадии.

Следует заметить, что доказательством можно считать только совпадение уровней, полученных в р а з н ы х реакциях (61.7) и (62.12). Совпадение уровней в прямой и обратной реакциях является следствием принципа детального равновесия; оно должно иметь место и в тех случаях, когда промежуточное ядро не образуется.

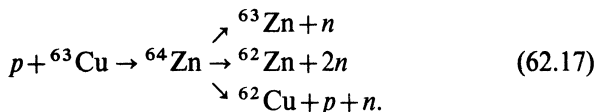
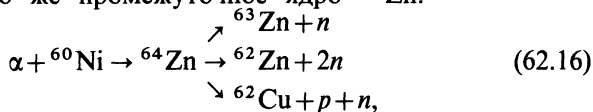
Боровская концепция протекания ядерной реакции подтверждается также сходством функций возбуждения и спектров частиц, испускаемых одинаковым промежуточным ядром, образующимся в разных реакциях, максвелловским характером энергетического спектра вылетающих частиц (спектр «испарения» частиц из возбужденного промежуточного ядра), симметрией углового распределения продуктов реакции относительно плоскости, перпендикулярной импульсу падающей частицы, в с. ц. и.

4. ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЯДРА $^{64}_{30}\text{Zn}$ В РЕАКЦИЯХ $p + ^{63}_{29}\text{Cu}$ И $\alpha + ^{60}_{28}\text{Ni}$

Наиболее убедительное доказательство правильности концепции Бора о промежуточном ядре было получено в 1950 г.

* $T_n^{\text{рез}}$ определялась по возрастанию выхода протонов. Моноэнергетические нейтроны с переменной энергией получали из реакции $p + ^7_3\text{Li} \rightarrow n + ^4_2\text{He}$, протоны для которой ускоряли на генераторе Ван-де-Граафа.

в опытах Гхошала*. В этих опытах было проведено сравнение функций возбуждения трех пар реакций, которые могут идти через одно и то же промежуточное ядро ^{64}Zn :



Если все перечисленные реакции действительно идут с образованием одного и того же промежуточного ядра, тогда согласно формуле (42.23) из § 42 сечение любой из реакций (62.16) должно быть равно:

$$\sigma_i = \sigma_1^* \Gamma_i / \Gamma, \quad (62.18)$$

а реакций (62.17)

$$\sigma'_i = \sigma_2^* \Gamma_i / \Gamma. \quad (62.19)$$

Здесь σ_1^* и σ_2^* — сечения образования промежуточного ядра ^{64}Zn в процессах захвата α -частицы ядром ^{60}Ni и протона ядром ^{63}Cu соответственно; Γ_i — парциальная ширина распада промежуточного ядра по i -му каналу; $\Gamma = \Sigma \Gamma_i$ — полная ширина.

Сравнив (62.18) и (62.19), при одинаковых энергиях возбуждения промежуточного ядра получим $\sigma_i / \sigma'_i = \sigma_1^* / \sigma_2^*$, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{63}\text{Zn} + n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{63}\text{Zn} + n)} &= \frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{62}\text{Zn} + 2n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Zn} + 2n)} = \\ &= \frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{62}\text{Cu} + p + n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Cu} + p + n)}. \end{aligned} \quad (62.20)$$

Результаты опытов Гхошала показаны на рис. 274. Из рисунка видно, что в пределах погрешности эксперимента они не только удовлетворяют соотношению (62.20), но практически совпадают [последнее — из-за случайного равенства $\sigma_1^*(T_\alpha) \approx \sigma_2^*(T_p)$ для соответствующих энергий α -частиц и протонов].

Общий вид функции возбуждения для реакции, идущей с образованием промежуточного ядра, представлен на рис. 275. Рост сечения начинается либо от $T=0$ для случая $Q>0$ (рис. 275, а), либо от $T=T_{\text{мин}}$ для случая $Q<0$ (рис. 275, б) и продолжается до $T \approx B_\kappa$. Этот рост или может быть

* Ghoshal S. N. // Phys. Rev. 1950. Vol. 80. P. 939.

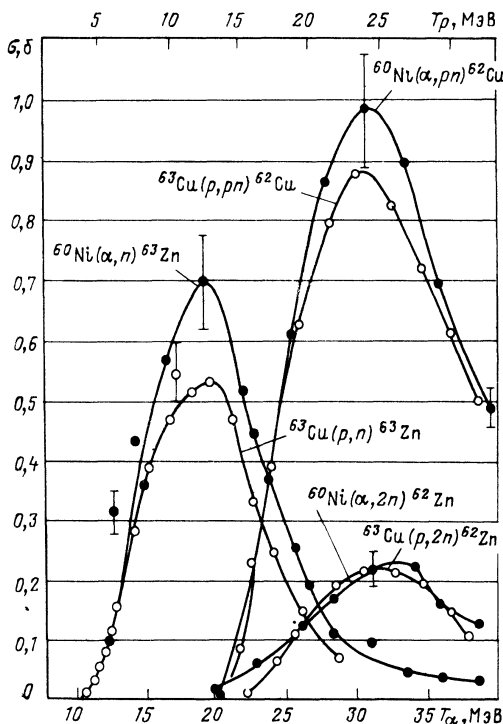
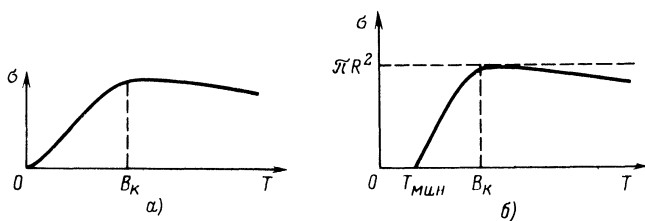


Рис. 274

Рис. 275



монотонным, или может носить резонансный характер. При $T \approx B_K$ (если рассматривается взаимодействие с $l=0$) дальнейший рост сечения прекращается, и оно достигает максимального значения. С дальнейшим ростом кинетической энергии сечение конкретной реакции начинает уменьшаться. Это происходит потому, что при больших энергиях возбуждения промежуточного ядра появляются новые конкурирующие способы его

распада, которые снижают относительную вероятность распада по данному каналу (так как сечение для всех каналов остается по-прежнему примерно равным πR^2).

§ 63. Краткое заключение к гл. IX

В гл IX рассмотрены ядерные реакции под действием легких заряженных частиц. Такие реакции имеют две особенности, обусловленные наличием у них электрического заряда

Одна из этих особенностей заключается в кулоновском взаимодействии заряженных частиц с ядром. Интенсивность кулоновского взаимодействия при заданной энергии T определяется высотой кулоновского барьера (МэВ):

$$B_{\kappa} = Zze^2/R \approx ZzA^{-1/3},$$

где R , Z , A — радиус, заряд и массовое число ядра соответственно; z — заряд частицы

При $T < B_{\kappa}$ заряженная частица попадает в ядро при помощи туннельного перехода, вероятность которого для $l=0$ определяется прозрачностью потенциального кулоновского барьера

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2\mu(V_{\kappa} - T)} dr\right),$$

где μ — приведенная масса; T — кинетическая энергия; $r_T = Zze^2/T$.

При $l \neq 0$ следует учитывать центробежный барьер

$$V_{\kappa} = \hbar^2 l(l+1)/2mr^2,$$

высота которого

$$B_{\kappa} = \hbar^2 l(l+1)/2mR^2.$$

Обычно $B_{\kappa} \ll B_{\kappa}$. Поэтому при $T < B_{\kappa} + B_{\kappa}$ вероятности взаимодействия заряженной частицы с ядром при $l=0, 1, 2, \dots, l_0$ ($l_0 = \sqrt{R/2\lambda_{B_{\kappa}}}$) оказываются сравнимыми между собой. При $T > B_{\kappa} + B_{\kappa}$ роль барьеров незначительна.

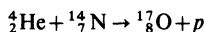
Вторая особенность ядерных реакций под действием легких заряженных частиц (с энергией около 10 МэВ) связана с испытываемым ими интенсивным ионизационным торможением, из-за которого подавляющая часть заряженных частиц теряет свою кинетическую энергию, не испытав ядерного взаимодействия.

Небольшая доля частиц v/N_0 , испытавших ядерное взаимодействие, называется выходом ядерной реакции:

$$Y(T) = \frac{v}{N_0} = n \int_0^T \frac{\sigma(T) dT}{\left| \frac{dT}{dx} \right|},$$

где $\sigma(T)$ — сечение реакции; dT/dx — скорость ионизационного убывания кинетической энергии частицы в данной среде (удельная ионизация). Под действием легких заряженных частиц идут реакции (α, p) , (α, n) , (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) , (p, d) и некоторые другие. Наиболее интересными из них являются реакции (α, p) , (α, n) , (p, α) и (p, n) .

Реакция (α, p) на азоте



была исторически первой наблюдавшейся ядерной реакцией (Резерфорд, 1919 г.). В этой и аналогичных (α, p) -реакциях было впервые доказано, что в составе всех атомных ядер содержатся протоны. Кроме того, с помощью (α, p) -реакции был впервые обнаружен резонансный характер изменения сечения ядерных реакций.

Реакция типа (α, n) впервые была зарегистрирована Чедвиком (открытие нейтрона, 1932 г.). В 1934 г. в реакции (α, n) И. и Ф. Жолио-Кюри открыли искусственную β^+ -радиоактивность. Реакции этого типа используются для получения нейтронов и радиоактивных изотопов.

Реакция типа (p, α) была впервые получена в 1932 г. Кокрофтом и Уолтоном при помощи искусственно ускоренных протонов.

Реакции типа (p, n) на стабильных ядрах имеют $Q < 0$. Второй особенностью этих реакций является то, что они, как правило, приводят к образованию радиоактивных (β^+ -распад или e -захват) ядер.

Анализ (p, α) - и (p, γ) -реакций протонов с ядрами лития наглядно показывает роль закона сохранения четности и момента в ядерных реакциях.

Сравнение уровней промежуточного ядра ${}^{15}_7\text{N}$, получающегося в разных реакциях [${}^{14}_6\text{C}(p, n){}^{14}_7\text{N}$ и ${}^{11}_5\text{B}(\alpha, n){}^{14}_7\text{N}$], доказывает правильность представления Бора о протекании ядерных реакций через промежуточную стадию образования составного ядра. Наиболее убедительное доказательство правильности концепции Бора о промежуточном ядре было получено в опытах по сравнению функций возбуждения трех пар реакций, идущих через ${}^{64}_{30}\text{Zn}$.

Глава X

РЕАКЦИИ ПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

§ 64. Общая характеристика процессов прямого взаимодействия

Известно, что не все наблюдающиеся на опыте реакции можно объяснить при помощи боровского механизма образования и распада промежуточного ядра.

Изучение выхода, энергетического спектра и углового распределения продуктов некоторых ядерных реакций привело

к результатам, которые противоречат боровской концепции. Так, например, угловое распределение неупругорассеянных быстрых нейтронов на свинце обнаруживает асимметрию вперед (в с. ц. и.), которую нельзя объяснить механизмом образования промежуточного ядра. Аналогичные результаты наблюдаются и для реакций с тяжелыми ионами. Соответственно в этих случаях энергетический спектр вылетающих частиц отличается от максвелловского (каким он должен был бы быть в случае справедливости боровской концепции) избытком быстрых частиц.

Совершенно необычно с точки зрения боровского механизма протекают многие реакции под действием дейтронов, для которых этот механизм не позволяет объяснить ни функцию возбуждения, ни угловое распределение вылетающих частиц.

Для объяснения всех этих особенностей протекания ядерных реакций был предложен другой механизм, получивший общее название прямого ядерного взаимодействия. Происхождение этого названия связано с тем, что в реакциях прямого взаимодействия переход от начального состояния ядра к конечному осуществляется прямо, непосредственно, т. е. без промежуточного этапа образования составного ядра.

В соответствии с этим механизмом взаимодействие быстрого нуклона с ядром следует рассматривать как быстрое ($\tau_{вз} \approx 10^{-22}$ с) двухчастичное взаимодействие падающего нуклона с одним или несколькими нуклонами ядра-мишени. Понятно, что в результате такого процесса рассеянный нуклон должен лететь преимущественно вперед (в с. ц. и.).

Прямое взаимодействие двух ядер происходит путем передачи одного или нескольких нуклонов от одного ядра к другому. Простейшими примерами реакций такого вида являются рассматриваемые ниже процессы неполного проникновения дейтрона в ядро и реакция срыва, при которых один нуклон бомбардирующего ядра (дейтрона) передается ядру мишени (рис. 276, а), а также реакция подхвата (рис. 276, б), когда один нуклон ядра-мишени передается бомбардирующему ядру (подхватывается им).

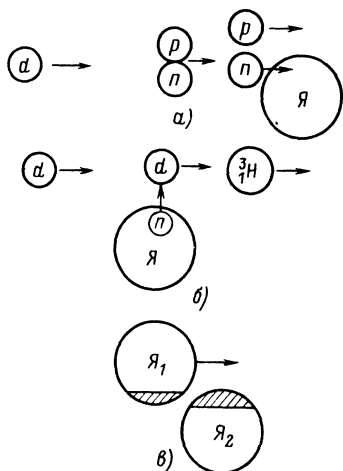


Рис. 276

Если бомбардирующая частица представляет собой сложное ядро (в настоящее время на специальных ускорителях можно получать ионы достаточно тяжелых элементов, включая ${}_{92}\text{U}$), то процессы передачи становятся весьма разнообразными, так как в них могут участвовать целые ядра (например, ${}^1_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^3_1\text{H}$ и др.) или группы нуклонов [например, $(2-3)p$ или $(2-3)n$]. Кроме того, становится возможным запрещенный для дейтрона законом сохранения изотопического спина процесс взаимного обмена разными нуклонами между бомбардирующим ядром и ядром-мишенью.

Механизм прямой передачи при взаимодействии ядра-мишени с тяжелыми ионами ($Z > 2$) можно наглядно представить в виде краевых поверхностных соударений (рис. 276, в), в результате которых происходит не слияние обоих ядер Y_1 и Y_2 в одну общую составную систему, а частичная передача нескольких «крайних» нуклонов из одного ядра в другое (см. § 73).

При изучении реакций передачи можно использовать метод идентификации образующихся радиоактивных ядер по типу радиоактивности и периоду полураспада, например ${}^{11}_6\text{C}$ (β^+ , $T_{1/2} = 20,4$ мин), ${}^{13}_7\text{N}$ (β^+ , $T_{1/2} = 10,1$ мин), ${}^{17}_7\text{N}$ (запаздывающие нейтроны, $T_{1/2} = 4,15$ с) и др. Для определения угловых распределений радиоактивные продукты (например, ${}^{13}_7\text{N}$) собираются на соответствующим образом расположенные полоски фольги. В последние годы для идентификации образующихся ядер используется метод двумерного ($T-\Delta T$)-анализа (см. § 71, п. 1).

Сравнение реакций передачи, происходящих при разных энергиях, показывает, что с увеличением энергии растет сложность реакций передачи, т. е. возрастают сечения реакций, в которых передаются 3—5 нуклонов (например, при бомбардировке ионами ${}^{16}_8\text{O}$ образуются ядра ${}^{13}_7\text{N}$ и ${}^{11}_6\text{C}$).

Изучение реакций прямого взаимодействия очень важно с точки зрения ядерной спектроскопии, так как прямой переход от начального состояния ядра к конечному (без образования промежуточного ядра) упрощает задачу определения параметров одного из них по известным характеристикам другого (нет необходимости учитывать характеристики возбужденного промежуточного ядра).

Мы не имеем возможности подробно описать эту интересную область исследования и ограничимся разбором простейших, но весьма поучительных процессов передачи — неполного проникновения дейтрона в ядро и реакции срыва нуклонов (с дейтрона), дейтронов, тритонов и α -частиц (с ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$). Кроме того, в гл. XI рассмотрены некоторые прямые

процессы, происходящие под действием тяжелых ионов, а в § 77 — прямой процесс, идущий под действием γ -квантов (прямое вырывание протонов).

§ 65. Процесс неполного проникновения дейтрона в ядро

Различный механизм протекания ядерных реакций (образование промежуточного ядра или прямое взаимодействие) можно хорошо проследить на примере ядерных реакций под действием дейтронов. Как увидим, характер ядерных реакций под действием дейтронов в обоих случаях в значительной степени определяется особенностями дейтрона. Остановимся сначала на реакциях, идущих с образованием промежуточного ядра.

Дейтрон — это чрезвычайно слабо связанное ядро: $\Delta W(^2_1\text{H}) = 2,22$ МэВ. Поэтому энергия связи дейтрона относительно промежуточного ядра только на эти 2,22 МэВ меньше двух средних энергий связи нуклона, т. е. равна:

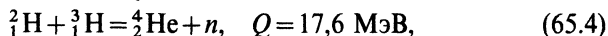
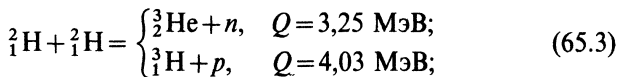
$$\varepsilon_d = 2\bar{\varepsilon}_N - \Delta W(^2_1\text{H}) \approx 2 \cdot 8 - 2 \approx 14 \text{ МэВ}. \quad (65.1)$$

Отсюда следует очень высокая энергия возбуждения промежуточного ядра, образующегося при захвате дейтрона (в МэВ):

$$W = \varepsilon_d + T'_d = (14 + T'_d). \quad (65.2)$$

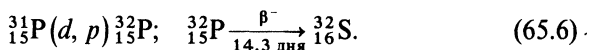
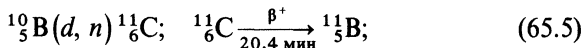
Она значительно превосходит как энергию отделения нуклона ($\bar{\varepsilon}_n \approx \bar{\varepsilon}_p \approx 8$ МэВ), так и энергию отделения α -частицы ($\varepsilon_\alpha \approx 8$ МэВ для легких ядер и $\varepsilon_\alpha < 0$ для тяжелых). В связи с этим все реакции (d, p), (d, n) и (d, α), идущие с образованием промежуточного ядра, имеют $Q > 0$ и большой выход.

Наиболее известными примерами подобных реакций являются уже упоминавшиеся ранее (см. § 34) реакции



с которыми связаны надежды физиков на получение термоядерной энергии.

Реакции под действием дейтронов можно использовать для получения искусственных радиоактивных изотопов. Примеры таких реакций:



Широкое изучение реакций под действием дейтронов показало, как и ожидалось, что все реакции $[(d, p), (d, n) \text{ и } d, \alpha]$, идущие на ядрах с $Z < 60$, действительно характеризуются большим выходом. Однако подробный анализ значений выходов реакций (d, p) и (d, n) привел к неожиданному результату. Оказалось, что отношение выходов реакций $Y(d, p)/Y(d, n)$ для ядер с $Z < 60$ примерно равняется единице при кинетической энергии падающих дейтронов, меньшей высоты барьера, а для ядер с $Z > 60$ это отношение достигает 4—5. С ростом энергии дейтронов отношение уменьшается. Удивительна также наблюдающаяся в реакциях (d, n) и (d, p) анизотропия продуктов, которые летят преимущественно вперед.

Полученные результаты противоречат представлению о протекании ядерной реакции через промежуточное ядро; действительно, если реакции (d, p) и (d, n) идут с образованием промежуточного ядра, то при прочих равных условиях выход реакции (d, p) должен быть меньше выхода реакции (d, n) из-за наличия кулоновского барьера, препятствующего вылету протона из ядра. С ростом энергии выход реакции (d, p) , а следовательно, и отношение $Y(d, p)/Y(d, n)$ должны возрасти. Угловое распределение продуктов реакции должно быть симметричным относительно угла $\theta = 90^\circ$, т. е. обладать симметрией вперед—назад (в с. ц. и.).

Для объяснения этих особенностей в 1935 г. Оппенгеймер и Филлипс предложили механизм неполного проникновения дейтрона в ядро.

В отличие от рассмотренного выше механизма протекания ядерной реакции с образованием промежуточного ядра в процессе Оппенгеймера—Филлипса дейтрон не попадает в атомное ядро, а, приблизившись к нему, поляризуется большими электрическими силами, действующими между ядром и входящим в состав дейтрона протоном. При этом если высота кулоновского барьера ядра заметно превышает энергию связи дейтрона $[B_d > \Delta W(^2_1\text{H})]$, то поляризация может быть настолько сильной, что приведет к разрыву дейтрона на нейтрон и протон, в результате чего один из нуклонов (обычно нейтрон) захватится ядром, а другой пролетит мимо ядра. Таким образом, в этом механизме реакция типа (d, p) протекает так, что протон вообще не бывает в ядре. Что касается нейтрона, то, для того чтобы он попал в атомное ядро, ему надо преодолеть лишь небольшой потенциальный барьер, равный по значению энергии связи дейтрона $\Delta W(d)$, причем в связи с малой высотой барьера нейтрон может попасть в ядро путем туннельного перехода (рис. 277). Отсюда и следует большой выход реакции типа (d, p) , если она идет в механизме

неполного проникновения дейтрона в ядро.

Понятна также и анизотропия углового распределения продуктов реакции. Так как один из продуктов вообще не бывает в ядре, то естественно, что он летит преимущественно в направлении падающего дейтрона.

Вообще говоря, реакции под действием дейтронов могут идти как с образованием промежуточного ядра, так и при помощи механизма неполного проникновения дейтрона в ядро, причем в ряде случаев заранее не ясно, каким из двух возможных способов протекает данная реакция или какой из них является преимущественным.

Надежным способом определения преимущественного механизма реакции является анализ кривых выхода (d, p) - и (d, n) -реакций в зависимости от кинетической энергии падающих дейтронов. Если отношение выходов (d, p) - и (d, n) -реакций растет с кинетической энергией (рис. 278, а), то ядерная реакция протекает с образованием промежуточного ядра. Если это отношение уменьшается с ростом кинетической энергии падающих дейтронов, то реакция идет в механизме неполного проникновения дейтрона в ядро (рис. 278, б).

Оригинальный метод определения механизма ядерной реакции основан на использовании эффекта теней, открытого в 1965 г. одновременно в СССР (А. Ф. Тулиновым) и за рубежом*. Эффект теней заключается в существовании запрещенных направлений для продуктов реакции, вылетающих из углов кристаллической решетки в направлении ее осей (рис. 279). Расположив за облучаемым кристаллом фотопластинку, можно получить картину теней (рис. 279, а), характерную для данного кристалла (рис. 279, б).

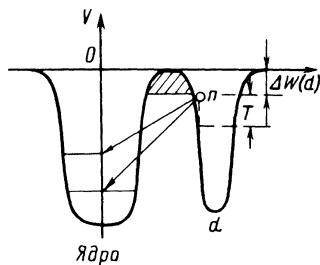


Рис. 277

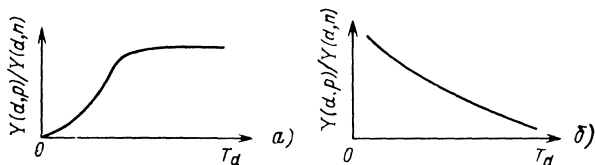


Рис. 278

* Тулинов А. Ф. // Успехи физ. наук. 1965. Т. 87. С. 585—598.

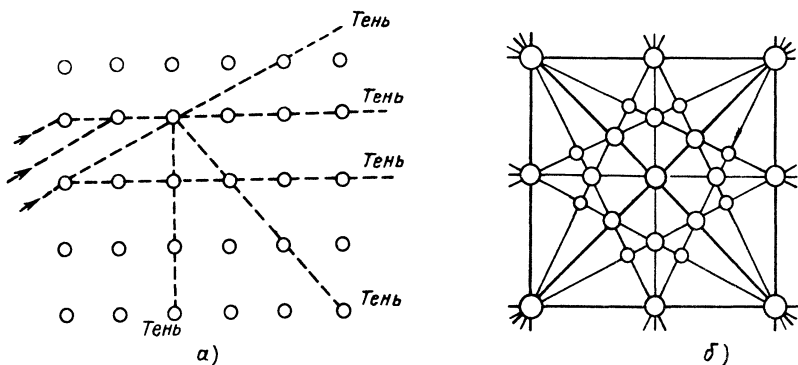


Рис. 279

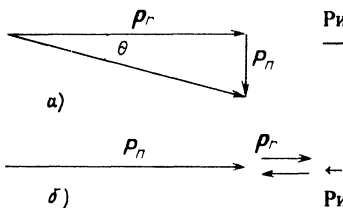


Рис. 280

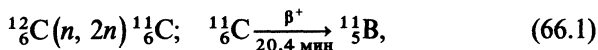
Легко видеть, что интенсивность теневой картины зависит от механизма реакции. Действительно, описанная схема образования теней справедлива только в том случае, когда за время реакции ядро не успевает вылететь (из-за отдачи) из узла решетки. Это выполняется для быстропротекающих прямых реакций, но неверно для реакций, происходящих в механизме образования долгоживущего промежуточного ядра. За время своего существования ($\tau \approx 10^{-15} - 10^{-14}$ с) промежуточное ядро успевает пройти путь $\delta = v\tau$, который значительно превышает размеры узла решетки (даже с учетом тепловых колебаний). Поэтому для продуктов распада промежуточного ядра не будет запрещенных направлений и тень не образуется.

При соответствующей калибровке эффект теней можно использовать для измерения коротких времен жизни ядер, образующихся в реакциях под действием тяжелых ионов (см. гл. XI), и для определения времени деления (см. § 53, п. 5).

§ 66. Дейтронные реакции срыва при $T_d \gg B_k$

Малая энергия связи и большие размеры дейтрона накладывают отпечаток и на взаимодействие дейтронов с ядрами при высоких энергиях, причем для случая $T_d \gg B_k$ расчет становится простым, так как кулоновским взаимодействием протона, входящего в состав дейтрона, с ядром можно пренебречь.

В 1947 г. Гельмгольц, облучая дейтронами, ускоренными в фазотроне до энергии 190 МэВ, мишень из Ве, наблюдал в направлении движения дейтрона пучок нейтронов с энергией $T_n \approx T_d/2$, причем угловой разброс пучка $\Delta\theta = 16^\circ$, разброс по энергиям $\Delta T \approx 50$ МэВ. Регистрация нейтронов при изучении углового распределения производилась с помощью реакции



позволяющей детектировать быстрые нейтроны (см. § 86, п. 1), а изучение энергетического разброса — с помощью камеры Вильсона с водородом, помещенной в магнитное поле.

Для объяснения результатов этого опыта Сербер в том же году предложил механизм дейтронного срыва, который заключается в том, что при пролете дейтрона вблизи атомного ядра он сталкивается с ядром только одним своим нуклоном, а другой пролетает мимо, не взаимодействуя с ядром.

Такой процесс возможен для дейтрона при краевых соударениях с ядром. В этом случае из-за больших размеров дейтрона один из его нуклонов может оказаться в области действия ядерных сил, в то время как другой будет за ее пределами. Нуклон, не провзаимодействовавший с ядром, будет, очевидно, лететь приблизительно в первоначальном направлении падающего дейтрона и унесет с собой примерно половину его кинетической энергии*. Разброс в кинетической энергии и направлении движения этого нуклона легко можно подсчитать, если учесть внутреннее движение нуклонов в дейтроне.

Если p_n — импульс нуклона, обусловленный его внутренним движением в дейтроне, а P_n — импульс, обусловленный его движением вместе с дейтроном, то максимальное отклонение θ от первоначального направления нуклон получит тогда, когда импульс его внутреннего движения будет перпендикулярен импульсу поступательного движения вместе с дейтроном (рис. 280, а):

$$\text{tg } \theta = p_n / P_n. \quad (66.2)$$

Соответственно максимальный разброс в кинетической энергии получится тогда, когда оба импульса коллинеарны (рис. 280, б):

$$T_n = (P_n \pm p_n)^2 / (2m). \quad (66.3)$$

Очевидно,

$$P_n = \frac{p_d}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{2M_d T_d} = \sqrt{m T_d}. \quad (66.4)$$

* Второй нуклон после одного-двух соударений обычно также вылетает из ядра, унося несколько меньшую энергию

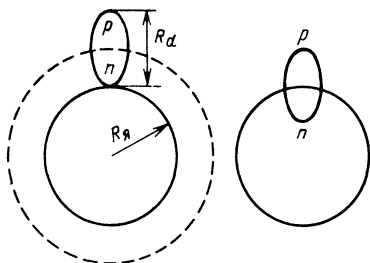


Рис. 281

Что касается величины p_n , то ее можно оценить из соотношения неопределенностей $\Delta p \Delta x \approx \hbar$, в котором в качестве Δx надо взять радиус дейтрона

$$R_d = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu\Delta W_d}} \quad (\text{см. § 82, п. 2}).$$

Отсюда

$$p_n = \sqrt{2\mu\Delta W_d} = \sqrt{m\Delta W_d} \quad (66.5)$$

$$\text{и } p_n \ll P_n.$$

В результате получаем

$$\theta = \operatorname{tg} \theta = \frac{p_n}{P_n} = \sqrt{\frac{\Delta W_d}{T_d}} \approx 0,1 \approx 6^\circ; \quad (66.6)$$

$$T_n = \frac{(P_n \pm p_n)^2}{2m} \approx \frac{P_n^2}{2m} \pm \frac{P_n p_n}{m} = \frac{T_d}{2} \pm \sqrt{T_d \Delta W_d} = 95 \pm 20 \text{ МэВ}, \quad (66.7)$$

т. е. $\Delta\theta = 12^\circ$ и $\Delta T = 40$ МэВ.

