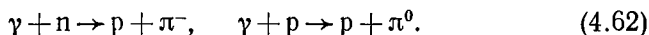


Теоретическое исследование прямых процессов с участием тритонов,  $\alpha$ -частиц и других, как их иногда называют, нуклонных ассоциаций началось сравнительно недавно. Из полученных результатов пока можно отметить полукачественный вывод о том, что по крайней мере внутри легких ядер нуклоны с заметной вероятностью объединены в образования типа  $\alpha$ -частиц. Особенно это относится к так называемым  $\alpha$ -частичным ядрам, таким как  ${}_4\text{Be}^8$ ,  ${}_6\text{C}^{12}$ , ...,  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ . Самым интересным и несколько неожиданным в этих исследованиях, пожалуй, является вывод о том, что ассоциирование нуклонов в ядрах в грубом приближении не противоречит представлениям оболочечной теории, а скорее дополняет их.

### § 11. Фотоядерные и электроядерные реакции

1. В этом параграфе мы рассмотрим ядерные реакции, проходящие при существенном участии электромагнитного поля. Форма этого участия может быть различной. Прежде всего ядро можно просто бомбардировать потоками  $\gamma$ -квантов с энергиями в десятки и сотни МэВ. Ядра могут поглощать эти кванты с испусканием протонов, нейтронов и других частиц. Такие процессы называются *фотоядерными реакциями*. Наиболее изучены фотоядерные реакции  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ . Исследовались и многие другие реакции, такие как  $(\gamma, d)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  и т. д.

Часто к фотоядерным реакциям относят также процессы, в которых кванты высокой (от полутора сотен МэВ) энергии, поглощаясь ядрами или отдельными нуклонами, рождают на них пионы и другие элементарные частицы. Например, при облучении водородной мишени пучком  $\gamma$ -квантов с энергией в несколько сотен МэВ могут рождаться отрицательные ( $\pi^-$ ) и нейтральные ( $\pi^0$ ) пионы:



*Электроядерными* называются процессы, в которых электромагнитное взаимодействие проявляется при бомбардировке ядер заряженными частицами. В этом случае, однако, может иметь место конкуренция между процессами, идущими с участием и без участия электромагнитного поля. Так, если бомбардирующими частицами являются  $\alpha$ -частицы, то они будут, вообще говоря, взаимодействовать с ядрами посредством как чисто ядерных, так и кулоновских сил. Какое из этих взаимодействий будет преобладающим, зависит от энергии  $E$  частицы и заряда  $Z$  ядра. Ядерные силы очень интенсивны, но являются короткодействующими и эффективными практически только внутри ядра. Кулоновские силы — гораздо более слабые, но зато действуют на очень больших расстояниях от ядра. Поэтому при высоких энергиях  $\alpha$ -частицы свободно подходят к ядру и вступают в интенсивное ядерное взаимодействие. Электромагнитные силы в этом случае играют ничтожную роль. При низких

энергиях, напротив, частица не может приблизиться к ядру вплотную и взаимодействует с ядром только через кулоновское поле. Граничной является энергия  $E_{гр}$   $\alpha$ -частицы, равная кулоновской потенциальной энергии при соприкосновении ядра с частицей:

$$E_{гр} = \frac{2Ze^2}{R+r}, \quad (4.63)$$

где  $R$  — радиус ядра,  $r$  — радиус  $\alpha$ -частицы. Для средних ядер энергия  $E_{гр}$  близка к десяти МэВ, т. е. довольно велика. Еще большие значения имеют эти энергии для тяжелых ионов, например для шестикратно заряженных ионов азота.

Кулоновское взаимодействие тяжелой заряженной частицы с ядром наряду с упругим рассеянием может привести и к неупругому рассеянию с *кулоновским возбуждением* ядра на одно из низколежащих возбужденных состояний.

Электроны не подвержены сильным взаимодействиям. Поэтому взаимодействие электронов даже очень высоких энергий (сотни МэВ и выше) с ядрами происходит обязательно через посредство электромагнитного поля. Особое значение имеет изучение упругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах и на отдельных нуклонах. Этот процесс поддается точному расчету и дает возможность изучать форму распределения заряда в ядрах и нуклонах (см. гл. II, § 6).

К электромагнитным процессам с участием ядер относится также  $\gamma$ -излучение ядер, т. е. испускание  $\gamma$ -квантов ядрами, находящимися в возбужденных состояниях. Эти процессы экспериментально изучаются методами ядерной спектроскопии. Поэтому они будут рассмотрены в главе о радиоактивности (гл. VI, § 6).

2. Электромагнитные процессы в ядрах обладают следующими характерными особенностями. Во-первых, эти процессы, в общем, идут с меньшей интенсивностью, чем другие ядерные реакции, за счет того, что электромагнитные взаимодействия на три порядка слабее ядерных. Во-вторых, протекание электромагнитного процесса в ядре обусловлено как электромагнитными взаимодействиями, так и ядерными.

В отличие от ядерных сил (см. гл. III, § 1), электромагнитное взаимодействие очень хорошо изучено теоретически (см. гл. VII, § 6). Поэтому, например, фотоядерная реакция, образно говоря, наполовину может быть рассчитана точно. Именно, мы точно знаем, с какой интенсивностью и путем какого механизма нуклоны ядра поглощают  $\gamma$ -квант. Это, однако, вовсе не значит, что мы уже знаем интенсивность и механизм поглощения кванта ядром. Поглотив квант, нуклон приобретает импульс и энергию, которые он начинает передавать другим нуклонам, в результате чего ядро перестраивается. Эта часть процесса происходит под действием ядерных сил и поэтому значительно более трудна для теоретического расчета.

Наконец, третья особенность электромагнитных процессов в ядрах обусловлена тем, что при одной и той же энергии, скажем, в области одного или нескольких десятков МэВ, приведенная длина волны фотона  $\lambda_\gamma$  гораздо больше длины волны нуклона  $\lambda_N$  той же энергии:

$$\lambda_\gamma = \frac{\lambda_\gamma}{2\pi} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_\gamma} \text{ см}, \quad (4.64)$$

$$\lambda_N = \frac{\lambda_N}{2\pi} \approx \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E_N}} \text{ см}. \quad (4.65)$$

Из (4.64), (4.65) видно, что если для нуклона  $\lambda$  достигает порядка размеров ядра при энергии  $\approx 1$  МэВ (например, при  $A = 100$ ), то для фотона  $\lambda_\gamma = R$  при  $E \approx 30$  МэВ. Поэтому для фотонов соображения § 2, п. 4 об ограничении на величину момента справедливы в значительно большей области энергий, чем для нуклонов. Для фотонов это разложение обладает существенными особенностями, которые мы изложим в следующем пункте.

3. Для обычных частиц, например для нейтронов, разложение по парциальным сечениям есть не что иное, как разложение по состояниям с различными значениями орбитального момента  $l$ . Поэтому если длина волны  $\lambda_n$  нейтрона значительно больше области, в которой действуют ядерные силы (за счет короткодействия ядерных сил размеры этой области почти совпадают с размерами ядра), то рассеяние в основном идет в  $s$ -состоянии ( $l = 0$ ), а вероятность рассеяния в состояниях с большими  $l$  резко падает с ростом  $l$ . Для фотона, в отличие от других частиц, понятия орбитального момента не существует. Мы не будем объяснять этого тонкого обстоятельства, а лишь укажем, что оно обусловлено совместным действием двух причин: равенством нулю массы покоя фотона и ненулевым значением его спина, который равен единице.

Таким образом, у фотона нет  $s$ -,  $p$ -,  $d$ - и других состояний с определенными значениями  $l$ . Однако для фотонов существуют аналоги таких состояний, называемые *мультиполями*. Мультиполь электромагнитного поля — это состояние свободно распространяющегося поля, обладающее определенными *полным моментом  $L$  и четностью  $\Pi$* . Можно показать, что для свободного фотона возможны состояния с полными моментами  $L = 1, 2, 3, \dots$  При этом для каждого значения момента существует одно состояние с положительной четностью и одно — с отрицательной. Обратим внимание на то, что для фотона отсутствует состояние с нулевым полным моментом. Каждое состояние фотона с определенными моментом и четностью называется мультиполем определенного типа. Именно, состояние с моментом  $L$  и четностью  $(-1)^L$  называется электрическим  $2^L$ -полем, а состояние с моментом  $L$  и четностью  $(-1)^{L+1}$  — магнитным  $2^L$ -полем. В частности, низшие мультиполи имеют следующие названия: диполь — при  $L = 1$ , квадруполь — при  $L = 2$ , октуполь — при

$L = 3$ . В соответствии с только что сказанным электрические диполь и октуполь, а также магнитный квадруполь — нечетны, в то время как магнитные диполь и октуполь, а также электрический квадруполь — четны. Для обозначения  $\gamma$ -квантов определенной мультипольности выработаны следующие ставшие практически стандартными обозначения: сначала ставится буква  $E$  для электрического мультиполя и буква  $M$  для магнитного. Вплотную к этой букве пишется цифра, равная полному моменту  $L$ . Например, электрический дипольный квант обозначается через  $E1$ , магнитный дипольный — через  $M1$ , электрический квадрупольный — через  $E2$ , и т. д.