Таким образом, результаты эксперимента удовлетворительно объясняются предложенным механизмом срыва.

Столь же просто можно получить оценку сечения срыва, если предположить, что этот процесс может идти, когда ядро перекрывает не более половины размеров дейтрона (рис. 281):

$$\sigma = \pi(R_я + R_d/2)^2 - \pi R_я^2 \approx \pi R_я R_d$$

или $\sigma = \pi R_я R_d/2$ для конкретного канала реакции (d, p) или (d, n) .

Процесс срыва используется для получения пучков быстрых нейтронов (см. § 86, п. 1).

§ 67. Дейтронные реакции срыва при $T_d \geq B_x$. Расчет Батлера

Особенно интересным является случай взаимодействия с ядрами дейтронов при энергии, сравнимой с высотой кулоновского барьера $T_d \geq B_x$. Этот случай был проанализирован в 1951 г. Батлером, который показал, что, изучая энергетическое и угловое распределения продуктов реакций типа (d, p) и (d, n) , можно составить представление об энергетических уровнях остаточного ядра, образующегося в этих реакциях, т. е. определить их энергию, момент количества движения и четность. При этом метод Батлера позволяет получить харак-

теристики уровней, соответствующих энергии возбуждения ядра, меньшей энергии связи захватываемой частицы.

При обычном захвате ядром свободного нейтрона с кинетической энергией $T_n \geq 0$ образующееся ядро получает энергию возбуждения

$$W = \varepsilon_n + T'_n = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1} T_n, \quad (67.1)$$

где ε_n — энергия связи нейтрона; T'_n — кинетическая энергия нейтрона и ядра в с. ц. и.; A — массовое число ядра.

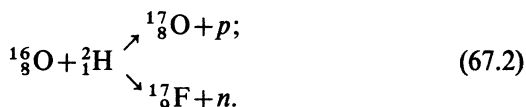
Таким образом, при захвате ядром нейтрона с нулевой кинетической энергией возбуждение ядра не может быть меньше энергии связи нейтрона, которая в среднем равняется 8 МэВ.

Особенность взаимодействия с ядром нейтрона, освободившегося из дейтрона в результате реакции срыва, заключается в том, что такой нейтрон может попасть в ядро не только с положительной или нулевой, но и с «отрицательной» кинетической энергией (подобно тому, как это бывает для α -частицы при прохождении ее через потенциальный барьер). В самом деле, для того чтобы освободить нейтрон из дейтрона и перевести его в область энергии $T \geq 0$, надо затратить энергию 2,22 МэВ на разрыв дейтрона. Поэтому можно считать, что нейтрон в дейтроне обладает отрицательной кинетической энергией $-2,22$ МэВ. Точнее, следует считать, что суммарная кинетическая энергия протона и нейтрона в дейтроне равна $-2,22$ МэВ. В процессе срыва дейтрона эта энергия будет различным образом перераспределяться между нейтроном и протоном, так что один из них может иметь большую отрицательную, а другой большую положительную кинетическую энергию. При захвате ядром нейтрона с отрицательной кинетической энергией образующееся ядро будет возбуждено до энергии, меньшей энергии связи нейтрона, и, в частности, может образоваться в основном состоянии, т. е. с нулевой энергией возбуждения $W=0$.

В соответствии с законом сохранения энергии кинетическая энергия протона будет однозначно определяться энергией возбуждения образующегося ядра. Когда нейтрон захватывается ядром в основное состояние, протон уносит максимальную кинетическую энергию. Когда нейтрон садится на более высокие уровни ядра, кинетическая энергия протона меньше. Совершенно аналогично применение законов сохранения момента количества движения и четности позволяет по четности и спину основного состояния ядра-мишени и по характеру углового

распределения продуктов реакции определить четность и спин основного или первых возбужденных состояний образующегося ядра.

Для иллюстрации рассмотрим взаимодействие дейтрона с энергией 4,5 МэВ с ядром кислорода $^{16}_8\text{O}$, которое идет по двум каналам:



Разберем более подробно реакцию, идущую с образованием $^{17}_8\text{O}$. Вылетающие в этой реакции протоны анализировались при помощи прибора типа масс-спектрометра (см. § 2) и регистрировались на фотопластинке.

Изучение выхода реакции показало, что наблюдаются четыре группы монохроматических протонов. Рассмотрим для простоты две группы: одну с максимальной энергией $(T'_p)_{\text{макс}} = 5,9$ МэВ и другую с энергией T'_{p1} , отличающейся от первой на 0,9 МэВ (рис. 282, а). Проанализируем полученный результат с точки зрения закона сохранения энергии.

Поступление энергии $(\epsilon_n + T'_d)$ складывается из энергии связи нейтрона ϵ_n и относительной кинетической энергии дейтрона T'_d . Эта энергия расходуется на разрушение дейтрона $[\Delta W(^2_1\text{H})]$, возбуждение образующегося ядра $[W(^{17}_8\text{O})]$ и относительную кинетическую энергию протона (T'_p) :

$$\epsilon_n + T'_d = \Delta W(^2_1\text{H}) + W(^{17}_8\text{O}) + T'_p. \quad (67.3)$$

Из выражения (67.3) следует, что при заданной энергии дейтронов

$$W + T'_p = \text{const.} \quad (67.4)$$

В частности, если ядро $^{17}_8\text{O}$ образуется в основном состоянии ($W=0$), то $T'_p = (T'_p)_{\text{макс}}$ и

$$\epsilon_n = \Delta W(^2_1\text{H}) - T'_d + (T'_p)_{\text{макс}}. \quad (67.5)$$

Формула (67.5) дает возможность определить энергию связи нейтрона в ядре $^{17}_8\text{O}$ по измеренному значению $(T'_p)_{\text{макс}}$:

$$\epsilon_n = 2,2 - 4,0 + 5,9 = 4,1 \text{ МэВ.}$$

Это хорошо согласуется с современным значением энергии связи нейтрона в ядре $^{17}_8\text{O}$ ($\epsilon_n = 4,142$ МэВ).

Из выражения (67.4) следует, что при заданной энергии дейтрона $dW = -dT'_p$. Поэтому, измеряя кинетические энергии пролетающих протонов, можно определить энергетические состояния ядра $^{17}_8\text{O}$. В частности, из разности $(T'_p)_{\text{макс}} - T'_p =$

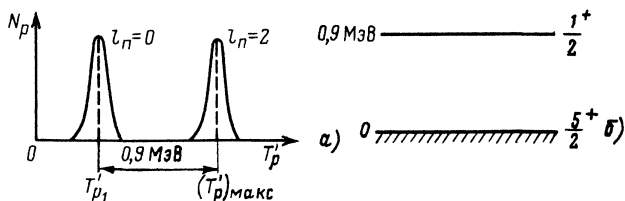


Рис. 282

$= 0,9$ МэВ следует, что первый уровень ядра $^{17}_8\text{O}$ отстоит от основного на $0,9$ МэВ (рис. 282, б).

Аналогичные рассуждения показывают, что первый уровень ядра $^{17}_9\text{F}$ отстоит на $0,5$ МэВ от основного состояния ядра, так как кинетические энергии соответствующих нейтронов в реакции (67.2) отличаются от $0,5$ МэВ.

Остановимся теперь на определении момента и четности уровней образующегося ядра $^{17}_8\text{O}$.

В 1951 г. Батлер показал, что для дейтронов с энергией $T_d \geq B$, где B — высота кулоновского барьера, по угловому распределению вылетающих (точнее говоря, пролетающих) протонов в реакции (d, p) можно определить l_n захватываемого нейтрона, а следовательно, четность и момент количества движения соответствующего уровня ядра (последний — не всегда однозначно).

Качественно результаты Батлера можно понять при помощи следующих простых полуклассических рассуждений, опирающихся на законы сохранения и специфические свойства дейтрона.

В соответствии с законом сохранения импульса импульс дейтрона p_d , импульс нуклона, захватываемого ядром (в нашем примере нейтрона), p_n и импульс пролетающего нуклона (протона) p_p образуют импульсный треугольник (рис. 283).

В этом треугольнике длина и направление p_d заданы, а длина вектора p_n (в с. ц. и.) согласно (67.3) определяется законом сохранения энергии (подробнее см. § 34, п. 3). Поэтому длина вектора p_p определяется углом рассеяния θ : чем больше угол θ , тем больше длина вектора p_p . Углу $\theta = 0$ соответствует минимальное значение

$$p_{\text{мин}} = |p_d - p_n| \neq 0. \quad (67.6)$$

Возможные углы рассеяния θ , т. е. возможные значения p_p , определяются следующими двумя условиями.

1. Значение передаваемого импульса p_p должно удовлетворять соотношению

$$p_p \rho \approx \hbar l_p \quad (67.7)$$

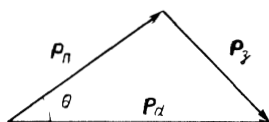
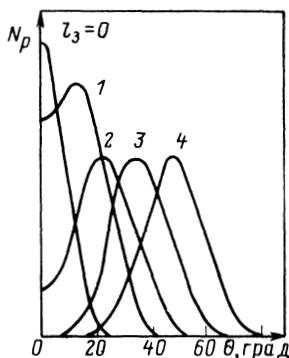


Рис. 283



Рис. 284



или

$$p_3 = \hbar l_3 / \rho \geq \hbar l_3 / R, \quad (67.8)$$

где ρ — параметр удара $\rho \leq R$; l_3 — возможные значения орбитального числа для захватываемого нуклона, которые определяются законами сохранения момента количества движения и четности [см. формулу (67.10)].

2. Из-за специфических свойств дейтрона (малый внутренний импульс) его распад обычно происходит таким образом, что рассеянный нуклон летит под минимально возможным углом θ [см. формулу (66.6)], а захватываемый нуклон передает ядру минимальный импульс p_3 .

Обычно во всех случаях, кроме $l_3=0$, оба условия бывают удовлетворены при $\rho=R$, т. е. при

$$p_3 = \hbar l_3 / R, \quad (67.9)$$

и угол рассеяния θ однозначно определяется по значению p_3 , т. е. в конечном итоге по l_3 . При $l_3=0$ соотношение (67.9) выполняется только при $\rho=0$, т. е. при любых возможных значениях p_3 и θ , однако согласно второму условию с наибольшей вероятностью должно происходить рассеяние на угол $\theta=0$. Так что и в этом случае $l_3=0$ однозначно определяет угол рассеяния $\theta=0$.

Резюмируя, можно сказать, что при $l_3=0$ рассеянный нуклон летит преимущественно под углом $\theta=0$, при $l_3=1, 2, 3, \dots$ — под углами $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ соответственно, где $\theta_1 \neq 0$ и $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3, \dots$ (рис. 284). Если возможно несколько значений l_3 , то в угловом распределении вылетающих частиц будет несколько максимумов, причем наибольшим по высоте будет максимум, соответствующий наименьшему углу θ .

Как уже упоминалось, возможные значения l_3 определяются законами сохранения момента количества движения и четности. Согласно первому закону величина l_3 должна удовлетворять соотношению

$$|I_n + I_k + s_3|_{\max} \geq l_3 \geq |I_n + I_k + s_3|_{\min}, \quad (67.10)$$

где I_n — спин ядра в начальном состоянии; I_k — спин ядра в конечном состоянии; s_3 — спин захватываемого нуклона. Согласно второму закону все возможные значения l_3 должны быть либо четными, либо нечетными. Нетрудно видеть, что совокупное действие обоих законов сохранения накладывает настолько существенные ограничения на выбор l_3 , что зачастую оказывается возможным одно-единственное значение.

Вернемся к вопросу об определении момента и четности уровней ядра $^{17}_8\text{O}$. Измерение углового распределения протонов реакции (67.2) показало, что для протонов с максимальной энергией оно совпадает с теоретической кривой, соответствующей захвату нейтрона с $l_3 = l_n = 2$, а для протонов с кинетической энергией (МэВ) $T'_{p_1} = (T'_p)_{\max} - 0,9$ экспериментальное угловое распределение совпадает с наиболее анизотропной теоретической кривой ($l_3 = l_n = 0$). Первый случай соответствует образованию ядра $^{17}_8\text{O}$ в основном состоянии, второй — в первом возбужденном состоянии. [Современное значение $W_1(^{17}_8\text{O}) = 0,871$ МэВ.]

Нетрудно подсчитать полный момент количества движения I , характеризующий основное состояние:

$$I(^{17}_8\text{O})_{\text{осн}} = I(^{16}_8\text{O}) + s_n + l_n = 0 + 1/2 + 2 = 5/2, \quad 3/2.$$

Из полученных двух возможных значений момента количества движения для основного состояния необходимо выбрать значение $5/2$, так как ядро $^{17}_8\text{O}$ расположено в начале III оболочки (см. § 12), первые нуклоны которой находятся в состоянии $d_{5/2}$.

Для первого возбужденного состояния ядра $^{17}_8\text{O}$ значение момента количества движения получается однозначным. Оно равно:

$$I(^{17}_8\text{O}) = I(^{16}_8\text{O}) + s_n + l_n = 0 + 1/2 + 0 = 1/2.$$

Оба состояния четны, так как в выражении

$$P(^{17}_8\text{O}) = P(^{16}_8\text{O})P_n(-1)^l = +1(+1)(-1)^l = +1$$

все сомножители четные.

Аналогичные результаты получаются и для второй реакции, приводящей к образованию $^{17}_9\text{F}$. Это не должно казаться удивительным, так как обе реакции являются результатом взаимодействия близких по свойствам частиц — протонов и нейтронов с одним и тем же ядром $^{16}_8\text{O}$.

Рассмотренный пример наглядно иллюстрирует возможность использования реакции срыва для определения характеристик уровней остаточного ядра. Следует еще раз подчеркнуть, что этот метод позволяет получать характеристики энергетических состояний ядра, расположенных ниже энергии связи нуклона.

Интересно отметить, что подобная реакция была использована для определения порога деления ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ нейтронами. Мы уже знаем, что ${}^{238}_{92}\text{U}$ делится только быстрыми нейтронами и порог деления лежит около 1 МэВ. Что касается ${}^{235}_{92}\text{U}$, то он делится тепловыми нейтронами. Из общих соображений, вытекающих из капельной модели ядра, следует, что функция возбуждения для ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ должна иметь характер, аналогичный функции возбуждения для ${}^{238}_{92}\text{U}$, но порог деления должен быть сдвинут влево на несколько мегаэлектрон-вольт. Это связано с меньшей высотой барьера деления для ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ и большей энергией присоединения нейтрона к этому ядру по сравнению с соответствующими параметрами для ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$. Таким образом, следовало ожидать, что порог деления ${}^{235}_{92}\text{U}$ находится в области «отрицательных» кинетических энергий падающих нейтронов. Реакция срыва дейтрона позволяет облучать ядра такими нейтронами с «отрицательной» кинетической энергией. Опыт с делением ${}^{235}_{92}\text{U}$ показал, что порог этой реакции действительно лежит в области «отрицательных» кинетических энергий нейтронов, а именно при энергии $-1,5$ МэВ.

§ 68. Реакции многонуклонной передачи. Кластеры

Выше мы видели, что специфические свойства реакции срыва дейтрона в значительной степени объясняются тем, что дейтрон — слабо связанное ядро. Поэтому можно ожидать, что аналогичные реакции будут наблюдаться и для более сложных ядер с малой энергией связи относительно разделения на два более легких ядра. Такими ядрами являются, например, ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, которые имеют очень малую энергию связи относительно разделения их на $\alpha + d$ и $\alpha + t$ соответственно. В подобных случаях говорят, что эти ядра обладают кластерной структурой, которая напоминает структуру молекулы. Процессы, происходящие с этими ядрами, сходны с химическими преобразованиями молекул. Ядро может расщепиться на два кластера, кластер может перейти из одного ядра в другое, ядра могут поменяться своими кластерами.

Так, например, при бомбардировке ядер ионами лития

с большой вероятностью идут реакции (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$), в которых конечному ядру передается α -частица, реакции (${}^7\text{Li}, \alpha$), (${}^6\text{Li}, {}^3\text{He}$), в которых передается тритон, и реакция (${}^6\text{Li}, \alpha$), сопровождающаяся передачей дейтрона. В настоящее время наиболее хорошо изучены реакции передачи α -частицы. Реакции передачи дейтрона, тритона и ${}^3\text{He}$ изучены хуже, так как из-за малой энергии связи этих ядер их кластерная природа выражена слабее. Поэтому эти реакции трудно идентифицировать среди других двух- или трехнуклонных реакций передачи. Ниже будет приведена краткая сводка экспериментальных данных, из которых следует механизм передачи α -частицы в реакциях (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$) при энергиях ионов Li больше 15 МэВ.

а. Корреляция спектров возбуждения в (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакциях. Так, было обнаружено сходство спектров возбуждения в реакциях ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, d){}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}$ при начальной энергии ионов лития 25—30 МэВ. В обеих реакциях были идентифицированы одни и те же уровни, соответствующие энергиям возбуждения 0; 1,6; 4,3; 5,8; 7,2; 8,8; 10,3; 12,7 и 15,6 МэВ.

б. Соответствие структуры уровней остаточных ядер, образующихся в реакциях типов (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$), структуре уровней аналогичных промежуточных ядер, образующихся при рассеянии α -частиц. Например, было обнаружено соответствие структуры уровней остаточного ядра ${}^{16}\text{O}$ из реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ и структуры уровней промежуточного ядра ${}^{16}\text{O}$ из процесса рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$. Оно указывает на большую избирательность возбуждения α -кластерных состояний.

в. Выполнение правил отбора по моменту, четности и изоспину для реакций, идущих в механизме передачи α -частицы. Это проявляется в малой вероятности возбуждения уровней с квантовыми числами, запрещенными этими правилами отбора (слабое проявление подобных уровней объясняется их возбуждением за счет другого механизма реакции).

г. Специфический характер угловых распределений, типичный для прямых процессов: направленность вперед и отсутствие симметрии относительно 90° . При этом важно отметить, что форма углового распределения зависит от передаваемого момента. Общая тенденция напоминает ситуацию, отмеченную в § 67 для (d, p)-реакции срыва: основной максимум сдвигается вправо с ростом передаваемого момента.

Из совокупности приведенных экспериментальных фактов следует, что реакции с ионами лития при энергии выше 15 МэВ действительно с большой вероятностью идут в прямом механизме передачи α -частицы. Поэтому в принципе эти реакции можно использовать для изучения α -частичных возбуждений

в ядрах. Однако для получения количественной информации необходима теория реакции, которая позволила бы расчетным образом получать угловые распределения в функции от переданного момента (подобно тому, как это имеет место в теории Батлера для реакции срыва нуклона с дейтрона). Из четкого проявления эффекта передачи четырехнуклонного кластера следует, что в этой теории должны быть учтены четырехчастичные корреляции. В настоящее время такой теории в законченном виде пока нет. Поэтому имеющийся экспериментальный материал используется для проверки α -частичных моделей.

Как известно, α -частичная модель атомного ядра была предложена довольно давно в связи с обнаружением большой устойчивости атомных ядер, число нуклонов в которых может быть представлено формулой $k(2p+2n)$, где k — целое число. Расчетным путем была предсказана ярко выраженная α -частичная структура для ядер ^8Be , ^{12}C , ^{16}O . Однако четкое экспериментальное подтверждение этого предсказания было получено только после изучения реакции с ионами лития.

В реакции $^7\text{Li}(\alpha, t)^8\text{Be}$ было зарегистрировано интенсивное возбуждение нескольких вращательных уровней «молекулярной» системы $^8\text{Be} = ^4\text{He} + ^4\text{He}$: 0^+ (осн.), 2^+ (2,9 МэВ) и 4^+ (11,3 МэВ). В реакциях $^9\text{Be}(^6\text{Li}, d)^{13}\text{C}$ и $^9\text{Be}(^7\text{Li}, t)^{13}\text{C}$ было доказано интенсивное возбуждение нескольких уровней ^{13}C , которые можно сопоставить α -частичным уровням ^{12}C (прямых измерений с ядром ^{12}C сделать нельзя из-за неустойчивости ядра ^8Be). Интенсивное возбуждение вращательной полосы в ядре ^{16}O : 0^+ (6,05 МэВ); 2^+ (6,52 МэВ); 4^+ (10,35 МэВ); 6^+ (16,2 МэВ), обнаружено в реакциях $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$. В аналогичных реакциях с ^{16}O обнаружена вращательная полоса для ядра ^{20}Ne .

В двух следующих ядрах « α -частичного состава» — ^{24}Mg и ^{28}Si — также обнаружены вращательные уровни с квантовыми числами 0^+ , 2^+ , 4^+ и 6^+ , однако они не α -частичные. Это следует из малости сечения возбуждения и угловых распределений. Вообще для ядер с массовым числом $A > 20$ состояния с энергией возбуждения меньше 10 МэВ имеют не кластерный, а одночастичный или коллективный характер. При энергиях свыше 10 МэВ для этих ядер наблюдаются интенсивные переходы, которые могут соответствовать α -частичным состояниям различной природы, в том числе вращательной. В более тяжелых ядрах ($A > 40$) возникновения α -частичных кластеров при небольших энергиях возбуждения замечено не было*.

* Подробнее о реакциях передачи с ионами лития см. Оглоблин А. А. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. Вып. 4. С. 936—992.

§ 69. Краткое заключение к гл. X

В гл. X рассмотрены процессы прямого ядерного взаимодействия. Механизм прямого взаимодействия двух ядер заключается в передаче одного или нескольких нуклонов из одного взаимодействующего ядра в другое (без предварительного слияния ядер, т. е. без образования промежуточного ядра). В простейших случаях передается один нуклон (реакция срыва, реакция неполного проникновения дейтрона в ядро, реакция подхвата). В более сложных реакциях осуществляется передача нескольких нуклонов, а также взаимный обмен нуклонами между взаимодействующими ядрами. В частном случае рассеяния, происходящего в механизме прямого взаимодействия, бомбардирующий нуклон взаимодействует не со всем ядром, а с одним или несколькими нуклонами ядра-мишени.

Характеристики процессов прямого взаимодействия (выход, энергетический спектр и угловое распределение продуктов) резко отличаются от характеристик реакций, протекающих по боровскому механизму.

Одна из типичных реакций прямого взаимодействия — процесс неполного проникновения дейтрона в ядро — заключается в поляризации дейтрона кулоновскими силами с последующим разрывом на протон и нейтрон и захватом нейтрона ядром. Для реакции неполного проникновения дейтрона в ядро характерны уменьшение отношения выходов реакций $Y(d, p)/Y(d, n)$ с ростом энергии и угловая анизотропия продуктов реакции. Эти особенности связаны с тем, что протон совсем не попадает в ядро, а пролетает мимо него. Обычно механизм неполного проникновения дейтрона в ядро проявляется при взаимодействии дейтронов с тяжелыми ядрами, для которых большой кулоновский барьер препятствует протеканию реакции с помощью боровского механизма.

Другая типичная реакция прямого взаимодействия — реакция срыва, которая наблюдается при нецентральных соударениях дейтрона с ядром. При этом из-за большого расстояния между нуклонами в дейтроне они могут оказаться в разных условиях: один из нуклонов может попасть в зону действия ядерных сил и будет захвачен ядром, тогда как другой будет находиться вне зоны действия ядерных сил и, следовательно, пролетит мимо ядра.

Реакция срыва при высоких энергиях дейтрона используется для получения быстрых нейтронов. Расчет и опыт показывают, что в этом случае получается пучок нейтронов с энергией

$$T_n \approx \frac{T_d}{2}$$

и малым угловым разбросом относительно направления первичного пучка дейтронов.

Теоретический анализ реакции срыва при энергии $T_d \geq B_n$ позволил найти связь между экспериментальными характеристиками (энергетическое и угловое распределения) пролетающих нуклонов и параметрами энергетических уровней остаточного ядра (энергия, момент количества движения, четность). При

этом оказывается возможным получать характеристики уровней в области энергии возбуждения ядра ниже энергии связи захватываемой частицы.

Специфические прямые реакции наблюдаются при взаимодействии с ядрами ионов лития ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Каждое из этих ядер состоит из двух слабо связанных между собой более легких ядер — кластеров (${}^6\text{Li} = {}^4\text{He} + d$ или ${}^6\text{Li} = {}^3\text{He} + t$; ${}^7\text{Li} = {}^4\text{He} + t$). В процессе прямого взаимодействия кластеры могут целиком переходить из одного взаимодействующего ядра в другое. Наиболее хорошо изучены реакции (${}^7\text{Li}, t$) и (${}^6\text{Li}, d$), сопровождающиеся передачей α -частицы. Анализ результатов исследования этих реакций позволяет изучать в ядрах многочисленные возбуждения типа невозмущенного остова плюс α -частица. Эти состояния возникают в ядрах при достаточно больших энергиях возбуждения. Таким образом, при рассмотрении взаимодействия нуклонов в ядре необходимо учитывать кроме парного взаимодействия (и среднего поля) также четырехчастичные корреляции.

Глава XI

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Развитие ускорительной техники привело к созданию специальных ускорителей и переоборудованию существующих линейных ускорителей, циклотронов, фазотронов и синхрофазотронов для ускорения ионов тяжелых атомов до энергий от нескольких мегаэлектрон-вольт до нескольких гигаэлектрон-вольт на нуклон. Первый ускоритель тяжелых ионов для ускорения ядер азота был построен в США в начале 50-х годов. В 1960 г. в Дубне был запущен ускоритель тяжелых ионов (вплоть до аргона). В 1972 г. там же была построена установка, позволяющая ускорять ионы ксенона до энергий около 1 ГэВ. Такими же возможностями обладает реконструированный в 1973 г. линейный ускоритель «Суперхайлак» (Беркли, США). В ФРГ построен ускоритель «Унилак», который позволяет ускорять ионы всех элементов вплоть до урана.

Ускорение тяжелых ионов до релятивистской энергии впервые было осуществлено в 1970 г. в Дубне. Построенный там в 1967 г. десяти миллиардный ускоритель протонов удалось переоборудовать для ускорения дейтронов, а затем ядер гелия, углерода, кислорода, неона и кремния. Поскольку предельная энергия ускорения определяется зарядом иона, то для ${}^4_2\text{He}$ она составляет 20 ГэВ, а для ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ — около 100 ГэВ, т. е., так же как и для протонов, 10 ГэВ/ Z (но 5 ГэВ/нуклон). В 1974 г.

в Беркли на базе «Суперхайлака» и протонного беватрона был создан ускоритель тяжелых ионов «Бевалак», позволяющий ускорять ионы кислорода до энергий 2 ГэВ/нуклон, ионы железа до энергий 1,8 ГэВ/нуклон и в будущем ионы урана до энергии около 1,1 ГэВ/нуклон. На несколько меньшие энергии рассчитаны ускорители, проектируемые в Японии («Нуматрон» — 0,67 ГэВ/нуклон для урана) и ФРГ («Уни-лак» + синхротрон — 0,8 ГэВ/нуклон для урана).

Для дальнейшего развития релятивистской ядерной физики в СССР в Дубне будет построен ускорительный комплекс тяжелых ионов (УКТИ), рассчитанный на ускорение ионов всех элементов от He до U в диапазоне энергий от сотен мегаэлектрон-вольт на нуклон до нескольких гигаэлектрон-вольт на нуклон. В состав комплекса будет входить ускоритель тяжелых ионов всех масс на энергии $E \geq 300$ МэВ/нуклон (тяжелоионный синхротрон — ТИС)*. ТИС будет размещен внутри магнитного кольца существующего синхрофазотрона. С ускорителя ТИС полностью ионизованные и ускоренные ядра будут поступать на синхрофазотрон, который позволит их дополнительно ускорить до энергии

$$E = \frac{10Z}{A} \text{ ГэВ/нуклон.}$$
 В дальнейшем в том же здании синхрофазот-

рона предполагается построить новый ускоритель со сверхпроводящими магнитами (нуклотрон), который будет расположен снаружи от кольцевого магнита синхрофазотрона. При использовании комплекса ТИС + нуклотрон энергия ионов урана будет составлять 10 ГэВ/нуклон.

Взаимодействие многозарядных ионов с ядрами обладает целым рядом особенностей, обусловленных наличием у них больших заряда Z и массы M :

- 1) передача больших импульсов;
- 2) передача больших моментов;
- 3) обмен большим количеством нуклонов;
- 4) особенности электромагнитного взаимодействия (большое и многократное кулоновское возбуждение, сильная ионизация, короткие пробеги).