Не существует свободных квантов мультипольностей  $E0$  и  $M0$ . Структуру  $E0$ -мультиполя (т. е. сферическую симметрию) имеет кулоновское поле точечного заряда. Поэтому действие кулоновского поля иногда трактуют как действие через промежуточный виртуальный  $E0$ -квант (см. подробнее гл. VI, § 6, п. 4; гл. VII, § 6). Нулевым полным моментом этого кванта можно, например, объяснить сохранение момента заряженной частицы, движущейся в поле точечного заряда.

Мультипольная терминология основана на классическом, не-квантовом понятии мультиполей. Так, при колебаниях электрического диполя испускаемое электромагнитное излучение с квантовой точки зрения состоит из  $E1$ -фотонов.

Введение мультиполей полезно тем, что они аналогичны состояниям частиц с фиксированным орбитальным моментом в том отношении, что если длина волны фотона много больше размеров физической системы, с которой он взаимодействует, т. е.

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1, \quad (4.66)$$

то в этом взаимодействии участвуют преимущественно наименее возможные (т. е. допустимые законами сохранения момента и четности) мультиполи. При прочих равных условиях отношение вероятности испускания (или поглощения) электрического кванта мультипольности  $2^L$  к вероятности испускания  $E1$ -кванта имеет порядок  $(R/\lambda)^{2L}$ . Отношение же вероятности испускания (поглощения) магнитного кванта мультипольности  $L$  к вероятности испускания  $E1$ -кванта имеет порядок  $(R/\lambda)^{2(L+1)}$ . Таким образом, при равной мультипольности испускание магнитного кванта по сравнению с испусканием электрического подавлено множителем  $(R/\lambda)^2$ . Поэтому, например, вероятности испускания  $E2$ - и  $M1$ -квантов обычно близки друг к другу. Это объясняется тем, что величина  $(R/\lambda)^2$  имеет порядок  $(v/c)^2$ , где  $v$  — скорость заряженных частиц в физической системе (протонов в ядре), а отношение магнитного и электрического полей, генерируемых зарядом, равно  $v/c$ .

Приведенные в этом пункте свойства взаимодействия электромагнитного излучения с ограниченными в пространстве физическими системами имеют общий характер и в равной степени применимы к молекулам, атомам, ядрам и элементарным частицам.

4. Перейдем теперь к рассмотрению фотоядерных реакций, т. е. реакций, возникающих при попадании в ядро  $\gamma$ -кванта. Экспериментально эти реакции изучать гораздо труднее, чем реакции с такими частицами, как нейтроны и особенно протоны, из-за того, что получаемые на электронных ускорителях (синхротроны, линейные ускорители) пучки  $\gamma$ -квантов в высшей степени немонохроматичны, т. е. имеют непрерывный энергетический спектр (см. гл. IX, § 1). Это в некотором смысле случайное обстоятельство резко осложняет определение зависимости сечений фотоядерных реакций от энергии.

Наиболее изучено полное сечение  $\sigma_t$  поглощения квантов различными ядрами. Основные опытные факты в отношении сечения  $\sigma_t$  таковы. На всех ядрах, за исключением нескольких легчайших, сечение  $\sigma_t$  при малых и больших энергиях мало, а где-то посредине имеет высокий и широкий максимум, называемый *гигантским резонансом*. Ширина гигантского резонанса равна нескольким (3—4) МэВ, а его положение замечательным образом плавно и монотонно меняется с ростом массового числа  $A$  ядра от 20—25 МэВ в легких ядрах до 13—15 МэВ в тяжелых. Такое одинаковое для всех ядер поведение сечения можно назвать уникальным, так как обычно зависимость сечения от энергии для одной и той же реакции резко и нерегулярно меняется от ядра к ядру. Можно считать установленным, что в гигантском резонансе поглощаются в основном электрические дипольные (т. е.  $E1$ ) кванты. Основной вклад в полное сечение  $\sigma_t$  в области гигантского резонанса вносят реакции ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, n$ ) вырывания из ядра одного нуклона.

Сечение  $\sigma_t$  поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами даже в области гигантского резонанса составляет от 0,05 до 0,1 барн, т. е. на 1—2 порядка ниже сечения поглощения этих квантов за счет чисто электромагнитных процессов взаимодействия с атомными электронами (см. гл. VIII, § 4). Поэтому фотоядерные реакции слабо влияют на коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения веществом.

Перейдем к теоретическим представлениям о механизме гигантского резонанса. При дипольном поглощении  $\gamma$ -кванта на все протоны ядра действует импульс однородного электрического поля, направленного перпендикулярно направлению пучка падающих фотонов. Под действием этого импульса центр тяжести протонов смещается относительно центра тяжести нейтронов. Но это смещение может произойти по-разному. Одним из крайних случаев является тот, когда все частицы смещаются примерно на одинаковые расстояния. Такая модель гигантского резонанса называется *коллективной*. В другом крайнем случае, наоборот, смещается лишь один нуклон. Это оболочечная модель в ее простейшем варианте независимых частиц. Подчеркнем, что в этом случае смещаться может как протон, так и нейтрон, несмотря на то, что нейтрон не имеет заряда и непосредственно поглощать фотон не может. Фотон поглощается здесь не нейтроном,

а остальным ядром. Сравнение предсказаний теории с экспериментом показывает, что ни одна из этих крайних моделей не согласуется с опытными данными.

Реальный механизм гигантского резонанса, по-видимому, более близок к одностичному, чем к коллективному, так как расчеты в рамках более сложного варианта оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия между нуклонами (см. гл. III, § 6, п. 6) удается провести так, чтобы получить согласие с опытом.

5. Реакции кулоновского возбуждения (см. п. 1) имеют ограниченную область применимости, поскольку с их помощью удается переводить ядра лишь в низшие возбужденные состояния. Однако эти реакции интересны, в частности, тем, что с их помощью можно измерять внутренний квадрупольный момент  $Q_0$  ядра (см. гл. II, § 7). Для пояснения рассмотрим простейший случай несферичных четно-четных ядер, у которых в основном состоянии спин равен нулю. Несферичное ядро обладает внутренним квадрупольным моментом. Однако, если спин этого ядра равен нулю, то за счет квантовых флуктуаций ориентация этого момента хаотически меняется. Поэтому, если время измерения велико по сравнению с частотой флуктуаций момента, то происходит усреднение по этим флуктуациям, так что и измеряемый момент (это и есть внешний квадрупольный момент  $Q$ ) оказывается равным нулю. При кулоновском же возбуждении пролетающая частица эффективно действует на квадрупольный момент ядра в течение короткого промежутка времени, за который полное усреднение по хаотическим ориентациям произойти не успевает. Действительно, частота  $\omega$  хаотических флуктуаций ориентации квадрупольного момента имеет порядок  $E/\hbar$ , где  $E$  — энергия первого вращательного уровня ядра. Положив  $E = 20$  кэВ, получим, что соответствующее характеристическое время

$$t_{\text{флукт}} \approx 1/\omega \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad (4.67)$$

в то время как время пролета расстояния  $s = 10^{-12}$  см для  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 10$  МэВ

$$t_{\text{пр}} = s \sqrt{M_\alpha/2E_\alpha} = 5 \cdot 10^{-20} \text{ с}, \quad (4.68)$$

так что

$$t_{\text{пр}} \ll t_{\text{флукт}}.$$

Кулоновское возбуждение несферичного ядра на вращательный уровень происходит, грубо говоря, следующим образом (см. рис. 4.24). Во время пролета  $\alpha$ -частицы ядро как-то ориентировано и за время пролета эту ориентацию существенно изменить не успевает. Кулоновское поле  $\alpha$ -частицы спадает с расстоянием и поэтому не одинаково действует на части ядра, находящиеся на разных расстояниях от  $\alpha$ -частицы. При удачной ориентации ядра (вроде изображенной на рис. 4.24)  $\alpha$ -частица может передать ядру вращательный момент, т. е. перевести его во вращательное возбужденное состояние. Вероятность такого перехода пропорциональна квад-

рату  $Q_0^2$  внутреннего квадрупольного момента ядра. Коэффициент пропорциональности может быть рассчитан теоретически, поскольку электромагнитное взаимодействие поддается точному расчету, а ядерное взаимодействие в процессе не участвует, так как ядро ведет себя здесь как твердое тело. Тем самым, измеряя сечение кулоновского возбуждения, можно определять внутренние квадрупольные моменты ядер. Экспериментально реакция кулоновского возбуждения идентифицируется с помощью регистрации  $\gamma$ -квантов, вылетающих при переходе возбужденного ядра обратно в основное состояние.