Все это дает возможность изучать свойства ядер при необычных экстремальных условиях: «сверхплотных» (с аномально большой плотностью ядерного вещества), «сверхвращающихся» (с очень большим моментом), «сверхрадиоактивных» (далеких от линии β -стабильности), «сверхтяжелых» (далеких трансуранов), «сверхзаряженных» (квазиатомов с двумя ядрами).

* Подробнее о проекте УКТИ и других ускорителях тяжелых ионов можно прочесть в книге «Ускорительный комплекс тяжелых ионов» / Балдин А. М., Безногих Ю. Д., Василишин Б. В. и др. ОИЯИ. 9-11796, Дубна: 1978.

§ 70. Методика работы с тяжелыми ионами и обзор реакций

Анализ процессов, происходящих под действием тяжелых ионов, как и в случае обычных ядерных реакций, сводится к идентификации продуктов реакций, т. е. к определению их заряда Z и массового числа A , измерению сечения, углового и энергетического распределения, определению времени жизни и т. п. Однако методически работа с тяжелыми ионами специфична из-за большого разнообразия продуктов реакций, больших зарядов, малых пробегов и коротких времен жизни. Поэтому для исследования процессов под действием тяжелых ионов были развиты новые методики. Рассмотрим некоторые из них.

1. МЕТОД T , ΔT . ВАРИАНТЫ ПРИМЕНЕНИЯ

Известно, что ионизационные потери тяжелой нерелятивистской частицы с зарядом Z и скоростью v

$$(dT/dx)_{\text{ион}} \sim Z^2/v^2 \sim Z^2 M/T, \quad (70.1)$$

где $T = Mv^2/2$ — кинетическая энергия частицы. Отсюда следует, что $T \Delta T \sim Z^2 M$, т. е., измеряя одновременно T и ΔT , можно найти $Z^2 A$ — параметр идентификации частицы, который благодаря дискретности Z и A сильно различается для разных ядер. Так, для двух соседних элементов $^{20}_{10}\text{Ne}$ и $^{23}_{11}\text{Na}$ значения $Z^2 A$ равны соответственно 2000 и 2783, т. е. отличаются на 40%. Поэтому на двумерном спектре T , ΔT получаются хорошо различимые области, соответствующие данному значению $Z^2 A$.

С ростом Z и A разрешающая способность метода уменьшается. Так, для $^{39}_{19}\text{K}$ и $^{40}_{20}\text{Ca}$ значения $Z^2 A$ уже отличаются только на 14%, а для $^{115}_{49}\text{In}$ и $^{119}_{50}\text{Sn}$ — лишь на 7%. В связи с тем что в параметр идентификации заряд входит в квадрате, идентификацию по заряду производить проще, чем по массовому числу. В первом случае удалось продвинуться до $Z \approx 50$, а во втором — до $A \approx 20$ (четко разрешены изотопы кислорода с $15 \leq A \leq 21$). Разрешение метода T , ΔT можно повысить путем использования телескопа из двух-трех ΔT -детекторов и специальной математической обработки первичной информации. В качестве ΔT -детекторов используются газовые ионизационные и тонкие (10—100 мкм)

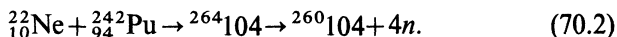
плоские кремниевые поверхностно-барьерные детекторы.* Для увеличения разрешающей способности метода T , ΔT два ΔT -детектора соединяют в схему, обеспечивающую измерение пролетного времени t между ними. Если расстояние между детекторами равно d , то $M = 2 T t^2/d^2$ и $\Delta M/M = 2\Delta T/t$. Легко подсчитать, что при $d \approx 100$ см для разрешения масс с $A \approx 50 \div 70$ необходимо временное разрешение $\Delta t \approx 0,3 \div 0,2$ нс. Такое высокое временное разрешение можно обеспечить, например, за счет применения в качестве временных датчиков тонких (тоньше 1 мкм) пленок из сцинтиллятора.

Дополнительные возможности для идентификации продуктов реакций под действием тяжелых ионов дает комбинация T , ΔT телескопа с магнитным спектрометром. В этом случае на карте двумерного спектра удается получить выделенные области, соответствующие конкретному изотопу с определенным эффективным зарядом (иона).

2. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЯДЕР И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

Особняком стоит случай образования промежуточного ядра, которое принимает на себя весь импульс первичного иона и, следовательно, летит в его направлении. Здесь для выделения продуктов реакции от частиц первичного пучка используются методы механического переноса, сепарации в электрических и магнитных полях, метод порогового детектора и др.

Сущность метода механического переноса легко представить по рис. 285, изображающего схему установки, на которой в 1964 г. в Дубне был синтезирован курчатовий ${}_{104}^{260}\text{Ku}$:



Здесь M — плутониевая мишень; P — поглотители для изменения энергии ионов ${}^{22}\text{Ne}$; $НЛ$ — бесконечная никелевая лента; $ВФ$ — вакуумная фольга; D — три пороговых детектора осколков деления (из фосфатных или силикатных стекол**).

* Принцип работы полупроводниковых детекторов аналогичен принципу работы ионизационной камеры с твердым диэлектриком между электродами. При попадании ионизирующего излучения в диэлектрик в нем образуются электроны и дырки, движущиеся к электродам. При этом амплитуда регистрируемых импульсов линейно зависит от энергии, вносимой ионизирующей частицей. Полупроводниковые детекторы обладают высокой эффективностью и высокой разрешающей способностью. Они применяются для регистрации γ -квантов, нейтронов и заряженных частиц.

** Пороговые потому, что они не чувствуют ничего, кроме осколков деления.

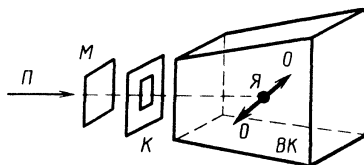
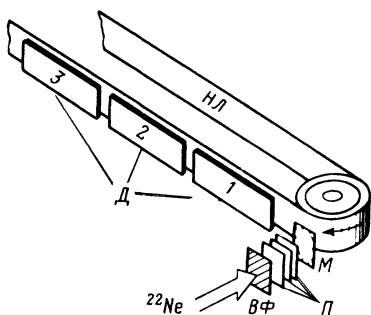


Рис. 286

Рис. 285

Ядра 104-го элемента, получившие импульс от ионов ^{22}Ne , вылетают из мишени в сторону движущейся ленты и перемещаются вместе с ней к месту расположения детекторов, которые регистрируют осколки спонтанного деления. Сопоставляя скорость движения ленты с количеством осколков, зарегистрированных каждым из трех детекторов, можно оценить период полураспада синтезируемого элемента. Этот метод позволяет определять периоды полураспада спонтанного деления порядка 0,1 с.

В этой же области времен жизни применим и другой (развитый там же), химический вариант метода переноса, основанный на различии адсорбируемости молекул хлористых соединений разных элементов поверхностью твердых тел. Из-за этого различия в район расположения детектора попадают только молекулы синтезируемого элемента.

Для выделения более короткоживущих (до 10^{-7} с) продуктов применяются методы сепарации в электрических и магнитных полях, которые позволяют проводить очистку от первичного пучка в отношении до $10^{11}:1$.

Для периодов полураспада ($10^{-9} - 10^{-7}$ с), которые встречаются у спонтанно делящихся изомеров, используется простейшая комбинация методов переноса и порогового детектора. В этом методе (рис. 286) используется эффект отдачи делящихся ядер-изомеров Я, которые вылетают из мишени М в направлении пучка П, проходят через коллиматор К и попадают в вакуумизированную камеру ВК со стеклянными стенками. Осколки деления О оставляют на стекле следы радиационного повреждения.

Для еще более коротких времен жизни ($T_{1/2} \approx 10^{-11}$ с) был использован своеобразный проекционный метод, позволяющий пространственно разделять осколки, образующиеся при мгновенном и задержанном делениях. Схема этого метода изображена на рис. 287. Здесь П — пучок; М — мишень; Я — ядро-изомер; ЗД — зона попадания осколков только от задержанного деления (из ядер-изомеров), Д — твердотельный по-

роговый детектор, в качестве которого можно использовать стекло, слюду, лавсан, майлар, поликарбонат и др.

Очень оригинален метод измерения времени жизни радиационных переходов, в котором используется доплеровское смещение. Схема применения этого метода показана на рис. 288. Здесь Π —пучок; M —мишень; C —стоппер, полностью поглощающий пучок; $Я^*$ —возбужденное ядро, выбитое из мишени; D —Ge(Li)—детектор γ -квантов. Измерения проводят при разных расстояниях от мишени до стоппера. Очевидно, что при малых расстояниях ядра будут испускать γ -кванты в основном в состоянии покоя, при больших—на лету. При этом во втором случае энергия γ -квантов должна возрасти из-за доплеровского смещения на $\Delta E = \frac{Ev \cos \theta}{c}$, где

E —энергия перехода; v —скорость ядра; θ —угол между импульсами ядра и γ -кванта. Так как скорость ядер отдачи $v/c \approx (1-3)10^{-2}$, то при $E=0,1-0,5$ МэВ значение ΔE составляет несколько килоэлектрон-вольт, что находится в пределах энергетического разрешения Ge(Li)-детектора. Измеряя долю «несмещенных» γ -квантов при различных положениях стоппера, можно определить время жизни уровня. Метод доплеровского смещения позволяет измерять времена жизни в диапазоне $10^{-12}-10^{-9}$ с. Этому соответствует диапазон расстояний до

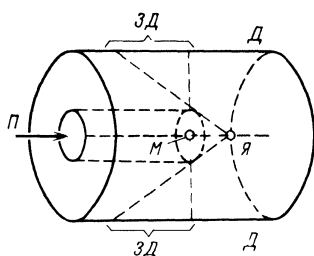


Рис. 287

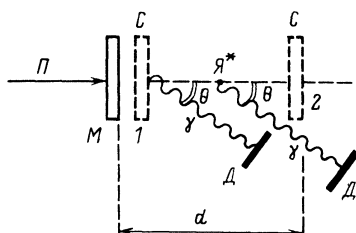


Рис. 288

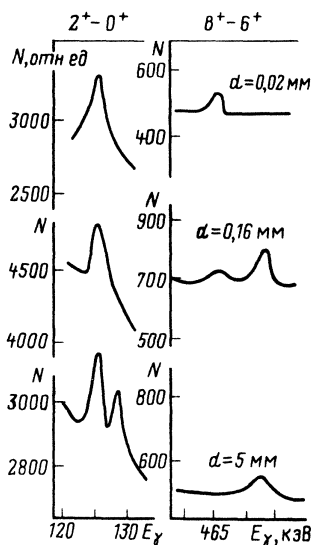


Рис. 289

мишени порядка $10^{-3} - 1$ см. В качестве примера на рис. 289 показаны спектры γ -квантов для переходов между ротационными уровнями ^{160}Er при различных d .

Наконец, времена в диапазоне $10^{-19} - 10^{-16}$ с измеряют при помощи эффекта теней (см. § 65)*.

3. ОБЗОР РЕАКЦИЙ, ИДУЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Изобразим классическую схему взаимодействия иона с ядром при энергии $T_{\text{и}} < B_{\text{к}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{\text{и}} + R_{\text{я}}}$. Для лобового соударения ($l=0$) ион сближается с ядром до расстояния

$$r_{\text{мин}} = Z_1 Z_2 e^2 / T_{\text{и}},$$

останавливается и рассеивается на 180° (рис. 290, а, б). Если соударение нелобовое ($l \neq 0$), то при той же энергии $T_{\text{и}}$ ион пролетит относительно ядра на большем расстоянии ρ' (рис. 290, б, в), так как его энергия $p'^2/2M$ на минимальном расстоянии от ядра не обращается в нуль, а определяется условием

$$\frac{p'^2}{2M} = \frac{p^2}{2M} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\rho'}, \quad (70.3)$$

где $p' \rho' \approx \hbar l$. Таким образом, $T' = \frac{p'^2}{2M} = \frac{\hbar^2 l^2}{2M \rho'^2} = V_{\text{а}}(\rho')$ и $T = B_{\text{к}}(\rho') + V_{\text{а}}(\rho')$. В обоих случаях могут происходить только электромагнитные процессы: упругое кулоновское рассеяние, неупругое кулоновское возбуждение коллективных уровней ядра, электроделение, образование квазиатомов с двойными ядрами и др. Некоторые из этих процессов рассмотрены в § 71.

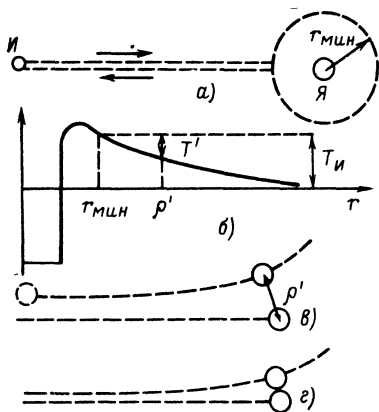


Рис. 290

* Подробнее об экспериментальных методах физики тяжелых ионов см. Михеев В. Л. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. Вып. 2. С. 269—313; об исследованиях с многозарядными ионами см. Хрынкевич А., Брода Р., Вильчински Я. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 2. С. 397—417; Джолос Р. В., Шмидт Р. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 2. С. 324—365.

Если энергия иона превышает кулоновский барьер ($T_{\text{и}} \geq B_{\text{к}}$), то наряду с электромагнитным становится возможным и ядерное взаимодействие. При этом если энергия $T_{\text{и}} = \text{const}$, то все определяется параметром удара ρ' , т. е. l .

а) Для $\rho' > R_{\text{и}} + R_{\text{я}}$, т. е. больших l , будет наблюдаться только электромагнитное взаимодействие.

б) Для $\rho' = R_{\text{и}} + R_{\text{я}}$ наряду с электромагнитным становится возможным также и ядерное взаимодействие (при касательном контакте).

Условие касательного контакта двух ядер легко найти, положив $\rho' = R_{\text{и}} + R_{\text{я}}$ и $B_{\text{к}}(\rho') = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{\text{и}} + R_{\text{я}}}$ (рис. 290, з). В результате вычислений получается следующее значение для l_{gr} (от grazing — скользящий), разделяющего чисто электромагнитное взаимодействие от электромагнитного и ядерного:

$$l_{\text{gr}} = \frac{R_{\text{и}} + R_{\text{я}}}{\hbar} \sqrt{2M \left(T - \frac{Z_{\text{и}} Z_{\text{я}} e^2}{R_{\text{и}} + R_{\text{я}}} \right)}. \quad (70.4)$$

Значение l_{gr} однозначно определяется величиной $T_{\text{и}}$ и при $T_{\text{и}} \gg B_{\text{к}}$ может быть очень большим: $l_{\text{gr}} \gg 1$. Наоборот, при $T_{\text{и}} = B_{\text{к}}$ $l_{\text{gr}} = 0$ (лобовой касательный удар). Касательное (периферическое) соударение сопровождается неупругими процессами с возбуждением гигантских резонансов, реакциями передачи одного нуклона и другими прямыми процессами с характерными временами $10^{-23} - 10^{-22}$ с.

Для $l < l_{\text{gr}}$ степень ядерного контакта увеличивается и наблюдаются глубоконеупругие процессы, сопровождающиеся передачей от ядра к ядру многих нуклонов, при этом взаимодействующие ядра образуют неравновесную двойную ядерную систему с типичным временем жизни 10^{-21} с. Специфическая двойная система может образоваться также из двух ядер, находящихся в основном состоянии, т. е. полностью сохранивших свои первоначальные свойства. В качестве примера приведем образование квазимолекулярной системы $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, которая характеризуется узкими ротационными уровнями, расположенными при энергии возбуждения 20—40 МэВ, т. е. выше основной вращательной полосы ^{24}Mg . Это интересное явление, по-видимому, объясняется тем, что два взаимодействующих ядра ^{12}C образуют гантелеобразную систему, вращающуюся вокруг своего центра тяжести.

Наконец, критическому значению $l_{\text{кр}} < l_{\text{gr}}$ соответствует слияние иона с ядром в компаунд-систему, постепенно переходящую в состояние статистического равновесия с последующим

испусканием нескольких нуклонов или делением. В этом случае характерное время жизни системы составляет 10^{-20} — 10^{-18} с.

§ 71. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{\text{и}} < B_{\text{к}}$

1. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ПРИ ВЫСОКИХ МОМЕНТАХ

Если $T_{\text{и}} < B_{\text{к}}$ (или ион пролетает за пределами радиуса действия ядерных сил), то одним из типичных процессов является кулоновское возбуждение коллективных уровней ядра. Для тяжелых ионов характерным является возбуждение ротационных уровней с высокими моментами, при этом процесс возбуждения является многократным, т. е. один и тот же пролетающий ион последовательно возбуждает ядра квадрупольными скачками.

На рис. 291 показана зависимость вероятности возбуждения ротационных состояний ядра $^{166}_{88}\text{Er}$ ионами ^{16}O , ^{81}Br и ^{127}I с $T_{\text{и}}/A = 4$ МэВ/нуклон. Видно, что с ростом массы и заряда иона возбуждаются уровни со все большими I . Такая селективность возбуждения позволяет идентифицировать возбужденные состояния с определенным I и изучать их свойства (τ , μ , Q).

Изучение ротационных уровней с высокими моментами привело к обнаружению очень интересного явления, которое получило название *backbending* (обратный загиб).

Как известно (см. § 13, п. 2), структура ротационных уровней, построенных на основном состоянии чётно-чётного ядра, описывается формулой

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (71.1)$$

где E и I — энергия и момент количества движения уровня; J — момент инерции ядра. В § 13 показано, что вплоть до $I \approx 10$ формула хорошо подтверждается экспериментально в предположении, что $J = \text{const}$. Использование реакций под действием тяжелых ионов и методика $(\gamma - \gamma)$ -совпадений дают возможность проследить ход $E(I)$ для более высоких I . При этом оказалось, что на самом деле в пределах изменения I от 0 до 10 момент инерции плавно растёт (примерно на 5% при $\Delta I = 2$), а при $I = 12 \div 16$ наблюдается резкое отклонение от формулы, свидетельствующее о росте J приблизительно в 1,5 раза при $\Delta I = 2$. Впервые это явление было наблюждено в 1971 г. в полосе основного состояния ядра ^{160}Dy . Затем оно было обнаружено и у многих других редкоземельных элементов, а также для некоторых других ядер.

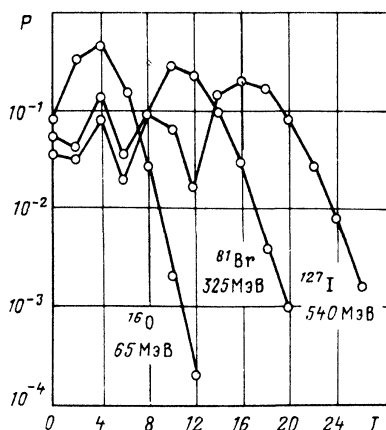


Рис. 292

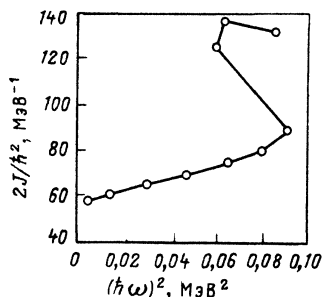


Рис. 291

Поскольку $E(I)$ быстро растет с ростом I , формула (71.1) слабо чувствует изменение J . Поэтому аномальное поведение момента инерции ядра гораздо нагляднее проявляется при рассмотрении зависимости J от приращения энергии ΔE при $\Delta I=2$:

$$\Delta E = \{E(I) - E(I-2)\} = (4I-2) \frac{\hbar^2}{2J}. \quad (71.2)$$

На рис. 292 показана зависимость $2J/\hbar^2 = (4I-2)/\Delta E$ в функции от $(\Delta E/2)^2 = (\hbar\omega)^2$ для редкоземельного элемента иттербия ^{166}Yb . Первая точка на рисунке соответствует изменению I от 0 до 2, вторая — от 2 до 4 и т. д. Из рисунка видно, что вплоть до $I=14$ ($\Delta I=14 \div 12$) наблюдается монотонный рост $(\hbar\omega)^2$, которому соответствует медленный и плавный рост J . Однако для следующей ступеньки приращения I ($\Delta I=16 \div 14$) значение $(\hbar\omega)^2$ резко уменьшается и становится равным значению $(\hbar\omega)^2$ для $\Delta I=10 \div 8$. Этому уменьшению $(\hbar\omega)^2$ соответствует резкое возрастание J , которое проявляется на рисунке в виде загиба кривой $J(\Delta E)$ назад (за что явление и получило свое название).

Аномалия поведения вращательных спектров объясняется пересечением вращательной полосы основного состояния ядра с какой-либо другой полосой (например, с полосой, соответствующей возбужденному состоянию) и преимущественным заселением нижних состояний*. На рис. 293 показана схема образования аномальной зависимости $E(I)$ и $J(\omega)$. При малых

* Преимущественное заселение нижних состояний объясняется тем, что вероятность $E2$ -перехода пропорциональна пятой степени энергии перехода. Подробнее об аномалии вращательных спектров см. Павличенков И. М. // Успехи физ. наук. 1981. Т. 133. Вып. 2. С. 193—222.

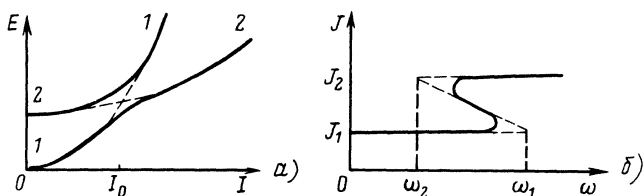


Рис. 293

I заселяются уровни основной полосы, которая в этой области идет ниже уровней возбужденной полосы. После точки пересечения полос при критическом значении углового момента $I = I_0$ заселяются более низкорасположенные уровни возбужденной полосы. Штриховые части кривых в области пересечения соответствуют отсутствию взаимодействия между полосами, плавные — слабому взаимодействию. Нижняя кривая, состоящая из отрезков 1 и 2 и соответствующая минимальной энергии при данном I , называется ираст (Yrast)-линией.

Единой микроскопической теории backbending в настоящее время не существует. Наличие второй полосы для разных типов ядер связывают с различными причинами. Для ядер одного типа она обусловлена существованием изомерии формы (см. § 53, п. 6), для других — существованием специфического двухквазичастичного возбуждения с угловым моментом, направленным вдоль оси вращения ядра. Очень наглядная теоретическая картина явления была предложена сразу после его экспериментального обнаружения. Согласно этой точке зрения резкое возрастание момента инерции ядра при высоких I объясняется фазовым переходом ядра от сверхтекучего состояния к нормальному. Такой переход может быть обусловлен разрывом нуклонных пар (наличие которых типично для сверхтекучего состояния ядра) за счет кориолисовых сил. Однако эта интерпретация не позволяла получать правильных значений критического углового момента I_0 . Современные попытки построения количественной теории вращательной аномалии опираются на анализ решения уравнений Хартри—Фока — Боголюбова для вращающегося ядра.

2. КВАЗИАТОМЫ С ДВОЙНЫМИ ЯДРАМИ

В кулоновском поле протона уровень электронов лежит при $E = -13,6$ эВ. Из анализа уравнения Дирака следует, что с ростом точечного заряда уровень опускается и при $Z_{\text{кр}} = 137$ его энергия становится равной $E = -m_e c^2$. Для реального (неточечного) ядра

критический заряд $Z_{\text{кр}}$ для уровня $1S_{1/2}$ равен 170 (для уровня $1P_{1/2}$ — 185 и т. п.). По достижении $Z_{\text{кр}}$ вакуум делается неустойчивым по отношению к процессу рождения $(e^+ - e^-)$ -пар, при этом позитроны испускаются, а электроны садятся на уровень $1S_{1/2}$ и образуют электронную оболочку.

Согласно принципу Паули на этот уровень могут сесть два электрона, в результате чего устойчивость восстанавливается. При $Z=185$ до границы $E = -m_e c^2$ опускается следующий уровень $1P_{1/2}$, который также заполняется электронами из вакуума. Таким образом, при $Z \gg Z_{\text{кр}}$ должен наблюдаться своеобразный процесс электронной конденсации, приводящий к частичной компенсации заряда ядра.

Ядер с $Z > Z_{\text{кр}}$ не существует, однако предсказания квантовой электродинамики в этой области зарядов можно проверить, исследуя реакции под действием тяжелых ионов. Действительно, если два иона с зарядами Z_1 и Z_2 сблизить до расстояния δ , удовлетворяющего условию $R_{\text{я}} \ll \delta \ll R_{\text{ат}}$, то «с точки зрения» электронной оболочки такая система из двух ядер выглядит как одно ядро с суммарным зарядом $Z = Z_1 + Z_2$. Таким образом, в течение короткого времени сближения двух ядер в принципе может существовать квазиатом, электронная оболочка и излучение которого соответствуют ядру с зарядом $Z_1 + Z_2$.

При сближении двух ионов урана возникающий квазиатом будет иметь заряд $Z = 184 > Z_{\text{кр}}$. Расчет показывает, что критическое расстояние сближения $R_{\text{кр}}$, соответствующее $E = -m_e c^2$, равно $R_{\text{кр}} = 35$ фм, а требуемая для этого энергия ионов $T_{\text{и}} \geq 600$ МэВ. Такой энергии будет соответствовать скорость иона $v_{\text{и}} \ll v_{\text{к}}$, где $v_{\text{к}}$ — скорость орбитального движения K -электронов, т. е. электронная оболочка успеет образоваться (квазистатический процесс).

Опыты с ионами урана пока еще не сделаны, однако уже имеются результаты опытов с более легкими ионами ^{53}I ($E = 10 \div 60$ МэВ), которыми бомбардировали мишени из ^{79}Au , ^{90}Th и ^{92}U . В этих опытах было зарегистрировано излучение квазиатомов с зарядами 132, 143 и 145 соответственно. Опыты такого рода очень трудны из-за малого выхода излучения и непрерывного характера излучаемого спектра. Последнее объясняется тем, что энергии переходов зависят от расстояния между ионами и, следовательно, плавно изменяются при их сближении.

3. ДАРМШТАДТСКИЙ ЭФФЕКТ

В конце 80-х годов на ускорителе «Унилак» (ФРГ) при изучении рассеяния тяжелых ионов на тяжелых ядрах (включая U на U) были обнаружены позитроны и элек-

трон-позитронные пары с аномальной структурой энергетического спектра.

Для e^+e^- -пар с углом разлета $180 \pm 20^\circ$ была замечена линейчатая структура энергетического спектра, который в области энергий 500—950 кэВ состоит из множества узких пиков. При этом положение пиков очень слабо зависит от Z : спектральная картина в случае $(U+U)$ -соударения практически не отличается от случая $(Pb+Pb)$ -соударения.

По месту расположения ускорителя описываемый эффект получил название дармштадтского. В настоящее время пока еще нет общепринятого теоретического объяснения дармштадтского эффекта, хотя очевидно, что он имеет электромагнитную природу. Ясно также, что его, по-видимому, нельзя объяснить рассмотренным выше эффектом спонтанного рождения e^+e^- -пар из вакуума, так как в случае $(Pb+Pb)$ -соударения $2Z_{Pb} < Z_{кр}$.

§ 72. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{и} \geq B_{к}$

Как отмечено в § 2, при $T_{и} \geq B_{к}$ существует граничное значение $l_{gr} = \frac{R_{я} + R_{и}}{\hbar} \sqrt{2\mu \left(T - \frac{Z_{я}Z_{и}e^2}{R_{я} + R_{и}} \right)}$, соответствующее касательному (периферическому) взаимодействию. Для всех $l > l_{gr}$ возможно только электромагнитное взаимодействие, для $l \leq l_{gr}$ — электромагнитное и ядерное.

1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ИОНОВ

Поскольку электромагнитное взаимодействие дальнего действия, то из $pr \approx \hbar l$, где $0 \leq p < \infty$, следует $0 \leq l < \infty$. Однако после рассеяния волны с $l \leq l_{gr}$ должны выпадать из амплитуды

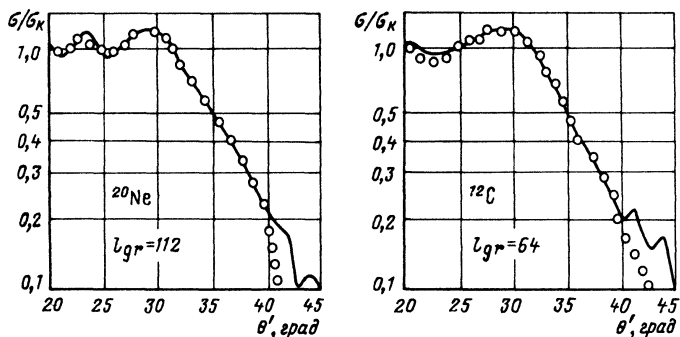
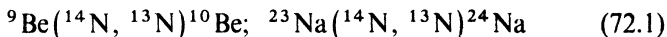


Рис. 294

упругого кулоновского рассеяния, так как они поглощаются в результате их участия в ядерном взаимодействии. Поэтому при теоретической интерпретации упругого рассеяния ионов эти волны надо вычитать из кулоновской амплитуды и сечение рассеяния подсчитывать по оставшейся части. На рис. 294 приведено сравнение такого расчета с экспериментом для $^{20}_{10}\text{Ne} + ^{197}_{79}\text{Au}$ и $^{12}_6\text{C} + ^{197}_{79}\text{Au}$ при энергии 10 МэВ/нуклон. Обращает на себя внимание большое значение l_{gr} .

2. РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ

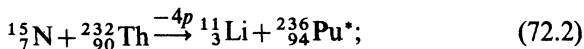
При касании ядер чаще всего наблюдаются реакции с передачей одного нуклона, например



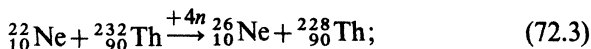
и т. п. Кроме упомянутых реакций под действием ионов ^{14}N были изучены и другие реакции такого же типа (с ядрами ^{10}B , ^{14}N , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , ^{32}S). Сечения этих реакций достигают $5 \text{ мб} = 5 \cdot 10^{-31} \text{ м}^2$.

Если $l < l_{gr}$, то число передаваемых нуклонов возрастает, в результате чего образуется много различных ядер-продуктов. Приведем несколько примеров реакций передачи, в которых участвуют 4—6 нуклонов:

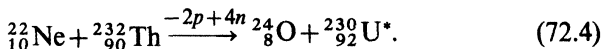
срыв четырех p



подхват четырех n



обмен двух p на четыре n



Легко видеть, что все эти реакции приводят к образованию легких нейтроноизбыточных ядер. Таким методом в Дубне было получено несколько десятков подобных ядер, и среди них такие экзотические, как ^8_2He , $^{11}_3\text{Li}$, $^{14}_4\text{Be}$, $^{15}_5\text{B}$, $^{21}_7\text{N}$, $^{20}_6\text{C}$, $^{24}_8\text{O}$ и др. Аналогичные результаты были получены при облучении $^{232}_{90}\text{Th}$ ионами $^{40}_{18}\text{Ar}$ ($^{29}_{12}\text{Mg}$, $^{31}_{13}\text{Al}$, $^{33}_{14}\text{Si}$, $^{35}_{15}\text{P}$, $^{39}_{16}\text{S}$, $^{41}_{17}\text{Cl}$). Заметим, что описанным методом трудно получить тяжелые нейтроноизбыточные ядра, так как с легкого ядра охотнее срываются протоны. Возможно, что эту задачу удастся решить при использовании в качестве иона $^{48}_{20}\text{Ca}$, имеющего большой избыток нейтронов, или реакции $^{92}\text{U} + ^{92}\text{U}$.

Нейтронноизбыточные ядра из середины периодической системы элементов образуются при делении тяжелых ядер (см. § 49). Изучение свойств нейтронноизбыточных ядер привело к открытию запаздывающих нейтронов, а позднее запаздывающей двухнейтронной и трехнейтронной, а также тритиевой радиоактивности (см. § 20).

3. РЕАКЦИИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

При $I \leq I_{кр}$ происходит полное слияние ядер, т. е. образуется возбужденное промежуточное ядро, которое испытывает следующие этапы преобразования: испускание нескольких быстрых нуклонов, установление статистического равновесия и деление или эмиссия испарительных нуклонов.

Реакция слияния легких ядер позволяет получать нейтрондефицитные ядра. Так, например, в реакции



получается ядро ${}^{80}_{40}\text{Zr}$, в котором на 10—12 нейтронов меньше, чем у β -стабильных изотопов этого элемента. А если учесть, что в подобных реакциях промежуточное ядро образуется в возбужденном состоянии и что это возбуждение обычно снимается за счет испускания нескольких нейтронов, то легко понять, что дефицит нейтронов в ядрах-продуктах может достигать 15—20 нейтронов.

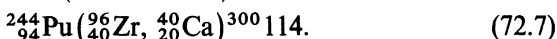
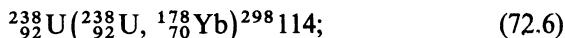
Изучение свойств нейтрондефицитных ядер привело к открытию запаздывающих протонов, а также (позднее) протонного распада (испускание протона из основного состояния ядра) и запаздывающей двухпротонной радиоактивности (см. § 20).

При слиянии иона с тяжелым ядром наиболее вероятен процесс деления, в результате которого образуются осколки, перегруженные нейтронами, т. е. нейтронноизбыточные ядра с массовыми числами $A=100-150$. Другим (значительно менее вероятным) процессом ($10^{-8}-10^{-16}$) является вылет нескольких нейтронов и образование трансуранового элемента. В последние годы таким методом в Дубне открыто несколько новых изотопов 104-го элемента и 105-й—110-й элементы, а в ФРГ—109-й (см. § 57).

Изучение свойств трансурановых элементов привело к открытию спонтанного деления из изомерного состояния (изомерия формы, см. § 53, п. 6).

Предпринимаются попытки синтеза сверхтяжелых элементов с $Z \approx 114$ и $N \approx 184$, которые согласно теоретическим ожиданиям должны иметь $T_{1/2} = 10^{5 \pm 4}$ лет. В качестве примера приведем

две реакции передачи 60 и 56 нуклонов, в которых пытались получить ядра $^{298}_{114}$ и $^{300}_{114}$:



Соответствующие опыты чрезвычайно трудны из-за малой относительной вероятности этих реакций по сравнению с вероятностью реакции деления. Поэтому для получения трансурановых и сверхтяжелых элементов используются специальные методы детектирования (см. § 70).

§ 73. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях

Как отмечено в начале этой главы, в настоящее время пока еще мало ускорителей, позволяющих получать ядра с релятивистскими энергиями. Поэтому физика релятивистских ядер, по существу, только-только начинает переходить от этапа составления программ будущих работ к экспериментальным исследованиям. Ниже вкратце рассмотрены некоторые типичные задачи физики релятивистских ионов и первые экспериментальные результаты, полученные на ускорителях*.

1. ЗАДАЧИ ФИЗИКИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

Первые релятивистские ядра (ионы) наблюдались в 1948 г. в составе космических лучей. Исследования проводились методом экспонирования эмульсионных пачек, поднятых на высоту около 30 км на воздушных шарах (см. § 114, п. 1). В наше время такие исследования производят при помощи спутников. Как известно, ионизационные потери заряженной частицы пропорциональны Z^2/β^2 (при $\beta < 0,8$), при этом основная доля энергии идет на образование δ -электронов, число которых пропорционально Z^2 . Таким образом, по числу δ -электронов можно определить заряд космической частицы.

Треки ядер с различными зарядами сильно отличаются друг от друга. При $Z=1$ толщина трека составляет около 0,5 мкм, и он состоит из отдельных черных зерен восстановленного при проявлении серебра, густота расположения которых зависит от скорости частицы β . Если $\beta \approx 0$, то трек выглядит как сплошная тонкая черная линия. С ростом

* Подробнее о взаимодействии тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях см. Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 3. С. 429—477.

Z толщина трека и плотность зерен растут, и при $Z \approx 90$ трек представляет собой сплошную черную полосу, ширина которой неравномерна и колеблется в пределах 50—70 мкм.

Возможность идентификации космических ядер позволила получить кривую относительной распространенности различных элементов в космическом излучении, которую естественно сравнить с распространенностью элементов в Солнечной системе. Если обе кривые нормировать на распространенность углерода, то оказывается, что в составе космического излучения имеется большой избыток легких ядер Li, Be, B, относительная распространенность которых соответственно в 10^5 , 10^6 , 10^4 раз больше, чем в Солнечной системе, а также сравнительно тяжелых Sc (10^2), Ti (10^2), V (10^3), Cr (10^2), Mn (10^2).

Если считать, что источник космического излучения имеет такой же состав элементов, как и Солнечная система, то избыток легких ядер Li, Be и B в космическом излучении можно естественно объяснить процессом фрагментации тяжелых ядер при их взаимодействии с веществом межгалактической среды. При этом по степени деформации спектра и известной плотности межгалактического водорода ($0,01$ атом/см³) можно судить о возрасте космического излучения. Однако в случае справедливости этой гипотезы относительная распространенность тяжелой компоненты космического излучения (Sc, Ti, V, Cr, Mn) должна быть ниже, чем в Солнечной системе, а не выше, как показывает сравнение. Таким образом, можно предположить, что источник космического излучения имеет совсем другой элементный состав по сравнению с веществом Солнечной системы. Не исключено, что им являются сверхплотные звезды, состоящие из ядерного вещества. Однако это заключение нельзя считать окончательным, так как выводы, которые удастся сделать из анализа космических событий, далеко не однозначны из-за больших погрешностей в идентификации ядер и в оценке значений сечений фрагментации. Поэтому очень важно изучить процессы взаимодействия релятивистских тяжелых ионов в лабораторных условиях.

Другой важной задачей физики релятивистских ядер является оценка вклада многозарядных космических частиц в радиационную обстановку на космических кораблях и станциях. Решать эту задачу в полном объеме непосредственно на кораблях затруднительно из-за низкой интенсивности космического излучения и технических неудобств.

Еще одно биомедицинское направление связано с изучением возможности использования пучков релятивистских ядер в онкологии. Перспективность этого направления определяется тем, что с ростом массы релятивистского иона уменьшается радиус

рассеяния пучка и улучшаются параметры брэгговского максимума в конце пробега. В результате появляется возможность локализации воздействия пучка в очень малой области.

Изучение взаимодействия ядер при релятивистских энергиях очень важно для развития теории сильных взаимодействий. Согласно квантовой хромодинамике (см. § 124) каждый нуклон состоит из трех кварков, сидящих в глубоком потенциальном «мешке», из которого они не могут вылететь («периферическая тюрьма», принцип невылечения, пленение). Вместе с тем, находясь внутри мешка на малых расстояниях, кварки практически не взаимодействуют («центральная», асимптотическая свобода). Параметры мешков таковы, что они представляются пригодными для удержания большего, чем три, числа кварков (например, шести). Такие многокварковые системы в принципе могут появиться при взаимодействии релятивистских ядер, которое должно приводить к существенному сближению нуклонов и, возможно, к обобществлению содержащихся в них кварков. Таким образом, изучение взаимодействия релятивистских ионов с ядрами может способствовать развитию квантовой хромодинамики и, в частности, уточнению представлений о невылечении кварков при большем их числе, т. е. при больших расстояниях между кварками, чем в нуклоне.

Многокварковые системы интересны еще и тем, что они должны иметь плотность ядерного вещества, сравнимую с плотностью нуклона, т. е. в 2—3 раза выше обычной ядерной плотности. Тем самым появляется возможность нового подхода к проблеме существования сверхплотной материи (см. также § 10, п. 3).

В заключение полезно отметить, что история развития физики вообще и ядерной физики, в частности, неоднократно давала примеры многих замечательных достижений, которые не всегда были заранее запланированы.

2. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Первые исследования с релятивистскими ядрами были выполнены на ускорителе в Дубне. В 1971 г. А. М. Балдиным с сотрудниками был предсказан и обнаружен так называемый кумулятивный эффект, при котором образующаяся частица уносит энергию, значительно большую средней энергии, приходящейся на один нуклон в падающем ядре. Так, в реакции $d + A \rightarrow \pi^- + \dots$ при энергии дейтронов 8 ГэВ, т. е. 4 ГэВ/нуклон, можно получить π -мезоны с энергией 5—7 и даже около 8 ГэВ. Это довольно странный результат, так как расстояние между нуклонами в ядре больше радиуса нуклона и нуклоны, казалось бы, должны взаимодействовать поодиночке. Таким

образом, взаимодействие тяжелых релятивистских ионов позволяет изучать процессы в области, кинематически запрещенной для столкновения свободных нуклонов.

Для объяснения кумулятивного эффекта была предложена гипотеза о существовании специфического механизма столкновений с большими передачами импульса. Можно предполагать, например, что процесс соударения ядер при релятивистских энергиях происходит так, что вылетающая частица получает энергию не от одного нуклона, а от нескольких. Другими словами, возможно, что кумулятивный эффект объясняется существованием в ядре упоминавшихся выше многокварковых систем, принадлежащих группе нуклонов.

В пределе ядро можно рассматривать в виде капли из однородной адронной материи, для которой параметры нуклонов и других частиц (массы, формфакторы) становятся несущественными. Поэтому с одной частицей ядра-мишени взаимодействуют все частицы бомбардирующего ядра, находящиеся в трубке взаимодействия. Число таких частиц примерно равно $A^{1/3}$, где A — массовое число бомбардирующего ядра. Таким образом, при $A \approx 30$ вылетающая частица может получить тройную энергию, а при $A \approx 60$ — четырехкратную.

Другой важный результат, также полученный в Дубне, заключается в обнаружении нового типа взаимодействия, который был назван многобарионными соударениями. Сущность этого явления заключается в том, что с ядром-мишенью взаимодействует значительное число нуклонов ядра-снаряда. Так, в случае соударения ядер углерода и тантала среднее число взаимодействующих нуклонов ядра углерода оказалось равным $6,0 \pm 0,6$.

Показано, что некоторые характеристики множественных процессов для ядро-ядерных соударений (например, распределение и дисперсия распределения по множественности) сходны с характеристиками нуклон-нуклонных соударений при высоких энергиях. Это позволяет использовать для анализа результатов ядро-ядерных соударений методы, разработанные для изучения взаимодействия частиц.

Для ядро-ядерных взаимодействий обнаружены большие значения сечений срыва и подхвата, в результате которых образуются ядерные фрагменты, имеющие скорость, близкую к скорости бомбардирующего ядра. Большая роль срыва и подхвата объясняется малой энергией связи фрагментов в ядрах.

3. АНОМАЛЬНЫЕ ЯДРА

Еще в 1954 г. в опытах с космическими лучами наблюдались очень редкие события, в которых были зарегистрированы

релятивистские тяжелые ионы с аномально короткими ядерными пробегами. Для детального изучения этого явления при большой статистике и в конкретных условиях (ионы известного заряда и энергии) были поставлены опыты на пучках Бевалака лоуренсовской лаборатории в Беркли. Работа была выполнена методом эмульсионной камеры (см. § 114, п. 1) — пачки слоев из специальной фотоэмульсии. Одна из камер была облучена ионами ^{16}O с энергией 2,1 ГэВ/нуклон, другая — ионами ^{56}Fe с энергией 1,88 ГэВ/нуклон. Просмотр и измерения обеих пачек проводились в двух независимых лабораториях Канады и США.

Регистрация и обработка событий производились следующим образом*. Прослеживался трек пучковой частицы от входа в фотоэмульсию до выхода из нее или до взаимодействия. В обоих случаях измерялся пройденный путь. Из точки взаимодействия прослеживали треки всех релятивистских частиц (фрагментов) с $Z \geq 3$, летящих в узком конусе вперед. Если они в свою очередь вызывали появление новых фрагментов, то ту же операцию проводили с треками второго поколения и т. д. В отдельных случаях в ядерных каскадах было зарегистрировано до семи поколений последовательно образующихся фрагментов. Заряд каждого фрагмента определялся с точностью $\Delta Z = \pm 1$.

Как известно, сечение взаимодействия частицы с зарядом Z равно $\sigma_Z = 1/n\lambda_Z$, где n — концентрация ядер в среде, а λ_Z — средний свободный пробег этой частицы до взаимодействия. Зависимость λ_Z от заряда Z можно описать формулой

$$\lambda_Z = \Lambda Z^{-b}, \quad (73.1)$$

где Λ и b — эмпирически подбираемые константы. Для использованной фотоэмульсии $\Lambda = 30,4 \pm 1,6$ см; $b = -0,44 \pm 0,02$.

Значение λ_Z можно определить двумя способами: во-первых, из отношения $\lambda_Z = S/N$, где S — суммарная длина всех (провазимодействовавших и непровазимодействовавших) треков с данным Z , а N — число наблюдавшихся взаимодействий; во-вторых, из распределения расстояний x до взаимодействия ($0 \leq x < \infty$):

$$f(x) dx = \exp(-x/\lambda_Z) \frac{dx}{\lambda_Z}, \quad (73.2)$$

где $\lambda_Z = \bar{x} = \int_0^\infty x f(x) dx$. Второй способ позволяет находить

* Friedlander E. M., Gimpel R. W., Heckman H. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980, Vol. 45, N 13 P. 1084—1087.

λ_z по наклону кривой распределения $f(x)$ (без измерения пробегов непровзаимодействовавших фрагментов).

В результате измерений было обнаружено, что в ядерных каскадах, содержащих по несколько последовательных взаимодействий, частицы, образовавшиеся после второго, третьего и т. д. соударений, имеют в среднем более короткие пробеги до следующего взаимодействия, чем пучковые частицы с таким же зарядом. Детальное исследование примерно 1500 событий показало, что аномально малые пробеги наблюдаются на нескольких первых сантиметрах пройденного пути x ($x \leq 2,5$ см) после образования частиц (в пределах пролетного времени 10^{-11} с). При больших расстояниях от места возникновения частиц их пробег становится нормальным. Эффект наблюдается для фрагментов с зарядом $3 \leq Z \leq 26$. При этом оказалось, что средний свободный пробег уменьшается от поколения к поколению. В третьем и более поздних поколениях его значение оказывается на 15% меньше нормального.

Обработка результатов на ЭВМ показала, что наблюдавшееся явление нельзя объяснить статистическим разбросом результатов. Моделирование методом Монте-Карло приводит к необходимости считать, что среди вторичных фрагментов в небольшом количестве (около 6%) встречаются частицы с аномально большим сечением взаимодействия, т. е. аномально малым средним свободным пробегом $\lambda \approx 2,5$ см (аномалы). Физическая природа обнаруженного явления авторами работы не обсуждается. Они лишь ограничились замечанием, что в рамках обычной ядерной физики понять его невозможно, так как средний свободный пробег $\lambda = 2,5$ см соответствует ядру с зарядом $Z \approx 300$. Поэтому, если результаты работы будут подтверждены в дальнейших экспериментах, их истолкование должно носить нетривиальный характер.

К настоящему моменту аномалонный эффект дополнительно исследовался в нескольких десятках экспериментальных работ, выполненных различными методиками (фотоэмульсия, пузырьковая камера, сцинтилляторы, пластиковый детектор). Однако результаты этих исследований неоднозначны: примерно в 50% работ аномалонный эффект обнаружен, в 50% — нет.

§ 74. Краткое заключение к гл. XI

В гл. XI рассмотрены ядерные реакции под действием тяжелых ионов.

В 50-х годах появились ускорители тяжелых ионов на энергии в несколько мегаэлектрон-вольт на нуклон. Затем энергия ускоренных ионов выросла до нескольких десятков мегаэлектрон-вольт на нуклон, а в настоящее время

она стала релятивистской (2—5 ГэВ/нуклон). Строятся ускорители, которые смогут ускорять любые ядра (включая уран) до энергий около 10 ГэВ/нуклон.

Ядерные реакции под действием тяжелых ионов позволяют получать ядра с экстремальными значениями плотности, момента количества движения, массы, соотношения между количеством нейтронов и протонов и др. Для исследования этих реакций разработаны специальные методы (метод T , ΔT , метод механического переноса, метод твердотельных детекторов и др.).

При $T_{и} < B_{\kappa}$ взаимодействие тяжелых ионов с ядрами носит электромагнитный характер (упругое кулоновское рассеяние, неупругое кулоновское возбуждение коллективных уровней ядра и др.). Одним из типичных процессов является возбуждение ротационных уровней с высокими моментами. При исследовании этого процесса была обнаружена аномалия поведения вращательных спектров при $I = 12-16$ (backbending).

При $T_{и} \geq B_{\kappa}$ характер взаимодействия тяжелых ионов с ядрами определяется орбитальным моментом l . При $l > l_{gr}$, соответствующем параметру удара $\rho > R_{и} + R_{\kappa}$, взаимодействие носит чисто электромагнитный характер. При $l = l_{gr}$, соответствующем $\rho = R_{и} + R_{\kappa}$, наблюдается касательное (периферическое) соударение, сопровождающееся возбуждением гигантских резонансов, передачей одного нуклона и другими быстрыми (около 10^{-22} с) прямыми процессами. При $l < l_{gr}$ ($\rho < R_{и} + R_{\kappa}$) степень ядерного контакта увеличивается и наблюдаются глубоконеупругие процессы с передачей от ядра к ядру многих нуклонов, при этом взаимодействующие ядра образуют неравновесную двойную ядерную систему с временем жизни $\tau \approx 10^{-21}$ с. При $l \leq l_{кр}$ ион и ядро сливаются в компаунд-систему, которая постепенно переходит в состояние статистического равновесия с последующим делением или испусканием нескольких нуклонов. Время жизни системы $\tau \approx 10^{-18}$ с.

В последние годы начались исследования взаимодействия тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях (2—5 ГэВ/нуклон). Среди первых интересных результатов следует отметить открытие кумулятивного эффекта (Дубна) и обнаружение фрагментов с аномально короткими пробегами (Беркли).

Глава XII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -КВАНТОВ

§ 75. Фотоядерные реакции при низких энергиях

1. ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ

Обычно под действием γ -квантов идут реакции типов (γ, n) , (γ, p) и (γ, α) . Все эти реакции подобны рассмотренному в § 30 фотозффекту, поэтому они называются ядерным фотозффектом. Необходимым условием для осуществления

одной из таких реакций является превышение энергии γ -квантов над энергией отделения соответствующей частицы, т. е.

$$E_{\gamma} > \varepsilon_n (\varepsilon_p, \varepsilon_{\alpha}). \quad (75.1)$$

Впервые ядерный фотоэффект наблюдался в 1934 г. Чедвиком и Гольдхабером на примере фоторасщепления дейтрона, когда одновременно идут (γ, n) - и (γ, p) -реакции:

$$\gamma + {}_1^2\text{H} \rightarrow n + p. \quad (75.2)$$

В опыте использовались γ -кванты, испускаемые радиоактивным препаратом $\text{Th C}''$ ($E_{\gamma} = 2,62$ МэВ)*. В результате фоторасщепления дейтрона были обнаружены протоны с энергией 0,2 МэВ. Так как в то время было уже известно, что масса нейтрона приблизительно равна массе протона, то можно было заключить, что кинетическая энергия, уносимая нейтроном, также равна 0,2 МэВ (подробнее см. § 2, п. 3) и что, следовательно, энергия связи дейтрона

$$\Delta W({}_1^2\text{H}) = 2,62 - 2 \cdot 0,2 = 2,22 \text{ МэВ}.$$

Позднее наблюдалась еще одна реакция под действием γ -квантов естественных радиоактивных элементов. Оказалось, что γ -квантами RaC' ($E_{\gamma} = 1,78$ МэВ) расщепляется ядро ${}_4^9\text{Be}$:

$$\gamma + {}_4^9\text{Be} \rightarrow {}_4^8\text{Be} + n, \quad {}_4^8\text{Be} \rightarrow 2 {}_2^4\text{He}. \quad (75.3)$$

Этим и ограничивается список ядерных реакций, идущих под действием γ -квантов, испускаемых естественными радиоактивными элементами. У всех остальных ядер энергия отделения нуклонов превосходит энергию γ -квантов, испускаемых радиоактивными ядрами.

Более энергетичные γ -кванты можно получить в результате реакции взаимодействия протонов с ядрами. С одной такой реакцией мы встречались при рассмотрении взаимодействий протонов с литием. Напомним, что при переходе возбужденного ядра ${}_4^8\text{Be}$ в основное состояние испускаются γ -кванты с энергией 17,25 МэВ. Другими примерами таких реакций являются реакция

$${}_5^{11}\text{B} (p, \gamma) {}_6^{12}\text{C}, \quad (75.4)$$

в результате которой испускаются γ -кванты с энергией 11,67 МэВ; 16,10 МэВ и др., и реакция

$$p + {}_9^{19}\text{F} \rightarrow {}_8^{16}\text{O}^* + {}_2^4\text{He}, \quad {}_8^{16}\text{O}^* \rightarrow {}_8^{16}\text{O} + \gamma, \quad (75.5)$$

для которой $E_{\gamma} = 6,13$ МэВ.

* По современной терминологии $\text{Th C}'' = {}_{81}^{208}\text{Tl}$, а $\text{Ra C}' = {}_{83}^{214}\text{Bi}$.

2. ПРЯМОЕ ВЫРЫВАНИЕ ПРОТОНОВ γ -КВАНТАМИ

Возможность получения γ -квантов достаточно больших энергий позволила начать систематическое изучение ядерных реакций под действием γ -излучения.

В результате этого изучения выяснилось, что основными реакциями под действием γ -излучения являются реакции типов (γ, n) и (γ, p) , причем сечение поглощения γ -квантов линейно растет с зарядом ядра. Раздельное изучение легких и тяжелых ядер привело к следующим результатам. Оказалось, что угловое распределение продуктов реакций (γ, n) и (γ, p) , полученное при исследовании тяжелых ядер ($A > 100$), является изотропным для вылетающих нейтронов и медленных протонов и анизотропным в пользу угла $\theta = 90^\circ$ для вылетающих быстрых протонов. Отношение выходов реакций (γ, p) и (γ, n) , полученное на опыте,

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-2}. \quad (75.6)$$

Эти результаты противоречат боровскому механизму протекания ядерной реакции с образованием промежуточного ядра. Действительно, если процессы (γ, n) и (γ, p) идут с образованием промежуточного ядра, то испускаемые нейтроны и протоны должны характеризоваться максвелловским распределением по энергии с соответствующей ядерной температурой, при этом испускание протонов должно происходить реже из-за действия кулоновского барьера. И так как средняя энергия протонов значительно меньше максимальной (из-за того что конечное ядро будет тем сильнее возбуждаться, чем меньше энергия вылетающих протонов, а в области сильных возбуждений уровни расположены чаще и, следовательно, соответствующие вероятности перехода больше), то действие барьера будет сказываться сильно. Оценки показывают, что отношение выходов реакций (γ, p) и (γ, n) должно быть

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}, \quad (75.7)$$

т. е. значительно меньше, чем дает опыт.

Для устранения противоречия между ожидаемым результатом и экспериментом был введен новый дополнительный механизм, получивший название прямого вырывания протонов.

Этот механизм заключается в поглощении γ -кванта протоном, находящимся на поверхности ядра, и последующем

вылете протона до того, как его энергия успеет распределиться между остальными нуклонами ядра. При этом максимальная энергия протона

$$(T_p)_{\text{макс}} = E_\gamma - \varepsilon_p, \quad (75.8)$$

где ε_p — энергия связи протона.

Таковыми протонами прямого вырывания можно объяснить и относительное возрастание выхода (γ, p) -реакций по сравнению с ожидаемым из модели промежуточного ядра, и анизотропию углового распределения вылетающих протонов (поперечная поляризация электрического вектора γ -излучения).

Прямое вырывание протонов отвечает лишь за небольшую часть сечения поглощения γ -квантов. Однако для реакции (γ, p) оно может иметь существенное значение в связи с малостью роли барьера для энергетичных «поверхностных» протонов по сравнению с его ролью для протонов испарения.

Механизм прямого взаимодействия особенно важен для реакций на тяжелых ядрах, у которых велик барьер, препятствующий вылету малоэнергетичных протонов испарения.

3. ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

Ограниченный выбор значений энергии γ -квантов, испускаемых в реакциях, не позволяет провести систематическое изучение сечений фоторасщепления ядер в зависимости от энергии. Такая возможность появилась лишь после того, как научились генерировать γ -кванты с любой энергией. Источник таких γ -квантов — тормозное излучение электронов, полученных в ускорителе. Спектр образующегося γ -излучения изображен на рис. 295, а. Максимальная энергия γ -излучения равна начальной кинетической энергии тормозящихся электронов, а интенсивность падает приблизительно обратно пропорционально энергии. Таким образом, в результате торможения электронов может быть получен сплошной спектр γ -квантов с заданной

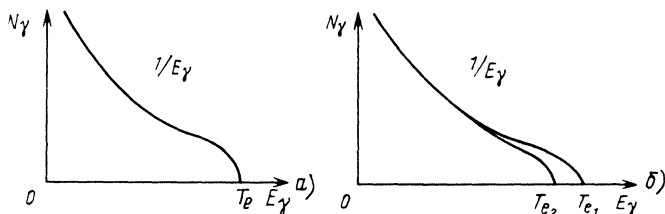


Рис. 295

максимальной энергией. При облучении ядер сплошным спектром γ -излучения будет наблюдаться интегральный эффект от γ -квантов различных энергий. Для выделения эффекта от γ -квантов определенной энергии необходимо производить два измерения с γ -излучением, имеющим разные максимальные энергии:

$$(E_{\gamma_1})_{\text{макс}} = T_{e_1} \text{ и } (E_{\gamma_2})_{\text{макс}} = T_{e_2}.$$

Тогда, взяв разностный эффект таких двух опытов, можно получить результат, относящийся к достаточно узкому интервалу энергии γ -излучения (рис. 295, б)*.

Возможность изменять энергию γ -излучения позволила изучить зависимость сечений реакций (γ, n) и (γ, p) от энергии γ -квантов. В результате было обнаружено весьма интересное явление. Оказалось, что $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, p)$ медленно растут от порога и имеют при $E_\gamma = 10$ МэВ значение около $1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$, однако при энергии $E_\gamma \approx 15 \div 25$ МэВ наблюдается своеобразная резонансная картина, общая для многих исследованных ядер.

Особенностями этого резонанса являются закономерное изменение резонансной энергии с массовым числом A :

$$(E_\gamma)_{\text{рез}} \sim A^{-0,2} \text{ МэВ}, \quad (75.9)$$

и огромная полуширина:

$$\Gamma = 3 - 7 \text{ МэВ},$$

из-за которой этот резонанс получил название гигантского.

Для объяснения гигантского дипольного резонанса в свое время были рассмотрены (в Советском Союзе А. Б. Мигдалом, за рубежом Гольдхабером и Теллером и др.) колебания ядра под действием электромагнитного поля γ -квантов. Качественно это явление можно себе представить следующим образом. γ -Кванты с энергией E_γ имеют длину волны

$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1,2 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma}, \quad (75.10)$$

где λ — в см; E_γ — в МэВ, т. е. при $E_\gamma = 10 - 20$ МэВ $\lambda \gg R_\text{я}$. В связи с этим все протоны ядра оказываются в одной и той же фазе электромагнитного поля γ -кванта, и электрический вектор $\mathbf{E}$ должен сдвигать их в одну и ту же сторону. Конкретно были рассмотрены два несколько отличающихся друг от друга механизма.

* Современные методы монохроматизации γ -квантов описаны в следующем параграфе.

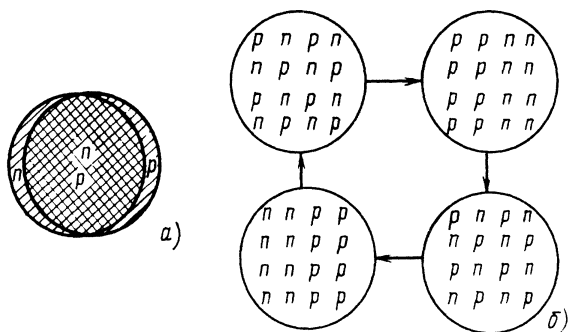


Рис. 296

Согласно первому механизму вся протонная часть ядра сдвигается относительно всей нейтронной, в результате чего ядро поляризуется (рис. 296, а), а затем под действием упругой возвращающей силы переходит в противоположную фазу и т. д. В результате возникают дипольные колебания ядра, частоту которых можно оценить по формуле для осциллятора $\omega = \sqrt{K/M}$, где K — коэффициент упругости, а M — масса ядра. В этом механизме роль упругой возвращающей силы играет взаимодействие сдвинутых «оголенных» нуклонов с оставшейся частью ядра. Поскольку число таких нуклонов пропорционально поверхности ядра, то $K \sim R^2$ и

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} \sim \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \sim A^{-1/6}. \quad (75.11)$$

Для коэффициента в этой формуле Гольдхабер и Теллер нашли значение 35, т. е. $E_{\gamma}^{\text{рез}} \approx 35 A^{-1/6}$, где $E_{\gamma}^{\text{рез}}$ выражено в мегаэлектрон-вольтах.

Согласно второму механизму гигантский дипольный резонанс можно себе представить как поочередное взаимное смещение протонов и нейтронов к разным краям ядра с сохранением неизменной плотности нуклонов (рис. 296, б). В этом случае возвращающая сила пропорциональна расстоянию, которое должен пройти нуклон от одного края ядра до другого, т. е. $K \sim R \sim A^{1/3}$. Поэтому для частоты осциллятора получается

$$\omega = \sqrt{K/M} \sim 1/R \sim A^{-1/3}, \quad (75.12)$$

при этом для резонансной энергии А. Б. Мигдал получил значение $E_{\gamma}^{\text{рез}} \approx 60 A^{-1/3}$, где $E_{\gamma}^{\text{рез}}$ — в МэВ.

Сравнение с экспериментом показывает, что хорошее описание зависимости энергии возбуждения от массового числа можно получить при помощи линейной суперпозиции обоих механизмов:

$$W = 31,2 A^{-1/3} + 20,6 A^{-1/6}, \quad (75.13)$$

где W — в МэВ. Согласно этой аппроксимации положение гигантского дипольного резонанса на шкале энергии возбуждения изменяется от 25,5 до 13,5 МэВ при изменении массового числа A от 16 до 250. Иногда в области тяжелых ядер пользуются более простым выражением

$$W = 78 A^{-1/3}, \quad (75.14)$$

где W — в МэВ.

В обоих рассмотренных механизмах протоны и нейтроны двигаются в противофазе и как бы сменяют друг друга. В связи с этим данный и другие гигантские резонансы (см. § 13, п. 4) с аналогичным движением нуклонов называются изовекторными (изоспин нуклона изменяется на единицу, $\Delta T = 1$).

Характерной чертой гигантского дипольного резонанса является истощивание заметной части (до 100%) так называемого энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС). Поясним, что это значит.

Каждое ядро имеет определенное количество $E1$, $E2$, $M1$ и т. п. переходов, т. е. существует верхняя граница дипольной, квадрупольной и т. п. силы перехода. Применительно к фотопоглощению это означает, что сечение поглощения дипольных γ -квантов, проинтегрированное по энергии, должно быть равно некоторому определенному значению, зависящему от ядра. То же относится к квадрупольным γ -квантам и т. д. Сумма вкладов от всех мультиполей в сечение фотопоглощения, проинтегрированная до порога рождения π -мезонов (около 135 МэВ), и дается правилом сумм, которое, таким образом, определяет верхнюю границу интегрального сечения фотопоглощения. Правило сумм для дипольного фотопоглощения было получено Гелл-Маном и др. при использовании весьма фундаментальных положений (принцип причинности, оптическая теорема, формула Томсона для рассеяния). Выраженное в мб·МэВ, оно выглядит так:

$$\int_0^{m_\pi c^2} \sigma_A(\omega') d(h\omega') = 60 \frac{NZ}{A} (1 + W), \quad (75.15)$$

где $\sigma_A(\omega')$ — сечение фотопоглощения; N , Z и A — соответственно число нейтронов, протонов и массовое число; W — поправочный член: $W = 0,1 A^2 / NZ \approx 0,4$.

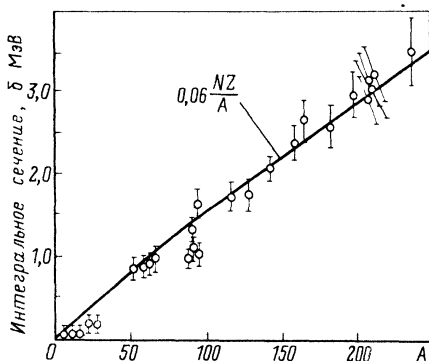


Рис. 297

Сравнение правила сумм с экспериментальным сечением фотопоглощения показывает, что гигантский дипольный резонанс исчерпывает практически всю силу переходов для ядер с массовыми числами $50 \leq A \leq 240$ (рис. 297).

В заключение отметим, что в экспериментах с улучшенной разрешающей способностью была обнаружена тонкая

структура гигантского дипольного резонанса (главным образом, у легких ядер). Так, на кривой зависимости $\sigma(E_\gamma)$ для реакции $^{16}_8\text{O}(\gamma, p)^{15}_7\text{N}$ вместо одного широкого максимума при $E_\gamma = 22$ МэВ было обнаружено три более узких максимума при энергиях 17, 22 и 25 МэВ. Тонкая структура гигантского резонанса была объяснена одночастичными переходами нуклонов между оболочками при поглощении дипольных γ -квантов. В дальнейшем удалось расщепить эти максимумы на 10, а затем даже на 18 еще более узких максимумов. Интерпретация этого расщепления в настоящее время затруднительна. Ясно, что простейшее истолкование — частично-дырочные переходы, соответствующие захвату $E1$ -кванта, дает слишком мало возможностей (хотя таким способом удастся объяснить появление максимумов при 22 и 25 МэВ). По-видимому, надо учитывать высшие конфигурации и коллективные степени свободы. Но в этом подходе трудно ожидать количественного согласия из-за большого числа параметров.

§ 76. Фотоядерные реакции при промежуточных и высоких энергиях

1. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ γ -КВАНТОВ

а. Реальные и виртуальные фотоны

Основными методами получения монохроматических γ -квантов являются мечение тормозных фотонов, обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах, аннигиляция ускоренных позитронов на лету и когерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах. Во всех

этих методах образуются реальные фотоны, с которыми можно работать как с одной из разновидностей бомбардирующих частиц. Реальные фотоны можно коллимировать, направлять на мишень, детектировать и т. п. Их спектр может быть измерен и рассчитан, и он, разумеется, не зависит ни от исследуемого ядра, ни от изучаемой реакции. Характерной чертой реальных фотонов (кроме аннигиляционных) является также наличие у них продольной поляризации (30% у тормозных и когерентных и 100% у комптоновских).

Кроме реальных фотонов, электромагнитные взаимодействия могут происходить также под действием виртуальных фотонов, с помощью которых интерпретируются взаимодействия заряженных лептонов, например электронов с ядрами. С точки зрения методики эксперимента это не фотоядерные, а электроядерные реакции, так как бомбардирующими частицами здесь являются электроны, а виртуальные фотоны в них играют только роль переносчиков взаимодействия. Поэтому спектр виртуальных фотонов, конечно, нельзя измерить, но можно рассчитать, хотя это и трудная задача.

Интересной особенностью виртуальных фотонов является наличие у них не только продольной, но и поперечной поляризации. Поэтому они могут передавать $L=0$, т. е. возбуждать монопольные ядерные переходы. Кроме того, для спектра виртуальных фотонов характерен рост интенсивности парциальной мультипольной составляющей спектра с ростом L . Таким образом, с помощью электроядерных реакций (сравнивая их с фотоядерными) можно выделять вклад квадрупольной и еще более высоких составляющих. Большинство работ по изучению электроядерных реакций посвящено именно поиску квадрупольной компоненты. Но описание этих работ выходит за рамки данной книги. Заметим только, что сечение электроядерных реакций примерно в 10^2 раз меньше сечения фотоядерных реакций, а анализ результатов более сложен из-за несовершенства теоретических расчетов спектра виртуальных фотонов.

Из перечисленных в начале параграфа методов получения реальных фотонов рассмотрим только два первых (тормозное излучение и обратное комптоновское рассеяние), поскольку они обладают рядом преимуществ, делающих их перспективными для решения ядерно-физических задач.

6. Меченые тормозные γ -кванты

Как известно, тормозное излучение характеризуется энергетическим спектром, убывающим по закону $1/E$ с границей $E_{\gamma}^{\text{макс}} = T_e - m_e$. Фотоны различной мультипольности в нем

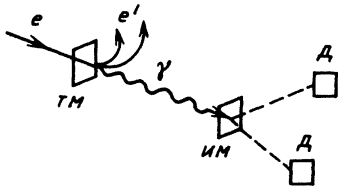


Рис. 298

представлены с равным весом (начиная с $L=1$). Тормозные γ -кванты линейно поляризованы (30%). Они распространяются в направлении первичного пучка электронов. Расходимость пучка γ -квантов определяется многократным рассеянием в тормозной мишени и угловым разбросом электронов первичного пучка. При хорошем вакууме современных электронных накопителей и использовании струйных мишеней с очень малой плотностью вещества расходимость γ -пучка можно сделать очень небольшой.

Как уже отмечено в § 75, работать с тормозными γ -квантами неудобно из-за непрерывного характера их энергетического спектра. Поэтому в современных экспериментах по исследованию фотоядерных реакций используются системы мечения, выделяющие из непрерывного спектра γ -кванты с определенной энергией, т. е. как бы «монохроматизирующие» их.

Идея мечения тормозных γ -квантов была предложена еще в 1962 г.*, однако широкое применение эта методика нашла только в последние годы, когда начали строить сильноточные электронные ускорители с непрерывным по времени пучком. Принцип работы системы мечения заключается в определении энергии тормозного γ -кванта, вызвавшего данную реакцию, по энергии рассеянного электрона, испустившего данный квант. Схема установки мечения показана на рис. 298.

Здесь e — пучок ускорителя (накопителя); $ТМ$ — тормозная мишень; e' — рассеянные электроны, излучившие γ -кванты, $ИМ$ — исследуемая мишень; $Д$ — детекторы продуктов реакции.

Энергия рассеянных электронов $T_{e'}$ определяется системой пластиковых счетчиков, расположенных в фокальной плоскости анализирующего магнита (на рисунке не показаны). Размеры счетчиков определяются требуемым разрешением и желательностью примерно одинакового выделения γ -квантов в каждом энергетическом интервале. Калибровку системы мечения производят при помощи сцинтилляционных спектрометров полного поглощения $NaI(Tl)$.

Из принципа действия системы мечения видно, что она должна работать в схеме совпадений с детекторами продуктов реакции. Если разрешающее время схемы совпадений принять равным 1 нс, то полный поток меченых γ -квантов может составлять до 10^8 с^{-1} . В настоящее время существуют дей-

* O'Connell. I. S., Tipler P. A., Axel P. // Phys. Rev. 1962. Vol. 126, N 1. P. 228—239.

ствующие установки мечения, дающие $(1-5) \cdot 10^7$ γ -квантов в секунду с энергиями 5—170 МэВ и 10^5-10^6 γ -квантов в секунду с энергиями 100—500 МэВ.

в. Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов

В § 30, п. 2, в показано, что при рассеянии назад лазерных фотонов на движущихся навстречу релятивистских электронах возникает жесткое электромагнитное излучение, энергия которого может быть сравнима с энергией электронов. Из формулы (30.20) следует, например, что фотоны ArF лазера с энергией 6,42 эВ при рассеянии на электронах с энергией 2,5 ГэВ преобразуются в жесткое γ -излучение с энергией, примерно равной 500 МэВ, т. е. энергия лазерных фотонов возрастает почти в 10^8 раз, при этом образующиеся γ -кванты обладают 100%-ной линейной (в плоскости орбиты электрона) или циркулярной поляризацией. Рассеяние фотонов под другими углами приводит к жесткому излучению с меньшей энергией (но и с меньшим потоком). Кроме того, энергию образующегося жесткого излучения можно изменять (без изменения его потока за счет изменения энергии электронов). Обратное комптоновское рассеяние обладает и другими хорошими параметрами: малый тормозной фон (из-за низкого давления газа в накопителе электронов), малый нейтронный фон (из-за малого числа рассеянных электронов), большой поток (до 10^7 с^{-1}). Существенное достоинство обратного комптоновского излучения — концентрация потока фотонов в очень узком угле ($\theta \sim 1/E_\gamma$), позволяющая (при не слишком высокой энергии излучения) добиваться хорошей монохроматизации пучка за счет коллимации.

Схему установки для получения обратного комптоновского рассеяния см. на рис. 299. Здесь e — пучок электронов в ускорителе; e' — рассеянные электроны, образующиеся после взаимодействия лазерных фотонов Φ с пучком электронов; $ЛП$ — линейный промежуток ускорителя; $З$ — зеркало для фотонов; $Л$ — линза; $Лаз$ — лазер; $М$ — исследуемая мишень.

Первая установка (LADON) по использованию обратного комптоновского рассеяния для решения задач ядерной физики была запущена в 1976 г. во Фраскати (Италия) на базе электронного пучка с энергией 0,37—1,5 ГэВ и аргонового лазера с $\lambda = 514,5 \text{ нм}$ ($E_\Phi = 2,4 \text{ эВ}$)*. На этой установке были получены γ -пучки с энергией 5—78 МэВ, потоком $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$

* В физике элементарных частиц установки для получения жесткого комптоновского излучения начали использовать раньше.

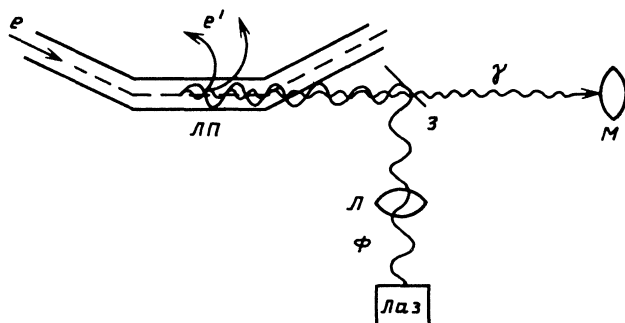


Рис. 299

и монохроматичностью $\Delta E_\gamma/E_\gamma = (2 \div 8) \cdot 10^{-2}$, которая достигалась коллимацией пучка.

Пучок обратного комптоновского рассеяния на большую энергию (100—800 МэВ) был получен в 1984 г. на установке РОКК в Новосибирске. Базой для установки послужили накопитель ВЭПП-4 ($E_e = 1,8 - 5,5$ ГэВ) и аргоновый лазер ($E_\phi = 2,4$ эВ). На установке был получен γ -пучок с потоком

$2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и монохроматичностью $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = (3 \div 10) \cdot 10^{-2}$. В этом

случае из-за слишком малого угла ($\theta < 10^{-4}$ рад), в котором концентрируется γ -пучок, и влияния углового разброса электронов накопителя монохроматизацию методом коллимации провести не удастся и для этой цели была использована система мечения с повышенной точностью регистрации рассеянных электронов.

2. ОБЗОР ИЗУЧАЕМЫХ РЕАКЦИЙ*

Одной из первоочередных задач для физиков-экспериментаторов при появлении новой области энергий всегда является продвижение в эту область при измерениях полных сечений. Именно так обстоит дело и с полными сечениями фотопоглощения. Методически полные сечения фотопоглощения получают либо суммированием парциальных сечений фотонейтронных реакций (в пренебрежении реакциями с выходом одних только заряженных частиц, так как при энергиях $E_\gamma = 30 - 100$ МэВ

* Для более подробного ознакомления с материалом этого пункта рекомендуем книгу Недорезова В. Г. и Ранюка Ю. Н. Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев: Наукова думка, 1989.

этот выход мал), либо при $E_\gamma \geq 200$ МэВ, наоборот, суммированием сечений реакций с выходом протонов и $\pi^\pm$ -мезонов (с монте-карловским учетом нерегистрируемых частиц), либо измерением сечения фотоделения (которое для ядер с $Z \geq 90$ и $E_\gamma > 20 - 30$ МэВ близко к полному), либо, наконец, непосредственно по ослаблению интенсивности пучка в мишени (главным образом, в области гигантского резонанса и с учетом расчетным методом вклада от неядерных процессов типа фотоэффекта и т. п.).

В результате многочисленных измерений всеми перечисленными методами в настоящее время накопились экспериментальные данные по фотопоглощению в очень широком интервале энергий вплоть до $E_\gamma = 2 \cdot 10^5$ МэВ. Основные результаты, полученные в разных областях энергии, можно кратко сформулировать следующим образом.

В области гигантского дипольного резонанса (см. о нем в § 75) продолжались исследования его структуры на монохроматических пучках, и, в частности, для деформированных ядер подтверждено наличие двух частот (продольный и поперечный резонансы). В области промежуточных энергий (до порога фоторождения пиона) сечение фотопоглощения, рассчитанное на нуклон, плавно уменьшается от значения 0,1—0,2 до 0,05—0,1 мб*.

В области высоких энергий ($E_\gamma > 150$ МэВ) сечение начинает быстро расти и в области образования ядерного Δ -резонанса (см. о нем § 112, п. 5) достигает максимума ($\sigma_t/A = 0,4$ мб) при $E_\gamma = 300$ МэВ, а затем спадает примерно до 0,2 мб при $E_\gamma = 500$ МэВ. Изучение этой области энергий в настоящее время привлекает пристальное внимание экспериментаторов и теоретиков в связи с наблюдающимися различиями в свойствах ядерного и нуклонного Δ -резонансов (сдвиг и уширение Δ -максимума, меньшее сечение σ/A).

Изменение параметров ядерного Δ -резонанса не удастся объяснить тривиальными причинами (например, влиянием фермиевского движения нуклонов в ядре), а для установления истинных причин имеющейся экспериментальной информации не хватает. Поэтому в настоящее время проектируются эксперименты по фоторождению ядерного Δ -резонанса в эксклюзивной постановке, т. е. с детектированием продуктов распада Δ -резонанса для определения кинематики этого процесса**.

Другие резонансы, обнаруженные на свободном нуклоне (см. § 112, п. 2), пока в полном ядерном сечении фотопоглощения не

* Напомним, что $1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$.

** См сноску в конце этого пункта.

замечены. Область совсем высоких энергий изучена слабо. Известно только, что σ_i/A в интервале энергий $2 \cdot 10^3$ — $2 \cdot 10^5$ МэВ плавно уменьшается от 0,12 до 0,07 мб.

Из других фотоядерных процессов, активно изучаемых в настоящее время, отметим фоторождение пионов и протонов, фотоделение и фотофрагментацию. Остановимся только на двух последних направлениях, поскольку о них говорилось в других местах книги.

Одним из трудных вопросов физики деления является зависимость высоты барьера деления W_f от массового числа A или параметра деления Z^2/A . Расчеты этой величины, сделанные по капельной модели, подтверждены экспериментально только частично (на правом краю кривой зависимости W_f от A , где значения W_f не превосходят 25—30 МэВ). Особенно интересные предсказания относятся к середине этой кривой ($A=80-100$), где предсказываемое значение $W_f=50 \div 55$ МэВ и ожидают отклонения от гладкой расчетной кривой, связанные с оболочечными поправками. Наиболее удобно определять W_f именно при исследовании фоторождения при помощи монохроматических γ -квантов. Поэтому можно надеяться, что в ближайшее время вопрос о W_f будет разрешен. Сюда же тесно примыкает задача определения зависимости высоты барьера деления от энергии возбуждения ядра.

Значительный интерес представляет исследование фотоделения в области гигантского резонанса. В этой области энергий было выполнено много работ: установлен резонансный характер сечения деления (подобный характеру сечения фотопоглощения), изучалась форма двугорбого барьера, определялись зарядовые, массовые и энергетические распределения осколков.

В других областях энергии (0,1—5 ГэВ) изучалась энергетическая зависимость выхода фотоделения, который резко различается для разных ядер. Максимальная энергия γ -квантов, на которых измерен выход фотоделения, в настоящее время достигла 16 ГэВ.

Однако следует заметить, что большинство перечисленных работ выполнено на тормозном спектре, без системы мечения, в связи с чем некоторые результаты отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно. Поэтому их желательно повторить с монохроматическими γ -квантами.

Несколько слов о фотофрагментации. В § 20 говорилось об углеродной и неоновой радиоактивности, которую мы интерпретировали по аналогии с α -распадом как вылет ядра-кластера в механизме туннельного перехода. Монохроматические пучки γ -квантов могут быть использованы для широкого

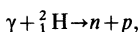
изучения фотофрагментации таких ядер-кластеров из возбужденных ядер.

Таким образом, для успешного решения всех перечисленных выше (и многих других) задач необходимы монохроматические пучки γ -квантов с широким диапазоном энергий и высокой интенсивностью. Новые хорошие возможности в этом смысле скоро появятся в результате введения в строй в ИАЭ им. И. В. Курчатова накопителя электронов «Сибирь-2», на котором будут созданы высокоинтенсивные мечение комптоновские пучки γ -квантов с $E_\gamma \leq 0,5$ ГэВ и мечение тормозные пучки с $E_\gamma \leq 2,5$ ГэВ. В 1990 г. были опубликованы* параметры установки «Сибирь-2» и широкая программа исследования фотоядерных реакций на ней, а также более узкая программа изучения ненуклонных степеней свободы в эксклюзивной постановке с помощью нового универсального детектора (см. § 112, п. 8).

§ 77. Краткое заключение к гл. XII

В гл. XII кратко рассмотрен ядерный фотоэффект, т. е. ядерные реакции под действием γ -квантов.

Простейшая реакция такого типа — фоторасщепление дейтрона



идущее от γ -излучения ThC'' ($E_\gamma = 2,62$ МэВ). Изучение этой реакции, проведенное впервые в 1934 г., позволило определить энергию связи дейтрона $\Delta W({}^2_1\text{H}) \approx 2,22$ МэВ.

Позднее для получения более энергетичных γ -квантов стали использовать реакции (p, γ) на легких ядрах, а затем — тормозное излучение.

Обычно под действием γ -квантов идут реакции видов (γ, n) , (γ, p) и (γ, α) . Условие, необходимое для осуществления этих реакций, записывается в виде

$$E_\gamma > \varepsilon_n (\varepsilon_p, \varepsilon_\alpha).$$

Взаимодействие γ -квантов с ядрами обычно происходит при помощи боровского механизма образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов. В этом случае испускаемые частицы имеют максвелловское распределение по энергии. При этом из-за кулоновского барьера выход реакции (γ, p) в $10^3 - 10^4$ раз меньше выхода реакции (γ, n) .

При взаимодействии γ -квантов с тяжелыми ядрами реакция (γ, p) может происходить также при помощи механизма прямого вырывания протонов. В этом механизме энергия γ -кванта идет не на возбуждение промежуточного ядра, а на выбивание протона с поверхности ядра, при этом протон вылетает под углом, близким к 90° , по отношению к направлению падающих γ -квантов, а его энергия может достигать $(T_p)_{\text{макс}} = E_\gamma - \varepsilon_p$.

* Беляев С. Т., Гуревич Г. А., Недорезов В. Г. и др. Препринт ИАЭ 5046/2. М., 1990. Мухин К. Н., Патаракин О. О. Препринт ИАЭ 5276/2. М., 1990.

Сечение фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) в области энергий γ -квантов 15—25 МэВ имеет широкий ($\Gamma = 3 - 7$ МэВ) резонансный максимум (гигантский резонанс). Резонансная энергия изменяется по закону

$$(E_\gamma)_{\text{рез}} \approx 78 A^{-1/3},$$

где $(E_\gamma)_{\text{рез}}$ — в МэВ. При исследовании с повышенной разрешающей способностью была обнаружена тонкая структура гигантского резонанса.

В области гигантского резонанса широко изучались также реакции фотodelения изотопов урана и трансурановых элементов. γ -Кванты промежуточной и высокой энергий получают на электронных ускорителях и накопителях разными методами, из которых наиболее перспективны, по-видимому, тормозное излучение в сочетании с системой мечения и обратное комптоновское рассеяние, которое в области высоких энергий также дополняется системой мечения.

Основными задачами в области промежуточной и высокой энергий являются измерение полных сечений фотопоглощения (вплоть до $E_\gamma = 200$ ГэВ), изучение фотodelения, фотофрагментации и реакций (γ, pp) , (γ, pn) , $(\gamma, p\pi^\pm)$ и др., а также фотовозбуждения ядерного Δ -резонанса.

Глава XIII

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 78. Самоподдерживающийся и иницируемый синтез легких ядер

1. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

В § 3, п. 2 показано, что кроме процесса деления тяжелых ядер может существовать еще один способ освобождения ядерной энергии — синтез легких ядер. Удельная энергия связи нуклонов в ядре ε в области легких ядер растет с ростом массового числа A . Поэтому при слиянии двух легких ядер в одно более тяжелое должна высвободиться энергия, равная $A(\varepsilon - \bar{\varepsilon})$, где A — суммарное массовое число сливающихся ядер; $\bar{\varepsilon}$ — среднее значение их удельной энергии связи; ε — удельная энергия связи более тяжелого ядра [см. (3.106) и рис. 21].

Энергия Q , выделяющаяся при синтезе легких ядер, весьма велика. В пересчете на один нуклон она, как правило, превосходит энергию деления $q = Q_{\text{дел}}/A = 200/236 = 0,85$ МэВ (табл. 32).

Таблица 32

Реакция	Q , МэВ	$q=Q/A$, МэВ
${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$	3,25	0,8
${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p$	4,03	1,0
${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$	17,6	3,5
$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$	17,3	2,2
$n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H}$	4,8	0,7

Реакции, перечисленные в табл. 32, осуществить нетрудно. Для первых четырех реакций требуется только, чтобы дейтроны и протоны имели достаточно высокую энергию (около 0,1 МэВ) для преодоления кулоновского барьера. Что касается последней реакции, то она идет даже на тепловых нейтронах. Трудность заключается в другом — сделать эти реакции самоподдерживающимися.

Напомним, как обстоит дело с получением энергии в реакции деления. Нейтрон попадает в ядро урана, которое делится и испускает вторичные нейтроны. Эти нейтроны попадают в новые ядра урана, которые также делятся, и т. д. В результате (если нейтронов образуется больше, чем поглощается) наблюдается экспоненциальное нарастание процесса. Таким образом, в самоподдерживающемся процессе деления ядерное горючее (уран) имеется с самого начала в необходимом количестве, а «поджигающие» его нейтроны последовательно возникают в самой реакции. Это схема цепной реакции деления. Возможен и другой вариант получения энергии деления — нецепной, а, так сказать, одноактный, когда большая масса урана одновременно облучается очень интенсивным потоком нейтронов (водородная бомба с урановой оболочкой).

Реакции синтеза по своему характеру ближе ко второму варианту. Значительное эрговыведение в них обеспечивается благодаря одновременному участию в процессе большого количества ядер.

При этом, как уже было отмечено, все они должны иметь достаточно высокую кинетическую энергию. Идея самоподдерживающейся реакции синтеза заключается в получении высокоэнергетичных ядер за счет тепла самой реакции. Если «газ»*, состоящий из легких ядер, например дейтронов, нагреть

* Специалисты в области физики плазмы считают термин «газ» в данном случае совершенно неприемлемым. Мы временно употребляем его здесь чисто условно в связи с некоторым внешним сходством в поведении плазмы и газа. Характеристики плазмы как четвертого состояния вещества даны несколько позже.

до достаточно высокой температуры T , то кинетическая энергия теплового движения $E=kT$ этих ядер может оказаться сравнимой с высотой кулоновского барьера*. В результате возникнут условия для эффективного взаимодействия ядер, которое будет сопровождаться интенсивным энерговыделением и, следовательно, дополнительным разогреванием дейтериевого «газа». Таким образом, в этой схеме быстрые дейтроны получают за счет тепла, а тепло — за счет ядерной реакции между быстрыми дейтронами. Можно сказать, что в некотором смысле тепло здесь выполняет роль нейтронов в цепной реакции деления. В связи с этим реакции такого типа называются термоядерными. В отличие от реакции деления нейтроны, образующиеся в термоядерной $(d+d)$ - или $(d+t)$ -реакции, не участвуют в процессе. Их можно использовать для получения полезной энергии.

В § 52 мы видели, сколько трудностей пришлось преодолеть, прежде чем удалось реализовать сравнительно простую идею цепной реакции деления. Имеются свои проблемы и у самоподдерживающейся реакции синтеза. Легко подсчитать, что для получения средней энергии $E=0,1$ МэВ требуется нагревание до температуры $T=10^9$ °. При таких (и даже более низких) температурах вещество находится в состоянии полностью ионизованной плазмы, т. е. в виде смеси ядер (без электронных оболочек) и электронов**. Плазма обладает рядом специфических свойств, которые надо учитывать при рассмотрении задачи получения самоподдерживающейся реакции синтеза.

Составные части плазмы обладают высокой кинетической энергией и, следовательно, стремятся разлететься и унести с собой энергию. Отсюда проблема удержания плазмы в течение достаточно большого времени. Плазма — горячая. Поэтому удерживать ее обычным способом, заключив в какой-либо

* Для отличия от температуры в этом разделе будем обозначать кинетическую энергию буквой E .

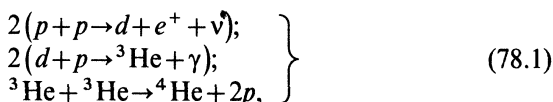
** В общем случае плазмой называется «газ», в котором значительная часть (5—10%) атомов или молекул ионизована. Плазма — нормальное состояние вещества при температуре около 10^4 °, так же как газообразное, жидкое и твердое состояния являются нормальными формами существования вещества при более низких температурах. Это четвертое состояние вещества встречается в природе даже чаще, чем остальные формы существования материи. С ростом температуры процент ионизованных атомов растет, и при температуре $T=(2-3) \cdot 10^4$ ° «газ» практически полностью ионизован, т. е. состоит из ионов (в основном однозарядных) и электронов и совсем не содержит нейтральной компоненты. Дальнейший рост температуры приводит к повышению доли двухзарядных, трехзарядных и т. д. ионов, пока при температуре около 10^7 ° «газ» не ионизуется окончательно, т. е. не превратится в смесь голых ядер (лишенных электронных оболочек) и электронов.

сосуд-реактор, нельзя. Отсюда проблема изоляции плазмы от стенок реактора. Плазма состоит из ядер и электронов, обмен энергией между которыми (из-за малой массы электрона) происходит малыми порциями. Вместе с тем быстрые электроны теряют энергию в механизме тормозного и синхротронного излучения. Для компенсации этих потерь и получения избыточной полезной энергии необходима большая плотность плазмы ($10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Наконец, из общих соображений очевидно, что относительная величина потерь уменьшается с ростом размеров установки. Поэтому для эффективности реакции термоядерный реактор должен иметь большие размеры.

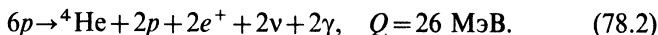
Итак, высокая температура, достаточно большое время удержания, надежная изоляция, высокая плотность, большие размеры. Посмотрим, как обстоит дело с этими параметрами в трех различных вариантах синтеза: двух реально существующих (Солнце и водородная бомба) и одном, пока еще не осуществленном (управляемый термоядерный синтез).

2. ТЕРМОЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ НА СОЛНЦЕ

Для объяснения свечения Солнца Бете предложил в 1938 г. два кольцевых процесса, названных протон-протонным и углерод-азотным циклами. Схема основной ветви* первого цикла может быть изображена следующей цепочкой реакций:



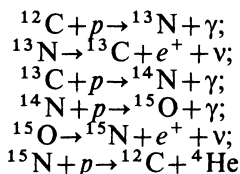
которая сводится к преобразованию протонов в ядра гелия с выделением большого количества энергии:



Самой медленной реакцией в протонном цикле является первая, для которой $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ лет. Поэтому, несмотря на большое Q , удельное энерговыделение протон-протонного цикла очень мало: $q = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Дж/(г} \cdot \text{с)}$. Это меньше, чем удельное энерговыделение организма человека. Однако благодаря колоссальной массе ($2 \cdot 10^{33} \text{ г}$) Солнце непрерывно излучает огромную энергию, эквивалентную потере массы $\Delta m = 4,3 \cdot 10^6 \text{ т/с}$.

* В других возможных вариантах протон-протонного цикла третья реакция заменяется несколькими другими реакциями.

Углерод-азотный цикл изображается цепочкой из шести реакций, в которых ядро ^{12}C служит в качестве катализатора:



$$4p \rightarrow ^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma, \quad Q = 26 \text{ МэВ.} \quad (78.3)$$

Итог этой цепочки практически такой же, как и у первой. Однако углерод-азотный цикл характеризуется значительно меньшим характерным временем: $T_{1/2} = 3 \cdot 10^8$ лет (которое определяется скоростью четвертой реакции цикла).

В обоих циклах образуются нейтрино, которые можно зарегистрировать на Земле. Судя по их количеству, можно сделать заключение о том, что на Солнце, скорее всего, работает протонный цикл, хотя это нетривиальный вопрос из-за неожиданно малого количества приходящих на Землю нейтрино (см. § 103, п. 4).

При рассмотрении термоядерной реакции на Солнце можно считать, что многих проблем, перечисленных в конце предыдущего параграфа, для нее не существует. Действительно, солнечная плазма удерживается гравитационным полем и не нуждается в изоляции, плотность плазмы очень велика ($\rho \approx 100 \text{ г/см}^3$ в центре), а потери энергии незначительны из-за гигантских размеров Солнца ($1,4 \cdot 10^6 \text{ км}$) и относительно низкой температуры на его периферии.

Более подробного рассмотрения требует только вопрос о температуре в центре Солнца. На первый взгляд она представляется слишком низкой для того, чтобы была возможна термоядерная реакция. Действительно, температура в центре Солнца оценивается равной $T = 14 \cdot 10^6$, что соответствует средней кинетической энергии протонов $\bar{E} = kT = 1,2 \text{ кэВ}$, а это более чем на два порядка меньше высоты кулоновского барьера $B_* \approx 0,5 \text{ МэВ}$. При таком плохом соотношении $\bar{E}/B_*$ в лабораторных условиях реакция между ядрами практически не идет. Спрашивается, почему она возможна на Солнце? Ответ заключается в том, что в составе энергетического спектра плазмы имеются частицы с энергией $E > \bar{E}$, взаимодействие которых и определяет выход реакции.

Схематически это показано на рис. 300. Здесь $f = E \exp(-E/kT)$ — максвелловская кривая потока частиц плаз-

мы со средней энергией $\bar{E} = kT$; $\sigma(E)$ — сечение; $J(E)$ — выход реакции. Из рисунка видно, что при $E = \bar{E} = kT$ выход реакции J действительно равен нулю, однако из-за быстрого роста сечения произведение $f\sigma$ оказывается отличным от нуля при некоторой эффективной энергии $E_{\text{эф}} > \bar{E}$. Можно сказать, что выход реакции в этой области энергии определяется хвостом максвелловской кривой. При этом замечательно, что из-за специфической формы кривой сечения (т. е. кулоновского барьера) отношение $\varepsilon = E_{\text{эф}}/\bar{E}$ довольно велико при температуре порядка солнечной и быстро уменьшается с ростом температуры. Значение $E_{\text{эф}}$ можно найти следующим образом:

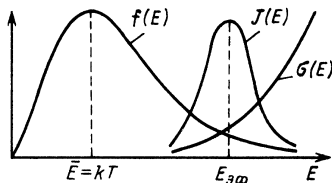


Рис. 300

$$f = E \exp - E/(kT) = \frac{\mu v^2}{2} \exp \frac{-\mu v^2}{2kT}; \quad (78.4)$$

$$\sigma = \pi \lambda^2 D = \frac{\pi \hbar^2}{\mu^2 v^2} D \quad (78.5)$$

(для малых энергий), где

$$D = \exp [-2\pi Zze^2/(\hbar v)] \quad [\text{см. формулу (60.7)}];$$

$$J = f\sigma = A \exp [-\varphi(v)], \quad (78.6)$$

где

$$\varphi(v) = av^2 + b/v; \quad A = \pi \hbar^2/(2\mu); \quad a = \mu/2kT; \quad b = 2\pi Zze^2/\hbar.$$

Из вида функции $\varphi(v)$ очевидно, что при некотором $v = v_{\text{эф}}$ она имеет минимум, а следовательно, функция $J = A \exp [-\varphi(v)]$ — максимум. Положение максимума определяется из $d\varphi/dv = 0$:

$$v_{\text{эф}} = \left(\frac{b}{a}\right)^{1/3} = \left(\frac{2\pi Zze^2 kT}{\hbar \mu}\right)^{1/3}; \quad \varphi(v_{\text{эф}}) = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi^2 Z^2 z^2 e^4 \mu}{\hbar^2 kT}\right)^{1/3}$$

Таким образом,

$$J_{\text{эф}} = A \exp [-\varphi(v_{\text{эф}})] = A \exp (-C/T^{1/3}), \quad (78.7)$$

где

$$C = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi^2 Z^2 z^2 e^4 \mu}{\hbar^2 k}\right)^{1/3},$$

а

$$E_{\text{эф}} = \frac{\mu v_{\text{эф}}^2}{2} = \frac{\mu}{2} \left(\frac{\pi Zze^2 2kT}{\hbar \mu}\right)^{2/3} \quad (78.8)$$

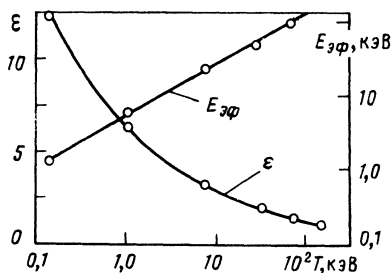


Таблица 33

$T, \text{кэВ}$	$\varepsilon = E_{\text{эф}}/kT$	$E_{\text{эф}}, \text{кэВ}$
0,125	12,6	1,58
1,0	6,3	6,3
8	3,15	25,2
27	2,1	56,7
64	1,58	101,0
125	1,26	158

Рис. 301

Вычисление, сделанное для $(d+d)$ -реакции, дает

$$\varepsilon = E_{\text{эф}}/(kT) = 6,3 T^{-1/3}, \quad (78.9)$$

где T — в кэВ.

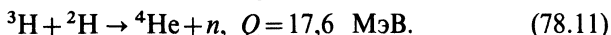
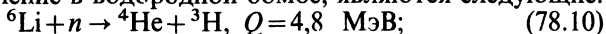
Зависимости $\varepsilon(T)$ и $E_{\text{эф}}(T)$ представлены в табл. 33 и на рис. 301. Видно, что для температуры Солнца $T = 14 \cdot 10^6^\circ$ ($kT = 1,2$ кэВ) выигрыш $\varepsilon = E_{\text{эф}}/kT = 5,9$, т. е. $E_{\text{эф}} = 7,1$ кэВ. В условиях, которые существуют на Солнце, такая энергия оказывается достаточной для протекания процесса синтеза. Реакция синтеза на Солнце характеризуется стационарным (непрерывным) режимом.

3. РЕАКЦИЯ СИНТЕЗА В ВОДОРОДНОЙ БОМБЕ

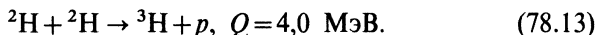
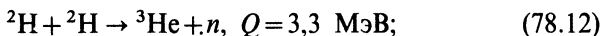
Иначе обстоит дело в случае водородной бомбы. Здесь все определяется задачей быстрого освобождения энергии синтеза за время около $\tau = 10^{-6}$ с. Естественно, что это обстоятельство упрощает решение проблем удержания, термоизоляции, размеров и плотности. Изоляция просто не нужна, так как за 10^{-6} с плазма не успеет остыть; для удержания от преждевременного разлета достаточно сделать твердую, например урановую, оболочку (причем уран за счет деления его быстрыми нейтронами существенно увеличивает энергетический выход)*, высокая плотность и малые размеры обеспечиваются использованием твердого горючего, например дейтерида лития ${}^6\text{Li}^2\text{H}$, предварительный нагрев до температуры 10^7 осуществляется за счет взрыва атомной бомбы.

* Поскольку в реакциях (78.11) и (78.12) образуются быстрые нейтроны, то для увеличения энергетического выхода можно использовать дешевые изотопы урана (${}^{238}\text{U}$) и тория (${}^{232}\text{Th}$), при этом количество ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$ может быть большим, так как в этих ядрах не развивается цепная реакция деления, т. е. нет ограничения сверху, определяемого значением критической массы

По-видимому, основными реакциями, определяющими быстрое энерговыделение в водородной бомбе, являются следующие:



Эти две реакции как бы поддерживают друг друга, сохраняя неизменное количество нейтронов и ядер ${}^3\text{H}$. Начальные n и ${}^3\text{H}$ могут возникать в двух других (более медленных) реакциях:



Кроме того, нейтроны возникают при взрыве атомной бомбы.

Взрыв водородной бомбы — это самоподдерживающаяся термоядерная реакция нестационарного характера, инициированная атомным взрывом.

§ 79. Проблема управляемого термоядерного синтеза

В отличие от термоядерной реакции взрывного характера управляемый синтез получить гораздо труднее. Трудности связаны с тем, что для получения в управляемом синтезе достаточно большого энергетического выигрыша (например, 100 Вт/см^3) надо нагреть до очень высокой температуры концентрированную дейтерий-тритиевую ($T \approx 10^8^\circ$; $n \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$) или дейтериевую ($T = 10^9^\circ$; $n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) плазму и затем поддерживать ее в таком состоянии в течение достаточно длительного времени τ внутри заданного объема термоядерного реактора. Время удержания τ определяется запасом энергии в плазме Q и потерей энергии W (на нагревание стенок, тормозное излучение электронов, испускание нейтронов и др.):

$$\tau = Q/W. \quad (79.1)$$

Чем меньше потери, тем больше время удержания.

Интенсивность реакции определяется произведением nt , которое называется параметром удержания (чем больше концентрация плазмы, тем за меньшее время прореагирует определенное количество ядер). Для того чтобы энерговыделение термоядерного реактора превышало потребляемую энергию, должен выполняться так называемый критерий Лоусона, т. е. определенное сочетание параметра удержания nt и температуры T .

По современным оценкам критерии Лоусона для дейтерий-тритиевой и чисто дейтериевой плазмы соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} n\tau &= (2 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, \quad T = 10^8 \text{ }^\circ; \\ n\tau &= 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, \quad T = 5 \cdot 10^8 \text{ }^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (79.2)$$

В принципе возможны четыре пути решения задачи получения управляемого синтеза:

1) длительное ($\tau \geq 0,1$ с) нагревание плотной ($n \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$) дейтерий-тритиевой плазмы в заданном объеме при температуре порядка 10^8 °;

2) сверхбыстрое (около 10^{-9} с) нагревание очень малых объемов конденсированного термоядерного вещества;

3) гибридный атомно-термоядерный реактор;

4) гибридный μ -каталитический реактор.

В настоящее время основные надежды возлагаются на первый путь, поэтому рассмотрим его наиболее подробно.

1. ПРИНЦИП МАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ

Главная трудность первого пути заключается в необходимости длительного удержания плотной высокотемпературной плазмы в заданном объеме в условиях хорошей теплоизоляции. Горячая плазма ведет себя подобно сильно сжатому газу, т. е. при помещении ее в замкнутый объем реактора она неизбежно придет в контакт с его стенками, передаст им тепло и остынет (либо расплавит и испарит их, как это происходит в водородной бомбе).

Для удержания плазмы без контакта со стенками реактора в 1950 г. И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым был предложен метод концентрации плазмы при помощи магнитного поля. Все составные части плазмы (ионы и электроны) заряжены, поэтому они будут двигаться в магнитном поле H по спиральным траекториям, «навитым» на силовые линии магнитного поля H (рис. 302, а). Следовательно, поместив плазму в герметичную камеру с магнитным полем подходящей конфигурации (магнитная ловушка), можно надеяться на то, что плазма будет двигаться в этой камере, не касаясь ее стенок. При этом давление плазмы будет восприниматься магнитным полем, а через него жесткой конструкцией катушки с током, создающим это поле. Условием для удержания плазмы является превышение магнитного давления над давлением плазмы:

$$H^2/(8\pi) > 2nkT. \quad (79.3)$$

Это условие можно выполнить при $n \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

За истекшее сорокалетие с начала работ над управляемой термоядерной реакцией было создано много установок разного типа. В первых установках для получения сильно нагретой

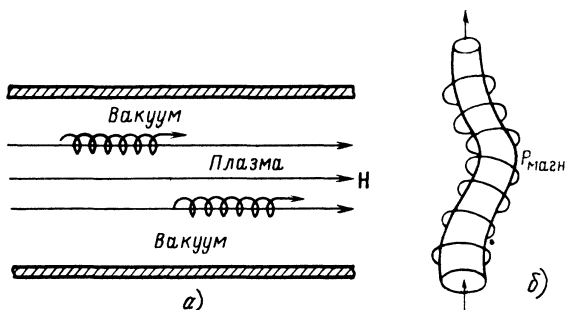


Рис. 302

плазмы использовался разряд батареи конденсаторов большой емкости (линейный пинч-эффект). В этом случае магнитное поле, удерживающее и нагревающее (за счет сжатия) плазму, создается самим разрядным током, текущим вдоль плазменного шнура. Этим методом удалось получить достаточно горячую (10^6) и плотную ($10^{12}—10^{13}$ см $^{-3}$) плазму, в которой даже были обнаружены нейтроны (правда, нетермоядерного происхождения). Однако на пути к решению задачи возникла другая, очень серьезная проблема — неустойчивость плазмы.

Оказывается, первоначально возникший плазменный шнур находится как бы в неустойчивом равновесии относительно перетяжек и перегибов и под действием внутренних сил очень быстро (за 10^{-6} , в лучшем случае за 10^{-4} с) начинает деформироваться, разрушаться и разбрасываться на стенки реактора, где плазма быстро остывает (рис. 302, б). За столь короткое время не может выделяться достаточно большое количество термоядерной энергии для поддержания температуры, поэтому самоподдерживающийся процесс оказывается невозможным. Не привели к цели и попытки получить устойчивую горячую плазму в установках для изучения так называемого тэта-пинч-эффекта, т. е. нагрева плазмы за счет быстрого сжатия ее внешним нарастающим магнитным полем. В этом случае из-за неустойчивости плазмы время ее существования при высокой температуре и достаточно большой плотности ограничивается несколькими микросекундами.

Аналогичные трудности возникли и во многих других исследованиях, посвященных получению термоядерной энергии в управляемом процессе. Однако в 60-х годах в этой проблеме наметился заметный сдвиг. В 1963 г. группе физиков Института атомной энергии им. И. В. Курчатова, работавших под общим руководством Л. А. Арцимовича, удалось получить плазму с температурой $4 \cdot 10^7$ и плотностью 10^{10} см $^{-3}$ и сохранить

ее в течение сотых долей секунды (до 0,06 с) в объеме, равном нескольким десяткам литров. Этот успех был достигнут благодаря использованию тороидальной магнитной ловушки с комбинированными магнитными полями. В дальнейшем установки подобного типа получили название токамаков (тороидальная камера со стабилизирующим магнитным полем). В 1968 г. на «Токамаке-3» были достигнуты параметры плазмы $n\tau = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, $T = 3 \cdot 10^6$ и получены термоядерные нейтроны. В 1970 г. на «Токамаке-4» параметры плазмы были доведены до $n\tau = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ и $T = 4 \cdot 10^6$.

В начале 70-х годов токамаки стали строить во всех странах, занимающихся изучением синтеза. Исследования, проведенные на этих установках, привели к заключению, что время удержания плазмы в них растет с ростом размеров. Поэтому для дальнейшего улучшения параметров плазмы необходимо строить установки все большего и большего размера. Окончательно это заключение было подтверждено на «Токамаке-10» (Т-10), запущенном в 1975 г. в Москве в Институте атомной энергии. Параметры «Токамака-10» и полученной на нем плазмы таковы: мощность 200 МВт, магнитное поле до 5 Тл, объем плазмы 5 м^3 (большой радиус 150, малый 39 см), ток в плазме до 800 кА, $T = (12 \div 13) \cdot 10^6$; $\tau = 0,06 \div 0,07 \text{ с}$; $n = (7 \div 8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $n\tau = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, поток нейтронов $(4 \div 8) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. На основании экспериментов, выполненных на Т-10, стало ясно, что для достижения необходимых значений $n\tau$ и T надо увеличить размеры установок в 4—5 раз.

В 1978 г. в Принстоне (США) на установке РЛТ (типа токамака) с объемом плазмы 5 м^3 получили температуру $6 \cdot 10^7$ и $n\tau = 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$. В 1979 г. в ИАЭ им. И. В. Курчатова был запущен «Токамак-7» (Т-7) с параметрами, близкими к параметрам Т-10, но со сверхпроводящей обмоткой.

Теперь на очереди стоит создание демонстрационного реактора типа токамака с такими параметрами, при которых выделяемая энергия синтеза должна быть примерно равна энергии, вносимой в плазму. На реакторе такого типа предполагается продемонстрировать принципиальную осуществимость самоподдерживающейся реакции синтеза и провести ряд исследований по физике плазмы, технике ее нагрева, материаловедению, регенерации топлива и др. В России для этих целей создан «Токамак-15» (Т-15) с объемом плазмы около 25 м^3 (большой радиус тора 2,4, малый 0,7 м).

Однако как Т-15, так и аналогичные зарубежные установки будут выполнять только функции экспериментального стенда для изучения свойств плазмы. Для создания же действующей

модели термоядерной электростанции нужна установка с объемом плазмы в несколько сот кубических метров.

Проект подобной установки («Токамак-20») разработан в СССР в 70-х годах. Из проекта следует, что это должна быть очень мощная (сотни мегаватт), сложная и дорогая установка, сооружение которой потребует огромных усилий и капиталовложений. Учитывая, что и другие наиболее передовые страны также имеют свои национальные проекты освоения термоядерной энергии, сходные с нашим, Советский Союз предложил объединить усилия по проектированию большого международного термоядерного реактора. Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) приняло это предложение, и уже в 1981 г. предварительное проектирование такого реактора, который получил название ИНТОР, было завершено*.

Основные параметры ИНТОРа таковы: объем плазменного тора 200 м^3 , большой радиус тора 5,2, малый 1,2 м, разогревающий ток $6,2 \cdot 10^6 \text{ А}$, время разогрева 4–5 с, удерживающее магнитное поле 5,5 Тл, тепловая мощность реакции 620 МВт, ожидаемое время горения зажженной термоядерной реакции 200 с. Процесс в ИНТОРе будет идти циклически с промежутками 30 с (необходимыми для очистки камеры от продуктов взаимодействия плазмы с ее стенками). Теплосъем будет осуществляться при помощи бланкетов — толстых поглотителей нейтронов, преобразующих их кинетическую энергию в тепло. Для передачи тепла из бланкета в теплообменник может использоваться вода, циркулирующая в бланкете под давлением, или расплавленный литий. В этом случае бланкет может выполнять функции регенератора трития. Предполагается, что ИНТОР будет последней экспериментальной установкой перед созданием экспериментальной термоядерной электростанции. Поэтому кроме решения принципиальной задачи — доказательства возможности осуществления самоподдерживающейся реакции синтеза — на нем должны быть в принципе решены и многие технические задачи, в том числе такие важные, как воспроизводство трития (который будет получаться в бланкете в реакции ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$) и получение электроэнергии (предполагается, что ИНТОР будет производить 10 МВт электроэнергии термоядерного происхождения).

В дальнейшем на основании материала, полученного с ИНТОРа, предполагается спроектировать и построить первую экспериментальную термоядерную электростанцию ДЕМО, предварительные наброски проекта которой уже разработаны.

* Современная модификация международного термоядерного реактора получила название ИТЭР.

По замыслу авторов проекта, ДЕМО в отличие от ИНТОРа должен сам полностью обеспечивать себя тритием и будет производить значительно больше энергии. Данные, полученные с ДЕМО, будут использованы для проектирования и строительства промышленных термоядерных электростанций. Из предыдущего должно быть ясно, что действующий промышленный реактор типа токамака будет иметь колоссальную мощность $(0,5—2) \cdot 10^6$ кВт (см. Дополнение, п. 10).

2. ИНЕРЦИОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

Второй принципиально возможный путь осуществления управляемой термоядерной реакции заключается в сверхбыстром импульсном нагревании конденсированного термоядерного горючего до очень высокой температуры (порядка 10^8 градусов) за такое малое время τ , чтобы испаряющееся при нагревании вещество мишени не успело уйти из нагреваемого объема. Поскольку время разлета плазмы зависит от инерции вещества, то этот метод называется инерционным. В принципе такой импульсный режим нагрева можно осуществить при помощи сверхмощных лазеров или электронных (а также ионных) пучков.

Предварительные оценки показывают, что мишень с массой примерно 0,01 г, состоящая из смеси дейтерия и трития, способна выделить энергию около 10^9 Дж, если в нее ввести импульсным образом за время около 10^{-8} с энергию порядка $5 \cdot 10^6$ Дж. При этом для предотвращения разлета всего вещества мишени и создания эффекта сжатия в ее оставшейся части импульсное облучение надо проводить одновременно со всех сторон. Задача представляется разрешимой, если будут созданы короткоимпульсные лазеры с энергией $(3—5) \cdot 10^6$ Дж, частотой повторения около 1 с и специальной временной формой импульса (с нарастанием мощности к концу). Мишень также должна удовлетворять определенным условиям (тонкостенная сферическая оболочка).

Направление лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) родилось в начале 60-х годов в Физическом институте АН СССР (ФИАН). В 1971 г. там была запущена девятиканальная лазерная установка «Кальмар» на неодимовом стекле (энергия 600 Дж в 1 нс), на которой был выполнен ряд работ по исследованию нагрева и сжатия сферических мишеней. Семидесятые годы были ознаменованы получением очень обнадеживающих данных по объемному сжатию (до 1000-кратного) и регистрации термоядерных нейтронов (до 10^7 за импульс). В 1980 г. в ФИАНе была запущена крупнейшая в СССР многоканальная (108 пучков) лазерная установка

«Дельфин» (на неодимовом стекле) с энергией несколько килоджоулей за 1 нс.

Мощные лазерные системы создаются и за рубежом (США, Япония и др.). В 1985 г. в США (Ливерморская национальная лаборатория) запущена самая мощная установка NOVA на энергию 100 кДж при длительности импульса 1 нс. В 1988 г. на этой установке было достигнуто сжатие мишени по объему в 50 000 раз.

Успехи теоретических и экспериментальных исследований в области ЛТС позволяют уже сейчас прорабатывать проекты лазерных промышленных термоядерных реакторов. Один из них, названный «Каскад», разработан в 1985 г. в США. Его основные параметры таковы: радиус камеры 5 м, энергия микровзрыва 300 МДж, частота микровзрывов 5 Гц, термоядерная мощность 1500 МВт, электрическая мощность 815 МВт*.

Другой вариант импульсного метода, развиваемый в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова, основан на использовании сильнооточных пучков релятивистских электронов. Идея этого варианта нагрева плазмы заключается во всестороннем облучении сферической мишени, заполненной смесью дейтерия и трития, мощным пучком релятивистских электронов. В результате быстрого нагрева поверхность мишени будет испаряться, а ее внутренняя часть начнет сжиматься к центру. При достаточно высокой степени сжатия и температуре 10^8 градусов в принципе может произойти термоядерный микровзрыв.

Это направление стало развиваться в ИАЭ с 1968 г. по предположению Е. К. Завойского, а в 1974 г. была построена первая модельная установка «Ангара-1». Она состоит из емкостного накопителя энергии, генератора импульсного напряжения, мощного ускорителя электронов и мишени размером 1 см. В 1975–1976 гг. на этой установке были получены электроны с энергией до 2,5 МэВ при токе 400 кА и длительности импульса $6 \cdot 10^{-8}$ с. Результаты, полученные на установке «Ангара-1», показали перспективность этого направления.

В дальнейшем в ИАЭ была спроектирована и в настоящее время сооружена мощная установка «Ангара-5», которая состоит из восьми модулей.

3. ДРУГИЕ ПРИНЦИПИАЛЬНО ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ

Третий путь реализации управляемой реакции синтеза — создание гибридного термоядерно-атомного реактора. Идея этого пути заключается в использовании в качестве одной

* Подробнее о ЛТС см. книгу: Басов Н. Г., Лебо И. Г., Розанов В. Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. М.: Знание, 1988.

из составных частей blankets естественного урана. Быстрые нейтроны, образующиеся в термоядерной реакции, будут делить ядра ^{238}U , резко увеличивая (примерно в 10 раз) энерговыделение реактора. Таким образом, гибридный реактор может быть реализован при меньших требованиях к параметрам конструкции и плазмы. Материалом для blankets может служить не только естественный уран, но и уран, обедненный изотопом ^{235}U . Кроме того, в гибридном реакторе будет нарабатываться ^{239}Pu , который можно использовать для сооружения относительно дешевых атомных реакторов, работающих на тепловых нейтронах.

В качестве одного из примеров разрабатываемых в настоящее время проектов гибридных реакторов приведем проект «Тигр» (термоядерный инерционный гибридный реактор), основные параметры которого таковы: радиус камеры 3 м, энергия микровзрыва 120 МДж, частота микровзрывов 0,8—1 Гц, термоядерная мощность 100 МВт, полная мощность (с учетом деления) 1000 МВт, электрическая мощность 260 МВт. Кроме того, реактор «Тигр» может производить до 700 кг ^{239}Pu в год, который может обеспечить работу шести АЭС.

Четвертый принципиально возможный путь получения управляемой реакции синтеза — создание гибридного μ -каталитического реактора. Этот путь основан на использовании явления μ -катализа, или холодного синтеза, который в отличие от рассмотренных ранее не требует нагревания. Идея μ -катализа заключается в инициировании реакций синтеза за счет образования нейтральных систем типа μ -молекул, состоящих из двух дейтронов (или дейтрона и трития), связанных между собой отрицательным мюоном. Расстояние между ядрами в таких молекулах настолько мало ($5 \cdot 10^{-11}$ см), что между ними становится возможным ядерное взаимодействие в квантовомеханическом механизме туннельного перехода, при этом мюон освобождается и может принять участие в аналогичном процессе с другими ядрами и т. д. Таким образом, мюон играет роль катализатора, с чем и связано название метода (подробнее см. § 106, п. 1).

Первоначальное обсуждение μ -катализа относится еще к 1947—1948 гг. (английский физик Ф. Франк и советский физик А. Д. Сахаров), и в течение примерно 15 лет эта проблема была в центре внимания теоретиков и экспериментаторов. Однако позднее была показана ее полная, казалось бы, практическая нереальность из-за малой скорости μ -катализа при низкой температуре. И только в конце 70-х годов, когда теоретики Дубны рассчитали уровни мюонных молекул и обобщали резонансное ускорение μ -катализа с ростом тем-

пературы, а экспериментаторы подтвердили это предсказание, интерес к обсуждаемой проблеме снова возродился.

В результате сделанных опытов появилась надежда, что каждый мюон успеет за свое короткое время жизни ($2,2 \cdot 10^{-6}$ с) поработать в качестве катализатора более сотни раз, в результате чего выделится энергия, лишь в несколько раз меньшая той, которая необходима для образования самого мюона. В настоящее время составлена развернутая программа исследований μ -катализа и даже обсуждается проект будущего гибридного μ -каталитического реактора с бланкетом из урана. Принцип работы этого реактора сходен с принципом работы гибридного атомно-термоядерного реактора, который описан выше.

§ 80. Краткое заключение к гл. XIII

В гл. XIII кратко рассмотрены принципиальная возможность самоподдерживающегося процесса синтеза легких ядер, реакция синтеза на Солнце, в водородной бомбе и проблема управляемого термоядерного синтеза.

Известно, что у легких ядер удельная энергия связи растет с ростом массового числа. Поэтому процесс слияния легких ядер энергетически выгоден и должен сопровождаться выделением энергии. Условием для процесса синтеза является достаточно большая кинетическая энергия взаимодействующих ядер, необходимая для преодоления кулоновского барьера. Эту энергию можно получить в виде энергии теплового движения при очень сильном нагревании.

Так как процесс синтеза сопровождается большим энерговыделением, то при достаточно большой концентрации взаимодействующих ядер в принципе становится возможной самоподдерживающаяся термоядерная реакция, при которой тепловое движение реагирующих ядер поддерживается за счет энергии реакции, а реакция — за счет теплового движения.

Необходимая температура зависит от размеров реагирующей системы и концентрации ядер. Так, на Солнце термоядерная реакция идет при температуре около $1,4 \cdot 10^7$ °. Примерно при такой же температуре может быть получена в земных условиях термоядерная реакция взрывного характера (водородная бомба).

Для получения управляемой термоядерной реакции необходима значительно более высокая температура (10^8 — 10^9 °). При столь высоких температурах вещество находится в состоянии горячей, полностью ионизованной плазмы, состоящей исключительно из заряженных частиц. Проблема осуществления управляемой термоядерной реакции очень сложна из-за необходимости получения плотной, горячей и долгоживущей плазмы, подвешенной внутри вакуумизированного реактора ограниченного объема без контакта с его стенками.

Оценки показывают, что термоядерная реакция в дейтерий-тритиевой плазме, нагретой до $T = 10^8$ °, будет давать выигрыш энергии при выполнении

условия $n\tau \geq (2-3) 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, где n — число ядер в 1 см^3 , а τ — время удержания плазмы в секундах. Для чисто дейтериевой плазмы $T = 10^9$, а $n\tau \geq 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$. В 1976 г. на установке «Токамак-10» с объемом плазмы 5 м^3 получены следующие параметры плазмы: $T = 1,3 \cdot 10^7$, $n\tau = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$.

Ближние параметры плазмы были вскоре получены и на других установках типа токамака, построенных как в СССР, так и за рубежом. Главным итогом исследований, проведенных на этих установках, является заключение о приближении параметров плазмы к требуемым с ростом размеров установки. Современные установки (например, «Токамак-15», построенный в СССР) имеют объем плазмы около 25 м^3 , а токамаки следующего поколения будут иметь объем плазмы в несколько сотен кубических метров и станут действующими моделями термоядерных электростанций.

Второй возможный путь освобождения термоядерной энергии заключается в сверхбыстром (около 10^{-9} с) всестороннем нагревании твердых миниатюрных мишеней из смеси дейтерия с тритием лазерным лучом, ионным или электронным пучком очень большой мощности.

Третий обсуждаемый путь — гибридный термоядерно-атомный реактор, четвертый — гибридный μ -каталитический реактор.

I. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

1. $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc^2 \gamma = mc^2 + T$, $E_0 = mc^2$, где E — полная энергия; E_0 — энергия покоя; $m = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2}$ — масса; c — скорость света;

$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{v}E}{c^2} = m\mathbf{v}\gamma = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — релятивистский импульс; $\beta = v/c$; $\mathbf{v}$ — скорость;

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$; $T = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = mc^2 (\gamma - 1)$ — релятивистская кинетическая энергия.

$$2. p^2 c^2 = T(2mc^2 + T).$$

3. $\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, где τ_0 — время жизни частицы в состоянии покоя; τ — время жизни частицы, движущейся со скоростью β .

4. $E^2 - P^2 c^2 = \text{inv}$, где E — полная энергия; P — полный импульс системы частиц.

5. Эквивалентная энергия двух частиц массой m , имеющих во встречных пучках энергию T' :

$$T = 2mc^2 \left[(1 + T'/mc^2)^2 - 1 \right].$$

6. Соотношения неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar; \Delta r \Delta p \approx \hbar.$$

7. Длина волны де Бройля для нуклона

$$\lambda_N = 4,5 \cdot 10^{-13} / \sqrt{T},$$

где λ — в см; T — в МэВ (в с. ц. и.).

8. Постоянная тонкой структуры

$$\alpha = e^2 / \hbar c = r_e / \lambda_{\text{компт}}^e \approx 1/137,$$

где e — заряд электрона; r_e — классический радиус электрона; $\lambda_{\text{компт}}^e$ — комптоновская длина волны электрона.

9. Высота кулоновского барьера (МэВ) для частицы с зарядом z по отношению к ядру с зарядом Z

$$B_* = Zze^2 / R \approx Zz / A^{1/3}.$$

10. Высота центробежного барьера (МэВ) для нуклона по отношению к ядру с массовым числом A при взаимном орбитальном моменте l

$$B_n = \hbar^2 l(l+1) / 2mR^2 \approx 10l(l+1) / A^{2/3}.$$

11. Закон радиоактивного распада

$$N = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где λ — постоянная радиоактивного распада. Среднее время жизни $\tau = 1/\lambda$.
Период полураспада

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda \approx 0,69\tau.$$

12. Формула Вейцзеккера

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4},$$

где $\alpha = 15,75$ МэВ; $\beta = 17,8$ МэВ; $\gamma = 0,71$ МэВ; $\zeta = 94,8$ МэВ; $|\delta| = 34$ МэВ;

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для чётно-чётных ядер;} \\ 0 & \text{для нечётных ядер;} \\ -|\delta| & \text{для нечётно-нечётных ядер;} \end{cases}.$$

A — массовое число; Z — заряд ядра.

13. Формулы Брейта — Вигнера для радиационного захвата и рассеяния нейтронов

$$\sigma(n, \gamma) = A\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}; \quad \sigma(n, n) = A\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где $A = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)}$; I, J, s — спины ядра мишени, промежуточного ядра и нейтрона соответственно; λ — длина волны де Бройля; Γ_n — нейтронная ширина; Γ_γ — радиационная ширина; T_0 — резонансная энергия.

14. Радиус ядра

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = (1,2 - 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

15. Порог эндонергетической реакции

$$T_{\min} = \frac{M+m}{M} |Q|,$$

где M — масса ядра; m — масса бомбардирующей частицы; Q — энергия реакции.

16. Матрицы Паули

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

17. γ -Матрицы

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_x \\ -\sigma_x & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_y & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_z \\ -\sigma & \hat{0} \end{pmatrix};$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix}; \quad I = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}; \quad 0 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} \end{pmatrix}.$$

18. Квантовые числа кварков

Название кварка	z	T	T_z	S	c	b	t
u	$+2/3$	$1/2$	$+1/2$	0	0	0	0
d	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0
s	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0
c	$+2/3$	0	0	0	$+1$	0	0
b	$-1/3$	0	0	0	0	-1	0
t^*	$+2/3$	0	0	0	0	0	$+1$

* Не открыт.

Все кварки имеют $B=1/3$ и $s=1/2$. Квантовые числа кварков связаны между собой соотношением

$$z = T_z + (B + S + c + b + t)/2 = T_z + Y/2,$$

где $Y = B + S + c + b + t = 2\bar{z}$ для данного мультиплета.

II. ОСНОВНЫЕ КОНСТАНТЫ И ЕДИНИЦЫ *

1. Классический радиус электрона

$$r_e = e^2/(m_e c^2) = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

2. Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e^{\text{компт}} = \hbar/(m_e c) = 3,85 \cdot 10^{-11} \text{ см.}$$

3. Комптоновская длина волны π -мезона

$$\lambda_\pi^{\text{компт}} = \hbar/(m_\pi c) \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

4. Комптоновская длина волны нуклона

$$\lambda_N^{\text{компт}} = \hbar/(m_N c) = 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

5. Ядерное время

$$\tau_{\text{яд}} \approx a/c = 1,4 \cdot 10^{-13} / (3 \cdot 10^{10}) \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с,}$$

где a — радиус действия ядерных сил; c — скорость света.

6. Постоянная Планка

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с.}$$

* Даны приближенные значения констант и единиц.

7. Скорость света в вакууме

$$c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

8. Константа слабого взаимодействия

$$g = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 1,4 \cdot 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3.$$

9. Радиус атома

$$R_{\text{ат}} \approx 10^{-8} \text{ см}.$$

10. Радиус ядра

$$R_{\text{яд}} = (2-8) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

11. Магнетон Бора

$$M_B = \frac{e}{m_e c} \frac{\hbar}{2} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}.$$

12. Ядерный магнетон Бора

$$\mu_B = \frac{e}{m_p c} \frac{\hbar}{2} = \frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}.$$

13. Масса нейтрона

$$m_n \approx 1838,6 m_e = 1,008665 \text{ а.е.м.} = 939,55 \text{ МэВ}.$$

14. Масса протона

$$m_p \approx 1836,1 m_e = 1,007276 \text{ а.е.м.} = 938,26 \text{ МэВ}.$$

15. Масса электрона

$$m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 0,511 \text{ МэВ}.$$

16. Заряд электрона

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}.$$

17. Магнитный момент протона

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_B.$$

18. Магнитный момент нейтрона

$$\mu_n \approx -1,91 \mu_B.$$

19. Магнитный момент электрона

$$\mu_e \approx 1 \mu_B.$$

20. Энергия теплового нейтрона

$$T_{\text{тепл}} = k T^\circ$$

(при комнатной температуре $k T^\circ \approx 1/40 \text{ эВ}$).

21. Средняя энергия связи ядра на один нуклон

$$\bar{\varepsilon} = \overline{\Delta W}/A \approx 8 \text{ МэВ.}$$

22. Средняя энергия деления одного тяжелого ядра

$$\bar{Q}_f \approx 200 \text{ МэВ.}$$

23. Постоянная Больцмана

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град} = 0,862 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град.}$$

24. Магические числа

$$2, 8, 20, (28), 50, 82, 126.$$

25. Число Авогадро

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ (г-моль)}^{-1}.$$

26. Атомная единица массы

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} M_{\text{ат}}(^{12}\text{C}) = 1/N_A \approx 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \approx 931,5 \text{ МэВ.}$$

27. $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}; 1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}; 1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}; 1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ} = 10^{12} \text{ эВ} \approx 1,6 \text{ эрг.}$

28. $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп./с.}$

29. $1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см.}$

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

периоды	ряды	г р у п п ы				
		I — R ₂ O	II — RO	III — R ₂ O ₃	IV RH ₄ RO ₂	V RH ₃ R ₂ O ₅
1	I	(H)				
2	II	Li ³ литий 6,941	Be ⁴ бериллий 9,01218	5 B бор 10,81	6 C углерод 12,011	7 N азот 14,0067
3	III	Na ¹¹ натрий 22,98977	Mg ¹² магний 24,305	13 Al алюминий 26,9815	14 Si кремний 28,086	15 P фосфор 30,9738
4	IV	K ¹⁹ калий 39,0983	Ca ²⁰ кальций 40,08	Sc ²¹ скандий 44,9559	Ti ²² титан 47,90	V ²³ ванадий 50,9414
	V	Cu ²⁹ медь 63,546	Zn ³⁰ цинк 65,38	Ga ³¹ галлий 69,72	Ge ³² германий 72,59	As ³³ мышьяк 74,9216
5	VI	Rb ³⁷ рубидий 85,4678	Sr ³⁸ стронций 87,62	Y ³⁹ иттрий 88,9059	Zr ⁴⁰ цирконий 91,22	Nb ⁴¹ ниобий 92,9064
	VII	Ag ⁴⁷ серебро 107,868	Cd ⁴⁸ кадмий 112,41	In ⁴⁹ индий 114,82	Sn ⁵⁰ олово 118,69	Sb ⁵¹ сурьма 121,75
6	VIII	Cs ⁵⁵ цезий 132,9054	Ba ⁵⁶ барий 137,33	La ⁵⁷ лантан 138,9055	Hf ⁷² гафний 178,49	Ta ⁷³ тантал 180,9479
	IX	Au ⁷⁹ золото 196,9665	Hg ⁸⁰ ртуть 200,59	Tl ⁸¹ таллий 204,37	Pb ⁸² свинец 207,2	Bi ⁸³ висмут 208,9804
7	X	Fr ⁸⁷ франций [223]	Ra ⁸⁸ радий 226,0254	Ac ⁸⁹ актиний [227]	Rf ¹⁰⁴ резерфордий	Db ¹⁰⁵ дубний

ланта

Ce ⁵⁸ франций 140,12	Pr ⁵⁹ празеодим 140,9077	Nd ⁶⁰ неодим 144,24	Pm ⁶¹ прометий [145]	Sm ⁶² самарий 150,4	Eu ⁶³ европий 151,96	Gd ⁶⁴ гадолиний 157,27
--	--	---	--	---	--	--

акти

Th ⁹⁰ торий 232,0381	Pa ⁹¹ протактиний 231,0359	U ⁹² уран 238,029	Np ⁹³ нептуний 237,0482	Pu ⁹⁴ плутоний [244]	Am ⁹⁵ америций [243]	Cm ⁹⁶ курций [247]
--	--	---	---	--	--	--

ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

Э Л Е М Е Н Т О В

VI RH ₂ RO ₃		VII RH R ₂ O ₇		VIII RO ₄				0 — —	
1 H водород 1,0079		Порядковый номер элемента Химическое обозначение Атомная масса Распределение электронов по энергетическим уровням 4 18 32 50 82 82 Pb свинец 207,2				2 He гелий 4,00260			
8 O кислород 15,9994						9 F фтор 18,998403		10 Ne неон 20,179	
16 S сера 32,06						17 Cl хлор 35,453		18 Ar аргон 39,948	
24 Cr хром 51,996		25 Mn марганец 54,9380		26 Fe железо 55,847		27 Co кобальт 58,9332		28 Ni никель 58,70	
34 Se селен 78,96		35 Br бром 79,904		36 Kr криптон 83,80					
42 Mo молибден 95,94		43 Tc технеций 98,9062		44 Ru рутений 101,07		45 Rh родий 102,9055		46 Pd палладий 106,4	
52 Te теллур 127,60		53 I йод 126,9045		54 Xe ксенон 131,30					
74 W вольфрам 183,85		75 Re рений 186,207		76 Os осмий 190,2		77 Ir иридий 192,22		78 Pt платина 195,09	
84 Po полоний [209]		85 At астат [210]		86 Rn радон [222]					
106 Sg сиборгий		107 Bh борий							
В квадратных скобках даются массовые числа наиболее устойчивых изотопов									

НОИДЫ

65 Tb тербий 158,9254	66 Dy диспрозий 162,50	67 Ho гольмий 164,9307	68 Er эрбий 167,26	69 Tm тулий 168,9342	70 Yb иттербий 173,04	71 Lu лютеций 174,97
---------------------------------------	--	--	------------------------------------	--------------------------------------	---------------------------------------	--------------------------------------

НОИДЫ

97 Bk берклий [247]	98 Cf калифорний [251]	99 Es эйнштейний [254]	100 Fm фермий [257]	101 Md менделевий [258]	102 (No) (нобелий) [255]	103 (Lr) (лоуренсий) [256]
-------------------------------------	--	--	-------------------------------------	---	--	--

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия/Под ред. К. Зигбана: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969. Вып. 1—4.
2. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. М., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968.
3. Басов Н. Г., Лебо И. Г., Розанов В. Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. М.: Знание, 1988.
4. Бельков А. А., Бунятов С. А., Мухин К. Н., Патаракин О. О. Пион-пионное взаимодействие. М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
6. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро: Пер. с англ. М.: Мир, 1976.
7. Боровой А. А., Хакимов С. Х. Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Ву Ц. С., Мошковский С. А. Бета-распад: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1970.
9. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959.
10. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
11. Жежерун И. Ф. Строительство и пуск первого в Советском Союзе атомного реактора. М.: Атомиздат, 1978.
12. Зрелов В. П. Излучение Вавилова—Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968. Т. 1, 2.
13. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
14. Карнаузов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
15. Кириллов-Угрюмов В. Г., Никитин Ю. П., Сергеев Ф. М. Атомы и мезоны. М.: Атомиздат, 1980.
16. Копылов Г. И. Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
17. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер.—2-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1974.
18. Крупчицкий П. А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. М.: Энергоатомиздат, 1985.
19. Недорезов В. Г., Ранюк Ю. Н. Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев: Наукова думка, 1989.
20. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М.: Физматгиз, 1963.
21. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.—2-е изд. М.: Наука, 1989.
22. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий.—3-е изд., перераб. и доп.; Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1990.
23. Ферми Э. Ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1951.
24. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967—1969. Вып. 1—5.
25. Экспериментальная ядерная физика/Под ред. Э. Серге; Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1955, 1958, 1961. Т. 1—3.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Верещагин В. В., Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН*. 2000. Т. 170 (4). С. 353–386.
2. Гинзбург В. Л. // УФН. 2002. Т. 172 (2). С. 213–219.
3. Козлов Ю. В., Мартемьянов В. П., Мухин К. Н. // УФН. 1997. Т. 167 (8). С. 849–885.
4. Коллинз Г. // В мире науки. 2005. № 9. С. 52.
5. Мостовой Ю. А., Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 1996. Т. 166 (9). С. 987–1022.
6. Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 1995. Т. 165 (8). С. 841–886.
7. Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 2000. Т. 170 (8). С. 855–897.
8. Мухин К. Н., Патаракин О. О., Тихонов В. Н. // Ядерная физика. 2002. Т. 65 (7). С. 1189–1205.
9. Мухин К. Н., Суставов А. Ф. Физика атомного ядра и элементарных частиц // Исследования по истории физики и механики. 2004. М.: Изд-во «Наука», 2005. С. 340–385.
10. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. Российская физика Нобелевского уровня. М.: Физматлит, 2006. С. 228.
11. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. // УФН. 2003. Т. 173 (5). С. 511–569.
12. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. Физика элементарных частиц и высоких энергий // Исследования по истории физики и механики 2005. М.: Изд-во «Наука», 2006. С. 177–210.
13. Мухин К. Н., Тихонов В. Н. // УФН. 2001. Т. 171 (11). С. 1201–1250.
14. Оганесян Ю. Ц. // В мире науки. 2005. № 3. С. 66.
15. Рубаков В. А. // УФН. 1999. Т. 169 (12). С. 1299–1309.
16. Смирнов В. П. // Поиск. 2005. 16 дек. № 50 (864). С. 12.
17. Ahmad Q. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011301.
18. Ahmed S. N. et al. // SNO collaboration, nucl-ex / 0309004. 2003.
19. Eguchi K. et al. Kam LAND collaboration // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 021802.

* УФН — Успехи физических наук.

АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активная зона 138
Актиноиды 193
Америций 189
Аномальные ядра 260
Арцимовича и Курчатова формула 33
Асимметрия вылета осколков 170
 α -Частичные ядра 240
- Барионный заряд 5
Барионы 5
Батлера расчет 232—237
Берклий 189
Бозе—Эйнштейна статистика 19
Бора теория реакции 54
Борный метод 43
Брейта—Вигнера формулы 66
Брэгга—Вульфа формула 69
Backbending 250
- Возраст нейтронов 47
— теория 47
Вращательные состояния при высоких
моментах 250
Времени пролета метод 69
Вторичные нейтроны 112, 116
Выход ядерной реакции 205
- Геометрическое сечение 62
Гигантские резонансы, тонкая струк-
тура 270
Гравитационный монохроматор 103
 γ -Кванты деления 151
- Дармштадтский эффект 253
Двугорбый барьер 160, 172
Двупротонная радиоактивность 256
Дейтрон 227
— радиус 232
— фоторасщепление 24
— энергия связи 227
Деление 110—184
— асимметрия 152
— барьер 122
— быстрыми частицами 152
— вероятность 146
— запаздывающее 163
— запрещенное по четности 170
— механизм 119
— параметр 119
— сечение 133
— спонтанное 123, 155
— — изомеров 157
— теория 117—125
— энергия 117, 173
- Дипольные резонансы 266
Дисперсионная зависимость 60
Дифракционное рассеяние быстрых
нейтронов 87
— — медленных нейтронов 79
Диффузия нейтронов 50
— — коэффициент 51
Диффузионная длина 52
Дихроизм нейтронный 105
Длина замедления 48
Длина переноса 46
— свободного пробега 44
- Закон $1/v$ 67, 84
— сохранения барионного заряда 6
— — P -четности 18
— — электрического заряда 5
— — энергии 6
Замедление нейтронов 44—50
Замедляющая способность замедле-
ля 45
Запаздывающие нейтроны 131
— пары протонов 256
— протоны 256
- Изомеры формы 159, 161
Изотопический спин 20
Импульсная диаграмма ядерной ре-
акции 12
Иодная яма 145
Ионизационное торможение 205
Ионообменная хроматография 186
Искусственная радиоактивность 29
- Калифорний 190
Каналы реакции 4
Квазиатомы с двойными ядрами 252
Квазистационарное состояние 60
Кинетическая энергия «отрицатель-
ная» 233, 238
Кластеры 238
Компаунд-ядро (см. Промежуточное
ядро)
Комплексный потенциал 93
Комптона эффект обратный 273
— — меченый 274
Коэффициент замедления 50
— размножения 126
Критическая масса 127
Критические размеры 127
Ксеноновое отравление реактора 84,
145
Кулоновский барьер 17

- Кулоновское возбуждение 3
 смешивание 21
Кумулятивный эффект 259
Курчатова и Арцимовича формула 33
— реактор 138—139
Курчатовый 192
Кюри 189
- Летаргия нейтронов 34—35
Лоуренсий 192
- Магические числа 196, 200
Медленные нейтроны 39
Менделевий 191
Метастабильное состояние 59
Метод T , ΔT 244
Механический монохроматор 69, 71
 72
 селектор 74—76
Мечения система 272, 274, 276
Мигающий ускоритель 69, 77
Миграция площадь 53
Модель атомного ядра оптическая 91
Монохроматор кристаллический 69, 79
 механический 69, 71—72
- Надтепловые нейтроны 39
Накопительное кольцо для УХН 101—102
Нарушение P -четности в нейтронных резонансах 104
Нейтронная спектроскопия 68
Нейтронно-оптический дихроизм 105
Нейтрондефицитные ядра 256
Нейтронизбыточные ядра 255—256
Нейтроны, возраст 47
 — резонансные 40
 — деления 112, 116
 — — время испускания 149
 — — запаздывающие 131
 — — механизм испускания 146—148
 — — спектр 128, 149—151
 — — число (ν) на один акт 130, 166
 моноэнергетические 23 24
 неупругое рассеяние 28
 свойства 23
«Нейтронная бутылка» 98
 — турбина 99
 — спектроскопия 68
 — ширина 55, 57, 58
Неполное проникновение дейтрона в ядро 225, 228
Нептуний 184
«Нестор» 102
Нобелий 192
- Носителя метод 30
Нуклонный заряд (см. Барионный заряд)
- Оппенгеймера — Филлипса процесс 228
Оптическая модель 91
Орбитальный момент 16
Осколки деления 112—115, 142
 — — анизотропия 144
 — — β -радиоактивность 115
 — — испускание нейтронов 116
 — — кинетическая энергия 113
Отражатель 127
Очень холодные нейтроны 94, 108
- Передачи реакции 255—256
Плутоний 187
Подхвата реакция 225
Показатель преломления 95
Правило сумм 269
Прилипания коэффициент 62
Принцип детального равновесия 64
Природный реактор 140
Промежуточное (компаунд) ядро 54, 220
 — — — уровни 56
Протон, открытие 208
Протонный распад 256
Прямое взаимодействие 3, 224
 — вырывание протонов 265
- Радиационная ширина 55
Радиационный захват 25
Радиоактивность искусственная 29
Размножение нейтронов 126
Рсактивность 126
Реактор ядерный 137—138
 — — на быстрых нейтронах 139
 — — — тепловых нейтронах 139
 — — природный 140
 — — бридер 140
Редкоземельные элементы 193
Резерфорда опыт 208
Резонансное рассеяние нейтронов 85
Резонансные нейтроны 40
Резонансный захват 135
Решетка реактора 136
- Сечение геометрическое 62
Синтез ядер 7, 12, 278—293
Составное ядро (см. Промежуточное ядро)
Спин ядра 14
Срыв 230, 232
Спилларда Чалмерса метод 30

- Теней эффект 229
Тепловые нейтроны 38
Термализация 38
Тормозное излучение меченое 271
Транспортная длина 46
- Ультрамикрoхимия плутония 188
Ультрахолодные нейтроны 94
- Ферми опыты 29—44
 реактор 137 138
Фермий 190
Фотонейтронные источники 24
Фоторасщепление дейтрона 264
Фотоэффект ядерный 263
Функция возбуждения 207
- Холодные нейтроны 39, 108
Хроматография ионообменная 186
- Центробежный барьер 16, 203
Цепная ядерная реакция 126
- Четности закон сохранения 18
Четырех сомножителей формула 137
- Эйнштейний 190
Экзоэнергетическая реакция 6
Электрический заряд 5
Эндоэнергетическая реакция 6
 — — порог 10
Энергетическая схема ядерной реакции 9
Энергетические циклы 194, 198
Энергия возбуждения 9
- Ядерная реакция первая 208
Ядерное время 8
Ядерный реактор (см. Реактор ядерный)
 — фотоэффект 263
Ядра α -частичные 240
 — нейтронодефицитные 256
 — нейтроноизбыточные 256

ОГЛАВЛЕНИЕ ПЕРВОГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	7
Предисловие к пятому изданию	8
Введение	12
Часть первая. СВОЙСТВА НУКЛОНОВ, ЯДЕР И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ	
Глава I. Свойства стабильных ядер, нуклонов и ядерных сил	26
§ 1. Массовое число A и электрический заряд Z атомного ядра	26
§ 2. Масса ядра и нуклонов	28
1. Масса и энергия. Единицы массы и энергии	28
2. Методы измерения массы ядер	32
3. Масса нейтрона	35
§ 3. Энергия связи ядра относительно всех нуклонов. Устойчивость ядер	37
1. Удельная энергия связи нуклона в ядре ϵ . Энергетическая поверхность	38
2. β -Стабильные ядра и свойства ядерных сил	40
3. Другие виды энергии связи ядра. Энергия отделения нуклона	47
4. Нуклоностабильные ядра и свойства ядерных сил	49
§ 4. Радиус ядра	58
1. Изучение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах	58
2. Измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах	60
3. Сравнение результатов	60
§ 5. Спин и магнитный момент нуклонов и ядра	62
1. История вопроса	62
2. Исследование сверхтонкой структуры	64
3. Методы определения спина и магнитного момента ядра, основанные на использовании внешних полей	67
а. Краткий обзор применяемых методов	67
б. Метод магнитного резонанса Раби	69
в. ЯМР и другие методы радиоспектроскопии	72
4. Определение магнитного момента нейтрона	74
а. Опыт Альвареса и Блоха	74
б. Двупетлевой метод Рамзея	78
5. Результаты измерений спинов и магнитных моментов. Однонуклонная модель Шмидта	82
§ 6. Пространственная (P) четность. Закон сохранения P -четности	89
§ 7. Дипольный и квадрупольный электрические моменты	97
1. Дипольный электрический момент ядра	97
2. Дипольный электрический момент нейтрона	99
3. Квадрупольный электрический момент ядра	101
§ 8. Изотопический спин	106
§ 9. Краткое заключение к гл. I	115

Глава II. Модели атомных ядер	117
§ 10. Капельная модель ядра	118
1. Полуэмпирическая формула Вейцзекера для энергии связи и массы ядра	119
2. Область применения капельной модели	123
3. Гипотетические сверхплотные ядра	127
§ 11. Модели независимых частиц	130
1. Недостатки капельной модели	130
2. Ядерный ферми-газ	132
§ 12. Модель ядерных оболочек	134
1. Экспериментальные основания модели ядерных оболочек	134
а. Закономерности в изменении энергии связи	134
б. Распространенность нуклидов	135
в. Закономерности α - и β -распадов	135
2. Схема построения модели ядерных оболочек	136
а. Принципы построения оболочечной модели ядра	137
б. Конкретные схемы моделей ядерных оболочек	139
3. Экспериментальные следствия оболочечной модели ядра и область ее применения	143
4. Недостатки модели оболочек	146
§ 13. Обобщенная модель ядра	147
1. Одночастичные состояния в несферической яме	149
2. Вращательные состояния	151
3. Колебательные уровни	153
4. Колебания всех нуклонов ядра.	
Гигантские резонансы	154
а. Дипольные резонансы $E1$ (1^-)	155
б. Квадрупольные резонансы $E2$ (2^+)	156
в. Октупольные резонансы $E3$ (3^-)	156
г. Монопольные резонансы $E0$ (0^+)	157
д. Магнитные и гамов-теллеровские резонансы	158
5. Область применения обобщенной модели	159
§ 14. Сверхтекучая модель ядра	159
§ 15. Краткое заключение к гл. II	162
Глава III. Радиоактивные превращения ядер	165
§ 16. История открытия и основные закономерности	165
1. Период полураспада	166
2. Законы радиоактивного распада	168
§ 17. α -Распад	172
1. Основные экспериментальные результаты по α -распаду	172
2. Энергетическое рассмотрение α -распада. Роль законов сохранения	176
3. Механизм α -распада. Туннельный переход	185
4. Роль центробежного барьера	189
5. Элементы теории α -распада	191
6. α -Переходы, запрещенные по четности	196
§ 18. β -Распад	200
1. Три вида β -распада. Свойства β -радиоактивных ядер	200
2. Характер β -спектра и гипотеза нейтрино	205

3. Первые опыты по доказательству существования нейтрино	208
4. Опыт Коуэна и Рейнеса. Лептонный электронный заряд. Антинейтрино	211
5. Опыт Девиса	215
6. Масса электронного нейтрино и антинейтрино	217
7. Понятие о теории β -распада	219
а. История вопроса	219
б. Теория Ферми	220
в. Пять типов взаимодействий.	
Грубая модель β -распада	223
г. Разрешенные и запрещенные переходы.	
Правила отбора	226
д. Форма β -спектра. График Кюри	230
е. Константа β -взаимодействия	231
ж. Выбор варианта теории	231
8. Несохранение P -четности и нарушение S -инвариантности в β -распаде.	
Опыт Ву. CPT -теорема	233
9. Пересмотр теории β -распада	238
10. β -Распад нейтрона. $(V-A)$ -вариант теории слабого взаимодействия	240
а. Время жизни нейтрона. Спектр электронов	240
б. $(F\tau)_{\text{эксп}}$ и $\lambda = g_{GT}/g_F $	243
в. Угловые корреляции	243
г. $(V-A)$ -вариант. Примесь других вариантов	245
д. Сравнение λ_{τ_n} с $\lambda_{\mu,d}$ и значение g_{GT}	248
11. Правила отбора по изоспину	248
§ 19. γ -Излучение ядер	249
1. Вероятность γ -перехода и правила отбора	251
2. Внутренняя конверсия электронов	255
3. Ядерная изомерия	257
4. Эффект Мёссбауэра	262
а. Два опыта Мёссбауэра	265
б. Физическая природа эффекта Мёссбауэра	267
в. Простейшие формулы	271
г. Подбор веществ с хорошими параметрами	273
д. Применение эффекта Мёссбауэра в ядерной и общей физике	274
5. Эффекты нарушения четности в γ -переходах	279
§ 20. Новые (экзотические) виды радиоактивности	282
1. Протонная радиоактивность	282
а. Протонный распад	282
б. Запаздывающие протоны	284
в. Изомерный протонный распад	286
2. Двухпротонная радиоактивность	286
3. Нейтронная радиоактивность	287
а. Запаздывающие нейтроны	288
б. Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность	288
в. Запаздывающая трехнейтронная радиоактивность	289
4. Запаздывающая тритиевая радиоактивность	290
5. Углеродная радиоактивность	290

6. Неоновая, магниевая и кремниевая радиоактивности.	
Механизм кластерной радиоактивности	292
§ 21. Краткое заключение к гл. III	294
Глава IV. Взаимодействие частиц и излучения с веществом	297
§ 22. Общая характеристика взаимодействия заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с веществом	297
§ 23. Ионизационное торможение заряженных частиц	300
1. Формула Бора для удельной ионизации. Учет релятивистских эффектов и эффекта плотности	300
2. Зависимость ионизационных потерь от среды	305
3. Связь пробега с энергией	306
4. Монополь Дирака	308
§ 24. Упругое рассеяние частиц	311
1. Импульсная диаграмма рассеяния	312
2. Формула Резерфорда	316
3. Понятие о формулах Мотта	320
4. δ -Электроны	323
5. Многократное рассеяние	324
§ 25. Тормозное излучение	328
§ 26. Синхротронное излучение	331
§ 27. Излучение Вавилова—Черенкова	333
§ 28. Переходное излучение	341
§ 29. Взаимодействие нейтронов с веществом	345
§ 30. Взаимодействие γ -излучения с веществом	347
1. Фотоэффект	347
2. Рассеяние γ -излучения	350
а. Томсоновское рассеяние	351
б. Эффект Комптона	352
в. Обратное комптоновское рассеяние	355
3. Образование электрон-позитронных пар	356
4. Общий характер взаимодействия γ -излучения с веществом	359
§ 31. Краткое заключение к гл. IV	360
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	364
Алфавитно-предметный указатель	366
Список литературы	370
Дополнительный список литературы	371

ОГЛАВЛЕНИЕ ВТОРОГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	2
Часть вторая. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
Глава V. Общие закономерности ядерных реакций	3
§ 32. Классификация ядерных реакций	3
§ 33. Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (барионного заряда)	5
§ 34. Законы сохранения энергии и импульса	6
1. Энергия реакции	6

2. Энергетическая схема ядерной реакции. Порог эндонергетической реакции	7
3. Импульсная диаграмма для ядерной реакции	12
§ 35. Закон сохранения момента количества движения	13
1. Общие замечания	13
2. Роль орбитального момента	16
§ 36. Закон сохранения четности	18
§ 37. Закон сохранения изотопического спина	20
§ 38. Краткое заключение к гл. V	21
Глава VI. Взаимодействие нейтронов с ядрами	22
§ 39. Свойства нейтронов и способы их получения	23
§ 40. Виды взаимодействия нейтронов с ядрами	25
1. Радиационный захват нейтронов	25
2. Реакции с образованием протонов	26
3. Реакции с образованием α -частиц	26
4. Реакции деления	27
5. Реакции с образованием двух и большего числа нуклонов	27
6. Неупругое рассеяние нейтронов	28
7. Упругое рассеяние нейтронов	28
§ 41. Опыты Ферми по изучению взаимодействия нейтронов с веществом	29
1. Замедление нейтронов	30
2. Тепловые нейтроны	38
3. Резонансные нейтроны	40
4. Элементы теории замедления	44
5. Диффузия тепловых нейтронов	50
§ 42. Боровская теория ядерных реакций	54
1. Промежуточное ядро	54
2. Уровни промежуточного ядра	56
3. Дисперсионный характер распределения энергии промежуточного ядра	60
4. Сечение ядерной реакции	61
а. Сечение образования промежуточного ядра	61
б. Принцип детального равновесия	64
в. Формулы Брейта–Вигнера	66
§ 43. Нейтронная спектроскопия	68
1. Метод механического монохроматора	70
2. Метод механического селектора	74
3. Метод мигающего ускорителя	77
4. Дифракция медленных нейтронов от кристалла, или метод кристаллического монохроматора	79
5. Результаты измерений	81
§ 44. Рассеяние быстрых нейтронов	85
§ 45. Понятие об оптической модели ядерных взаимодействий	91
§ 46. Ультрахолодные нейтроны	94
1. Показатель преломления	95
2. Получение и свойства ультрахолодных нейтронов	98
3. Применение ультрахолодных нейтронов	101
§ 47. P -нечетный эффект в нейтронных резонансах	104
§ 48. Краткое заключение к гл. VI	107

Глава VII. Деление ядер	110
§ 49. История открытия и основные свойства деления	110
§ 50. Первые опыты по изучению деления	113
1. Измерение кинетической энергии осколков деления	113
2. Наблюдение следов осколков	115
3. Регистрация β -радиоактивности осколков	115
4. Обнаружение нейтронов деления	116
§ 51. Элементарная теория деления	117
1. Энергия деления	117
2. Механизм деления	119
§ 52. Возможность использования энергии деления	125
1. Среднее число ν вторичных нейтронов, испускаемых на один акт деления	128
2. Запаздывающие нейтроны деления	131
3. Сечение деления и практическое осуществление цепного ядерного процесса	133
4. Ядерный реактор в природе	140
§ 53. Дополнительные вопросы физики деления	142
1. Свойства осколков деления	142
2. Механизм образования и время испускания нейтронов деления	146
3. Спектр нейтронов деления	149
4. Мгновенные γ -кванты деления	151
5. Деление быстрыми частицами и его особенности. Асимметрия деления	152
6. Спонтанное деление. Изомеры формы	155
7. Запаздывающее деление	163
8. Уточненные данные о значении ν	166
9. Зависимость ν от массы и кинетической энергии осколка	168
10. Нарушение четности при делении. Асимметрия вылета осколков	170
11. Распределение энергии деления	173
§ 54. Основные направления современной атомной энергетики	173
§ 55. Краткое заключение к гл. VII	182
Глава VIII. Реакции образования трансурановых элементов	184
§ 56. Первые трансурановые элементы	184
1. Нептуний	184
2. Методика исследований	186
3. Плутоний, его свойства и применение	187
§ 57. Трансурановые элементы с $Z > 94$	189
§ 58. Общие замечания о трансурановых элементах	193
§ 59. Краткое заключение к гл. VIII	199
Глава IX. Ядерные реакции под действием легких заряженных частиц	200
§ 60. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом	201
1. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами	201
2. Роль центробежного барьера	203
3. Ионизационное торможение заряженных частиц. Выход ядерной реакции	205
§ 61. Реакции под действием α -частиц	207
1. Реакции типа (α, p)	208
2. Реакции типа (α, n)	211

§ 62. Реакции под действием протонов	213
1. Типы реакций под действием протонов	213
2. Реакции протонов с литием	215
3. Реакция $^{14}_6\text{C} (p, n) ^{14}_7\text{N}$ и доказательство образования промежуточного ядра	219
4. Образование и распад промежуточного ядра $^{64}_{30}\text{Zn}$ в реакциях $p + ^{63}_{29}\text{Cu}$ и $\alpha + ^{60}_{28}\text{Ni}$	220
§ 63. Краткое заключение к гл. IX	223
Глава X. Реакции прямого взаимодействия	224
§ 64. Общая характеристика процессов прямого взаимодействия	224
§ 65. Процесс неполного проникновения дейтрона в ядро	227
§ 66. Дейтронные реакции срыва при $T_d \gg B_k$	230
§ 67. Дейтронные реакции срыва при $T_d \geq B_k$. Расчет Батлера	232
§ 68. Реакции многонуклонной передачи. Кластеры	238
§ 69. Краткое заключение к гл. X	241
Глава XI. Ядерные реакции под действием тяжелых ионов	242
§ 70. Методика работы с тяжелыми ионами и обзор реакций	244
1. Метод $T, \Delta T$. Варианты применения	244
2. Другие методы идентификации ядер и определения их времени жизни	245
3. Обзор реакций, идущих под действием тяжелых ионов	248
§ 71. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{и} < B_k$	250
1. Вращательные спектры при высоких моментах	250
2. Квазиатомы с двойными ядрами	252
3. Дармштадтский эффект	253
§ 72. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{и} \geq B_k$	254
1. Упругое рассеяние ионов	254
2. Реакции передачи	255
3. Реакции полного слияния	256
§ 73. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях	257
1. Задачи физики релятивистских ионов	257
2. Первые результаты. Кумулятивный эффект	259
3. Аномальные ядра	260
§ 74. Краткое заключение к гл. XI	262
Глава XII. Реакции под действием γ-квантов	263
§ 75. Фотоядерные реакции при низких энергиях	263
1. Ядерный фотоэффект	263
2. Прямое вырывание протонов γ -квантами	265
3. Гигантский дипольный электрический резонанс	266
§ 76. Фотоядерные реакции при промежуточных и высоких энергиях	270
1. Методы получения монохроматических γ -квантов	270
а. Реальные и виртуальные фотоны	270
б. Меченые тормозные γ -кванты	271
в. Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов	273
2. Обзор изучаемых реакций	274
§ 77. Краткое заключение к гл. XII	277
Глава XIII. Термоядерные реакции	278
§ 78. Самоподдерживающийся и инициируемый синтез легких ядер	278
1. Принципиальная схема термоядерной реакции	278
2. Термоядерная реакция на Солнце	281
3. Реакция синтеза в водородной бомбе	284

§ 79. Проблема управляемого термоядерного синтеза	285
1. Принцип магнитного удержания плазмы	286
2. Инерционный термоядерный синтез	290
3. Другие принципиально возможные пути	291
§ 80. Краткое заключение к гл. XIII	293
Приложения	295
I. Основные формулы	295
II. Основные константы и единицы	297
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	300
Список литературы	302
Дополнительный список литературы	303
Алфавитно-предметный указатель	304

ОГЛАВЛЕНИЕ ТРЕТЬЕГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	2
Предисловие к пятому изданию	3
Часть третья. ФИЗИКА НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ И ПРОБЛЕМА ЯДЕРНЫХ СИЛ	
Глава XIV. Нуклон-нуклонные взаимодействия при низких энергиях и ядерные силы	4
§ 81. Введение	4
1. Понятие о мезонной теории ядерных сил	7
2. Фейнмановские диаграммы	12
§ 82. Феноменологический подбор потенциала ($N - N$)-взаимодействия. Элементарная теория дейтрона	17
1. Условие существования связанного состояния	17
2. Волновая функция и радиус дейтрона	23
3. Отсутствие возбужденных состояний у дейтрона	26
§ 83. Понятие о теории рассеяния	26
1. Сечение и фаза	27
2. Длина рассеяния	30
§ 84. Нуклон-нуклонные взаимодействия при малых энергиях ($T < 20$ МэВ)	37
1. ($n - p$)-Рассеяние при малых энергиях и радиус действия ядерных сил	37
2. Дальнейший анализ ($n - p$)-рассеяния при малых энергиях. Спиновая зависимость ядерных сил	39
3. Рассеяние нейтронов на орто- и параводороде	41
4. Тензорные и спин-орбитальные силы	44
5. ($p - p$)-Рассеяние при малых энергиях	46
6. ($n - n$)-Рассеяние	51
7. Принцип изотопической инвариантности ядерных сил	52
8. Обобщенный принцип Паули	56
9. Математический аппарат изоспина	59
§ 85. Краткое заключение к гл. XIV	62

Глава XV. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях	63
§ 86. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких энергиях ($T_N > 100$ МэВ)	63
1. Методы получения и детектирования быстрых протонов и нейтронов	63
2. Общие замечания о $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеянии при высоких энергиях. Интенсивное взаимодействие на очень малых расстояниях	68
3. $\sigma_{pp}(\theta)$. Обменные силы. Связь с насыщением	72
4. $\sigma_{pp}(\theta)$. Отталкивание на малых расстояниях	75
5. Фазовый анализ $(p-p)$ -рассеяния. Поляризация при рассеянии. Спин-орбитальная зависимость	76
6. Фазовый анализ $(n-p)$ -рассеяния $\sigma_{np}^{T=0}(q)$	81
7. $(n-n)$ -Рассеяние при высоких энергиях	83
8. $\sigma_{pp}(T)$ и $\sigma_{np}(T)$. Изотопическая инвариантность ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Особенности $(\sigma_{NN})_{T=1}$ и $(\sigma_{NN})_{T=0}$	83
§ 87. $(N-N)$ -взаимодействие при сверхвысоких энергиях ($T > 10^{-3}$ МэВ)	86
1. Пленочная и струйная мишени	86
2. Встречные пучки	87
3. Предварительные результаты исследования. $(N-N)$ -рассеяния при сверхвысоких энергиях	91
4. Заключительные замечания о свойствах ядерных сил	93
§ 88. Краткое заключение к гл. XV	95
Глава XVI. Структура нуклонов и ядра	96
§ 89. Первые опыты	96
§ 90. Формфактор ядра	98
§ 91. Формфакторы нуклонов	101
1. Радиус нуклона	102
2. Модель векторной доминантности	103
3. Упругое $(e-N)$ -рассеяние при $q^2 > 175$ фм ⁻² . Масштабный закон	105
4. Неупругое $(e-N)$ -рассеяние. Партоновая модель	107
§ 92. Краткое заключение к гл. XVI	109
Глава XVII. Антинуклоны и антиядра	110
§ 93. Зарядовое сопряжение. Частицы и античастицы. С-четность. Истинно нейтральные частицы	110
§ 94. Антипротон	114
§ 95. Антинейтрон	118
§ 96. Взаимодействие антинуклонов с веществом	121
1. Рождение антинуклонов	122
2. Аннигиляция антинуклонов при низких энергиях	122
3. Взаимодействие антипротонов с нуклонами при высоких энергиях	123
4. $S\bar{p}p$ -Соллайдер	124
5. Антипротонный комплекс LEAR	124
§ 97. Антиядра	124
§ 98. Краткое заключение к гл. XVII	127

Часть четвертая. ЛЕПТОНЫ, АДРОНЫ, КВАРКИ

§ 99. Введение к части четвертой	129
1. История открытия элементарных частиц	129
2. Физика космических лучей	135
Глава XVIII. Лептоны	137
§ 100. Электрон и позитрон	137
§ 101. Магнитный момент электрона	140
§ 102. Позитроний. P - и C -четность позитрония	144
§ 103. Электронные нейтрино и антинейтрино	146
1. Свойства ν_e и $\bar{\nu}_e$. Фейнмановские диаграммы для слабого взаимодействия	146
2. Двойной β -распад	148
3. Понятие о теории продольно-поляризованных нейтрино. Связь с законом сохранения CP -четности	152
а. Продольная поляризация продуктов β -распада	156
б. Экспериментальное определение спиральности нейтрино	157
4. Проблема солнечных нейтрино	159
5. Нейтринные осцилляции	162
§ 104. Мюоны	168
1. История открытия. Масса	168
2. Время жизни и схема распада мюонов	170
3. Слабое взаимодействие мюонов	172
4. Нарушение закона сохранения P -четности в $(\mu - e)$ -распаде	173
5. Спин и магнитный момент мюона. Сходство мюона с электроном	175
§ 105. Мюонные нейтрино и антинейтрино	180
1. Гипотеза о существовании двух типов нейтрино: ν_e и ν_μ	180
2. Экспериментальное доказательство различия ν_e и ν_μ	181
3. Обобщение понятия лептонного заряда. Электронный и мюонный лептонные заряды	184
4. Масса и спиральность ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$	187
§ 106. Взаимодействие мюонов с веществом	188
1. μ -Атомы и μ -молекулы водорода. μ -Катализ	188
2. μ -Атомы более тяжелых элементов	194
3. Мюоний	195
§ 107. τ -Лептон и τ -нейтрино	196
§ 108. Современные вопросы нейтринной физики	198
1. Универсальная $(V - A)$ -теория слабого взаимодействия	198
2. О массе нейтрино в теориях Дирака и Майораны. Связь $m_\nu \neq 0$ с $2\beta(0 \nu)$ -распадом и ν -осцилляциями	200
3. Другие методы поиска $m_\nu \neq 0$. Прямые нейтрино	203
4. Практическое использование нейтрино	205
§ 109. Краткое заключение к гл. XVIII	206
Глава XIX. p -Мезоны	209
§ 110. Свойства заряженных π -мезонов	209
1. Фотоэмulsionный метод исследования	209
2. История открытия $\pi^\pm$ -мезонов	212
3. Время жизни и схемы распада $\pi^\pm$ -мезонов	213
4. Искусственное образование $\pi^\pm$ -мезонов. Порог рождения и масса	215
5. Спин и четность π -мезонов	218
6. Ядерная активность π -мезонов	220

§ 111. Свойства нейтрального π -мезона	221
1. Первые опыты по обнаружению π^0 -мезона	221
2. Точное значение массы π^0 -мезона	224
3. Время жизни π^0 -мезона	227
4. С-четность π^0 -мезона	229
5. π -Мезонный изотриплет	230
§ 112. Взаимодействие π -мезонов	232
1. Процессы рождения и рассеяния π -мезонов	232
2. Выделение изотонически чистых состояний	234
3. Фазовый анализ ($\pi - N$)-рассеяния. Диаграмма Аргана. Формулы Брейта-Вигнера для резонанса	238
4. G-Четность π -мезонов	241
5. Пион-нуклонные, пион-пионные и другие резонансы и антирезонансы	243
6. ($\pi - \pi$)-Взаимодействие	250
7. Фазовый анализ ($\pi - \pi$)-рассеяния	252
8. Пион-ядерное взаимодействие	254
а. Пион-ядерное рассеяние	255
б. Поглощение пионов ядрами	256
в. Другие пион-ядерные реакции	257
§ 113. Краткое заключение к гл. XIX	260
Глава XX. Странные частицы	262
§ 114. K-Мезоны	262
1. Эмульсионная и пузырьковая камеры	262
2. Открытие K-мезонов	265
3. ($\theta - \tau$)-Проблема	267
4. Несохранение P-четности в K-распаде	268
§ 115. Гипероны	270
§ 116. Систематика K-мезонов и гиперонов	273
1. Странные свойства K-мезонов и гиперонов	273
2. Изотопическая инвариантность странных частиц	274
3. Классификация частиц по странности	276
4. Закон сохранения странности	279
а. Рождение и рассеяние странных частиц	279
б. Распад странных частиц	281
в. Странные резонансы	284
5. Антигипероны	284
§ 117. Взаимодействие странных частиц с ядрами, нуклонами и мезонами. Свойства гиперядер	289
§ 118. Свойства нейтральных K-мезонов	294
1. K_1^0 и K_2^0 -мезоны. Закон сохранения комбинированной CP-четности	294
2. Регенерация нейтральных K-мезонов	299
3. Разность масс нейтральных K-мезонов	300
4. Нарушение комбинированной четности в K_2^0 -распаде. K_S^0 и K_L^0 -мезоны	302
§ 119. Краткое заключение к гл. XX	308
Глава XXI. Унитарная симметрия сильных взаимодействий	310
§ 120. Взаимосвязанность и взаимопревращаемость элементарных частиц	310
§ 121. Гипотеза об унитарной симметрии и систематика адронов	312

§ 122. $SU(3)$ -симметрия	315
§ 123. Краткое заключение к гл. XXI	320
Глава XXII. Кварки и глюоны. Квантовая хромодинамика	321
§ 124. Трехкварковая модель	321
1. Цвет и аромат	321
2. Ненаблюдаемость кварков	328
3. Понятие о квантовой хромодинамике. Глюоны	329
§ 125. Четырехкварковая модель	331
1. Гипотеза о существовании четвертого кварка. Очарование (charm)	332
2. Открытие s -кварка. ψ -Частицы. Чармоний	333
3. Очарованные мезоны и барионы	339
§ 126. Ипсилон-мезон и пятый кварк. Проблема существования шестого кварка	342
§ 127. Экспериментальное подтверждение существования глюонов	347
§ 128. Краткое заключение к гл. XXII	350
Глава XXIII. Дополнительные вопросы физики слабых взаимодействий	352
§ 129. Универсальная теория слабых взаимодействий	353
1. Гипотеза об универсальном слабом взаимодействии. W -бозон	353
2. Трудности теории универсального четырёхфермионного взаимодействия	355
3. Схема Кабиббо. Открытие слабых нейтральных токов	357
4. Обобщенные теории на очарованные и прелестные частицы	359
§ 130. Понятие о единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий	361
1. Неперенормируемость универсальной теории слабых взаимодействий	361
2. Локальная калибровочная симметрия и компенсирующие поля	362
3. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Теория Вайнберга–Салама	364
4. Открытие $W^\pm$ и Z^0 -бозонов	365
5. Великое объединение. Распад протона	370
§ 131. Краткое заключение к гл. XXIII	370
Приложения	372
I. Основные формулы	372
II. Основные константы и единицы	374
III. Коэффициенты Клебша–Гордана	376
IV. Таблица стабильных и квазистабильных частиц	378
Дополнение к шестому изданию	382
Список литературы	394
Дополнительный список литературы	395
Алфавитно-предметный указатель	396

Константин Никифорович МУХИН
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
ТОМ 2
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
Уч е б н и к
Издание седьмое,
стереотипное

ЛР № 065466 от 21.10.97
Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.004173.04.07
от 26.04.2007 г., выдан ЦГСЭН в СПб

Издательство «ЛАНЬ»
lan@lpbl.spb.ru; www.lanbook.com
192029, Санкт-Петербург, Общественный пер., 5.
Тел./факс: (812)412-29-35, 412-05-97, 412-92-72.
Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

Подписано в печать 20.07.09.
Бумага офсетная. Гарнитура Школьная. Формат 84×108 ¹/₃₂.
Печать офсетная. Усл. п. л. 17,12. Тираж 1500 экз.

Заказ № .

Отпечатано в полном соответствии
с качеством предоставленных диапозитивов
в ОАО «Издательско-полиграфическое предприятие «Правда Севера».
163002, г. Архангельск, пр. Новгородский, д. 32.
Тел./факс (8182) 64-14-54; www.ippps.ru