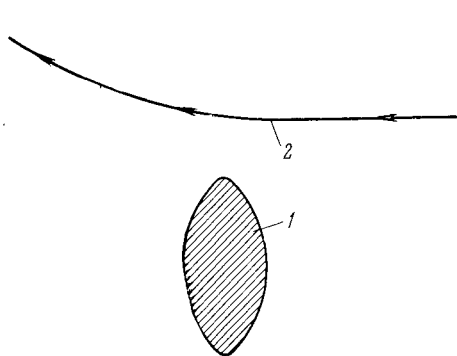


Рис. 4.24. Схематическое изображение наиболее благоприятных условий «закручивания» неферричного ядра кулоновским полем пролетающей  $\alpha$ -частицы.

1 — неферричное ядро, 2 — траектория  $\alpha$ -частицы.

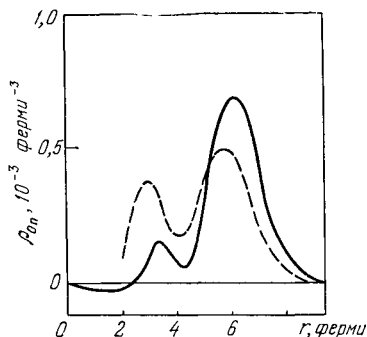


Рис. 4.25. Переходная плотность  $\rho_{0n}$  от  $r$  для нижнего уровня 3- ядра  ${}_{82}\text{Rb}^{208}$ .

Сплошная кривая — экспериментальная, пунктирная — теоретическая.

Изучая тонкие детали реакции кулоновского возбуждения (в частности, угловое распределение и поляризацию  $\gamma$ -квантов), можно получать информацию о временах жизни, спинах и четностях, а также квадрупольных моментах низших возбужденных состояний ядер. Например, с помощью реакции кулоновского возбуждения был измерен квадрупольный момент первого уровня  $2^+$  в ядре изотопа кадмия  $\text{Cd}^{114}$ . Он оказался равным  $-0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ .

6. Исследование упругого рассеяния электронов ядрами, как мы видели в гл. II, § 6, позволяет изучать структуру их основного состояния. Структура возбужденных состояний ядер может изучаться с помощью неупругого рассеяния электронов.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния электрона с возбуждением уровня  $E_n$  ядра имеет вид, аналогичный формуле (2.27) для упругого рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неупр}} = \frac{(Ze^2)^2 \cos^2(\theta/2)}{(2E \sin^2(\theta/2))^2} F_{0n}(q), \quad (4.69)$$

где  $Z$  — заряд ядра,  $E$  — энергия электрона и  $F_{0n}(q)$  — величина, называемая форм-фактором перехода на уровень  $E_n$ .

Обычно этот форм-фактор, аналогично упругому форм-фактору (2.23), записывают в виде фурье-образа от величины  $\rho_{0n}(\mathbf{r})$ , называемой *переходной плотностью*:

$$F_{0n}(q) = \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho_{0n}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (4.70)$$

В простейшем случае одночастичного перехода, при котором нуклон переходит из состояния  $\psi_1(\mathbf{r})$  в состояние  $\psi_2(\mathbf{r})$ , переходная плотность

$$\rho_{0n}(\mathbf{r}) = \psi_2^*(\mathbf{r}) \psi_1(\mathbf{r}). \quad (4.71)$$

На рис. 4.25 приведена рассчитанная по формуле, аналогичной (4.71), и измеренная на опыте переходная плотность при возбуждении низшего уровня  $3^-$  в ядре  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ .

Теоретический расчет проводился в предположении, что состояние  $3^-$  является коллективным частично-дырочным состоянием (см. гл. III, § 4, п. 13).

Хорошее согласие рассчитанной переходной плотности с экспериментальной подтверждает правильность теоретических представлений о природе уровня  $3^-$  в ядре  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ .