

§ 91. Дополнительные сведения о ядерных реакциях

1. Помимо ядерных реакций, идущих через составное ядро, существуют *прямые ядерные реакции*. В таких реакциях энергия, вносимая в ядро, передается преимущественно одному или небольшой группе нуклонов, которые и покидают ядро. Прямые ядерные реакции могут вызываться всевозможными налетающими частицами — от γ -квантов до многозарядных ионов во всем доступном диапазоне энергий (до нескольких гигаэлектронвольт и выше). Первые из таких реакций были открыты в начале 50-х годов. Это были *реакции срыва* (d, p) и (d, n), а также *реакции подхвата* (p, d) и (n, d) при взаимодействии дейtronов с легкими ядрами. В реакции срыва (d, p), например, налетающий дейtron, взаимодействуя с одним или несколькими периферийными нуклонами ядра, лишается своего нейтрона, который остается в ядре, а протон продолжает лететь дальше. Напротив, в реакции подхвата (p, d) налетающий протон уносит один из периферийных нейтронов, так что из ядра вылетает дейtron. Образующиеся в этих реакциях протон и дейtron вылетают в основном вперед (т. е. в направлении пучка налетающих частиц).

Известны прямые ядерные реакции, в которых нуклон (или группа нуклонов) переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (*реакции передачи*), прямые реакции квазиупругого рассеяния, например ($p, 2p$), реакции выбивания из ядра дейтропов, например (p, pd), и т. д. Все прямые ядерные реакции характеризуются сильной угловой анизотропией вылета частиц и сравнительно слабой зависимостью сечения σ от энергии налетающей частицы. Ядро, остающееся в результате прямой ядерной реакции, находится, как правило, либо в основном, либо в слабо-возбужденном состоянии.

Особенности прямых ядерных реакций можно понять, если предположить, что вылетающая из ядра частица получает энергию и импульс в результате взаимодействия непосредственно с налетающей частицей. Надо также предположить, что такие процессы происходят на периферии атомного ядра. Это уже предполагалось, когда выше говорилось о реакциях срыва и подхвата. На периферии ядра плотность нуклонов заметно меньше, чем в центре, так что нуклон (или группа нуклонов), получив энергию и импульс от влетевшей частицы, может со значительной вероятностью покинуть ядро. Толщина периферического слоя ядра порядка 1 ферми, а радиус тяжелого ядра — 10 ферми. Поэтому относительная вероятность прямой ядерной реакции для тяжелого ядра должна быть около 10 % (у легких ядер она больше), что подтверждается опытом.

2. При низких энергиях налетающих частиц основным механизмом ядерных реакций является образование составного ядра (за исключением ядерных реакций с дейtronами). Если энергия

возбуждения составного ядра меньше энергии отделения от него нуклона или системы нуклонов, то единственным способом его распада является испускание γ -квантов (радиационный захват). Если же нуклоны или частицы, образованные из них, могут вылетать из ядра, то этот вылет может происходить еще до того, как сформируется равновесное составное ядро (так называемый *предравновесный распад*). При больших энергиях налетающих частиц преобладают прямые процессы.

Если энергия налетающей частицы превышает 100 МэВ, то представления Бора о составном ядре перестают оправдываться. Влетая в ядро и сталкиваясь с его нуклонами, частица высокой энергии не успевает потерять всю свою энергию, так как число столкновений ее с нуклонами может оказаться для этого недостаточным. Частица вылетает из ядра, потеряв лишь часть своей энергии. Ядерная реакция при больших энергиях обычно (но не всегда) проходит через две стадии. Сначала частица выбивает из ядра несколько быстрых нуклонов, энергия и угловое распределение которых зависят от энергии налетающей частицы и параметров столкновения. Часть вторичных нуклонов в течение некоторого времени совершают запутанное движение внутри ядра, в результате чего образуется составное ядро, сильно отличающееся от ядра-мишени. На второй стадии происходит распад составного ядра с вылетом из него нуклонов, групп нуклонов или элементарных частиц — ионов, каопов, гиперонов и пр. При очень высоких энергиях налетающих частиц (несколько сотен мегаэлектронвольт и выше) могут происходить «взрывы» ядер, в результате которых ядро разваливается на несколько более мелких осколков. Такой взрыв оставляет в фотоэмulsionях или пузырьковых камерах треки, образующие многоголучевую «звезду». Соответствующие процессы называются *процессами с образованием звезд*.

Время протекания прямых ядерных реакций — это время, необходимое частице, чтобы пролететь область пространства, заполненную ядром (порядка 10^{-22} с), тогда как среднее время жизни составного ядра много больше (порядка 10^{-14} — 10^{-16} с).

3. Эффективное сечение прямой ядерной реакции $\sigma(\mathcal{E})$ зависит от энергии \mathcal{E} монотонно, тогда как для реакций, идущих через составное ядро, как мы видели, наблюдаются резонансные максимумы. Резонансные максимумы энергии составного ядра налагаются друг на друга и энергетический спектр приобретает сплошной характер, когда энергия налетающей частицы достаточно велика (1 МэВ и выше). В этих случаях ход поперечного сечения реакции в зависимости от энергии достаточно удовлетворительно передается так называемой *оптической моделью ядра*. В оптической модели ядро рассматривается как сплошная среда, преломляющая и поглощающая волны де Броиля падающих на

него частиц. Тем самым задача многих тел формально сводится к задаче о движении одной частицы в заданном силовом поле.

Свойства ядра в оптической модели по аналогии с оптикой характеризуются *показателем преломления*. Для учета поглощения волн де Броиля этот показатель считается комплексным и выражается через гамильтониан взаимодействия падающей частицы с ядром, который также выбирается комплексным. Для согласования с опытными данными паряду с объемным поглощением ядра вводится еще *поверхностное поглощение*. Предельным частным случаем оптической модели является *модель черного ядра*. Она характеризуется тем, что всякая частица, упавшая на ядро, поглощается последним. Однако для согласования с опытом в случае больших энергий падающих частиц черное ядро приходится считать частично прозрачным.

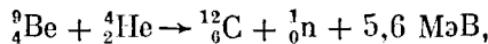
Недостаток оптической модели состоит в том, что все параметры ядра — комплексный показатель преломления, комплексный гамильтониан, поверхностное поглощение, прозрачность черного ядра — подбираются эмпирически и вводятся искусственно для описания некоторых свойств ядер, а не получаются из какой-то последовательной физической теории ядра. Но этот недостаток присущ всякой искусственно вводимой модели, а не только оптической модели ядра.

4. Остановимся на некоторых особенностях ядерных реакций, отличающихся различной природой бомбардирующих частиц. Сюда относятся ядерные реакции под действием нейтронов, протонов, дейтропов, α -частиц, многозарядных (тяжелых) ионов, γ -квантов.

Реакции под действием нейтронов, протонов и α -частиц во многих отношениях сходны между собой. Причина этого — в одинаковости механизма этих реакций: в большинстве случаев все они идут с образованием и последующим распадом составного ядра. Различие же между ними в основном связано с различием зарядов бомбардирующих частиц. Оно сказывается на проницаемости кулоновского барьера, когда бомбардирующая частица находится за пределами ядра, и становится мало существенным для последующего распада образовавшегося составного ядра, когда начинают действовать ядерные силы, определяющие механизм реакции.

Сечения ядерных реакций, обусловленные захватом α -частиц малой (около 1 кэВ) и средней (от 1 кэВ до 1 МэВ) энергий, ничтожно малы даже при взаимодействии с легкими ядрами и быстро возрастают с увеличением энергии. Под действием α -частиц идут преимущественно реакции типа (α, p) и (α, n) . Альфа-частицы, возникающие при радиоактивных распадах, могут вызывать реакции только на легких ядрах ($A \leq 50$), для которых высота кулоновского потенциального барьера порядка 10 МэВ, причем вероятность реакции (α, n) больше, чем реакции (α, p) , так как испусканию протонов препятствует кулоновский потен-

циальный барьер, а для нейтронов такого барьера нет. В случае тяжелых ядер ($A \geq 100$) высота кулоновского барьера для α -частиц около 25 МэВ. Когда энергия α -частицы превышает это значение, реакции типа (α, p) и (α, n) идут практически с одинаковой вероятностью. При реакциях типа (α, p) , как правило, образуются стабильные ядра, а при реакциях типа (α, n) — радиоактивные. Примером реакции типа (α, n) может служить реакция



до настоящего времени пицерко используемая в качестве простейшего источника нейтронов (см. § 85).

Реакции, идущие с вылетом заряженных частиц, в сильной степени зависят от прозрачности кулоновского барьера. По этой причине поглощение медленных нейтронов приводит к испусканию либо γ -квантов (радиационный захват), либо нейтронов первоначальной энергии (упругое рассеяние). Исключение составляют только самые легкие ядра. Но и на самых легких ядрах при малых энергиях падающих частиц ядерные реакции с испусканием заряженных частиц наблюдаются очень редко. У самых тяжелых ядер (например, у ^{235}U) возможен также процесс деления. Таким образом, в области малых энергий основной вклад в полную ширину уровня Γ вносят радиационная Γ_γ и нейтронная Γ_n ширины. Остальные ширины пренебрежимо малы.

5. В соответствии с формулой (89.4) сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$ и упругого рассеяния σ_{nn} можно представить в виде

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_n \Gamma_\gamma / (\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \quad (91.1)$$

$$\sigma_{nn} = \sigma_n \Gamma_n / (\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \quad (91.2)$$

где σ_n — сечение образования составного ядра при захвате нейтрона. Следовательно,

$$\sigma_{n\gamma}/\sigma_{nn} = \Gamma_\gamma/\Gamma_n. \quad (91.3)$$

У тяжелых ($A > 100$) ядер $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Следовательно, поглощение медленных нейтронов тяжелыми ядрами в основном приводит к испусканию γ -квантов. Однако с увеличением энергии падающей частицы увеличивается и энергия возбуждения составного ядра. Это ведет к увеличению нейтронной ширины Γ_n . При энергии падающего нейтрона 1—10 кэВ Γ_n начинает превосходить Γ_γ . При переходе к еще большим энергиям падающей частицы упругое рассеяние нейтронов начинает преобладать над радиационным захватом даже у тяжелых ядер. Для относительно легких ядер ($A \approx 50$) и энергии падающих нейтронов порядка 100 эВ Γ_n достигает величины порядка нескольких электронвольт и оказывается больше Γ_γ .

Поглощение нейтронов ядрами $^{10}_5\text{B}$ в широком диапазоне энергий (вплоть до 10 кэВ) следует закону $1/v$. Сечение реак-

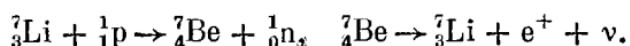
ции $^{10}_{\text{B}}(\text{n}, \alpha)^{\text{7Li}}$ примерно в 10^5 раз превосходит сечение радиационного захвата нейтрона. Столь большая вероятность испускания заряженной α -частицы связана с тем, что захват нейтрона ядром сопровождается выделением энергии, значительная часть которой (1,77 МэВ) уносится α -частицей. Поэтому кулоновский барьер не оказывает α -частице серьезного препятствия для вылета из ядра. Следует отметить, что рассматриваемая реакция включает в себя своеобразное деление составного ядра $^{11}_{\text{B}}$ на два осколка (^{4}He и ^{7}Li).

6. При больших энергиях падающих нейтронов становится возможным неупругое рассеяние (n, n'), при котором конечное ядро получается не в основном, а в одном из возбужденных состояний. В этом случае оказывается, что Γ_{n} значительно превышает все остальные ширины Γ_p , Γ_t , Γ_α и т. д., так что $\Gamma \approx \Gamma_{\text{n}}$. Поэтому сильно возбужденное ядро с подавляющей вероятностью переходит в основное состояние с испусканием нейтронов, а вероятности реакций (n, p), (n, α), ... незначительны. Если бы эти последние реакции шли через составное ядро, то следовало бы ожидать, что их сечения должны представляться выражениями

$$\sigma_{\text{n}p} \approx \pi R^2 \Gamma_p / \Gamma, \quad \sigma_{\text{n}\alpha} \approx \pi R^2 \Gamma_\alpha / \Gamma.$$

А так как $\Gamma_p \ll \Gamma$, $\Gamma_\alpha \ll \Gamma$ и т. д., то сечения этих реакций должны были бы быть значительно меньше геометрического сечения πR^2 . Этот вывод не подтверждается опытом. Измерения для большого числа ядер по неупругому рассеянию нейтронов с энергией 14 МэВ показали, что действительные сечения во много раз превышают те, которые следует ожидать согласно модели составного ядра. Значит, рассматриваемые реакции, по крайней мере в значительной части, идут не через составное ядро, а являются реакциями прямого взаимодействия. Это может служить иллюстрацией того, что было сказано в начале настоящего параграфа.

7. Под действием протонов идут реакции (p, α), (p, n), (p, p), (p, γ) и с меньшей вероятностью — (p, i). Реакции (p, α) обычно экзотермические и идут преимущественно на легких ядрах, так как выход α -частиц из тяжелых ядер сильно затруднен кулоновским барьером. Напротив, реакции типа (p, n), как правило, эндотермические и обладают порогом 1—3 МэВ. В результате таких реакций заряд ядра увеличивается на единицу, а потому оно становится β^+ - или K^+ -активным. Примером могут служить реакции



Реакции (p, p) при энергии падающих протонов, превышающих высоту кулоновского барьера, идут примерно с той же вероятностью, что и реакции (p, n). Реакции типа (p, γ) обычно характеризуются меньшим выходом, так как Γ_t меньше Γ_i для

всех других частиц ($i = \alpha, n, p$); такие реакции приобретают большое значение только в тех случаях, когда вылет частицы i из ядра почему-либо затруднен. Реакции типа (p, d), как правило, эндотермические. Они встречаются реже остальных, так как дейtron — слабо связанное ядро. Энергия связи дейтрана равна 2,23 МэВ, и нуклоны в дейтране находятся на довольно большом расстоянии друг от друга (порядка $4 \cdot 10^{-13}$ см).

Таким образом, дейtron представляет собой сравнительно «рыхлое» ядро, и эта рыхлость проявляется также в реакциях под действием дейтронов, когда энергия падающей частицы составляет несколько мегаэлектронвольт. Из-за относительно больших размеров дейтрана входящий в него нейтрон может проникнуть в ядро мишени, тогда как протон продолжает находиться еще вне поля действия ядерных сил, а со стороны ядра подвергается только действию кулоновских сил отталкивания и по этой причине так и не проникает в ядро. Именно это кулоновское отталкивание вызывает развал дейтрана и приводит к реакции срыва (d, p), происходящей под действием дейтронов. Существование срыва объясняет, почему реакция (d, p) является преобладающей над всеми реакциями, производимыми дейтранами. Понятен тот факт, почему при малых энергиях реакция (d, p) более вероятна, чем реакция (d, n). Также понятно, почему выход реакции под действием дейтронов гораздо больше, чем соответствующий выход под действием других частиц. Продукты реакции в системе центра масс летят преимущественно вперед, что указывает на то, что все реакции срыва идут не через составное ядро.

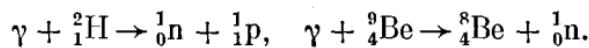
Важная особенность реакции срыва состоит в том, что в результате ее получаются изотопы ядер мишней с малой энергией возбуждения, которая в ряде случаев меньше энергии связи по отношению к отделению нейтрана. Этим открывается практическая возможность в реакции срыва под действием дейтронов получать ядра в слабовозбужденных состояниях. Процесс срыва остается основным и в ядерных реакциях под действием дейтронов при высоких энергиях. Только в этих случаях кулоновское отталкивание протонов не играет существенной роли и обе реакции срыва (d, p) и (d, n) становятся практически одинаково вероятными.

8. Остановимся теперь кратко на ядерных реакциях, идущих под действием γ -квантов. Такие реакции называются также *фотоядерными*. Они вызываются не ядерными, а *электромагнитными взаимодействиями*.

При малых энергиях γ -квантов последние могут испытывать при взаимодействии с ядрами только упругое рассеяние. При возрастании энергии γ -квантов возможны реакции типа (γ, n), (γ, p), ($\gamma, 2n$), (γ, pn), (γ, α) и пр. Эти реакции аналогичны поглощению γ -квантов атомами, а потому все они называются

ядерным фотоэффектом. В делящихся ядрах (см. § 93) с большой вероятностью идет реакция фотоделения ядра (γ, f). При энергиях, больших порога рождения мезонов, наряду с расщеплением ядра протекают процессы *фоторождения* (например, пионов).

Для того чтобы какая-либо из фотоядерных реакций могла идти, необходимо, чтобы энергия γ -кванта превосходила энергию освобождения соответствующей частицы или группы частиц из ядра. Например, для вылета нейтрона должно быть $\hbar\omega > \mathcal{E}_n$, и аналогично для протона и α -частицы. Энергия γ -квантов, искусственно созданных естественными радиоактивными веществами, для этого недостаточна, за исключением только двух случаев, когда величина \mathcal{E}_n мала. Эти случаи осуществляются в реакциях



В других случаях используются γ -кванты, получаемые на ускорителях в реакции (p, γ) или при тормозном излучении электронов. Необходимо отметить, что в экспериментальном отношении исследование фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) представляет значительно большие трудности по сравнению с исследованием реакций, вызываемых нейtronами и в особенности протонами и α -частицами, так как γ -кванты, получаемые на ускорителях, в высшей степени не монохроматичны.

Особенностью фотоядерных реакций является существование *гигантских резонансов* в сечениях поглощения γ -квантов — больших и широких максимумов в зависимости эффективных сечений σ_{tn} и σ_{tp} от энергии \mathcal{E}_{γ} . У легких ядер (${}^{12}C$, ${}^{16}O$) этот максимум расположен в области 20—25 МэВ, у средних и тяжелых — в области 13—18 МэВ. Ширина максимума около 3—4 МэВ. Основной вклад в полное сечение поглощения γ -квантов в области гигантского резонанса вносят реакции (γ, p) и (γ, n). Сечение поглощения γ -квантов ядрами даже в области гигантского резонанса равно $0,05 \cdot 10^{-24}$ — $0,1 \cdot 10^{-24}$ см², т. е. на 1—2 порядка меньше сечения поглощения таких же γ -квантов, вызываемого атомными электронами. Таким образом, фотоядерные реакции слабо влияют на поглощение γ -излучения веществом.

Энергетическое и угловое распределение вылетающих частиц при ядерном фотоэффекте не согласуется с концепцией Бора о составном ядре. Так, выход фотопротонов и фотонейтронов из ядра обычно больше ожидаемого по концепции Бора, угловое распределение вылетающих быстрых протонов и нейтронов анизотропно и переходит в изотропное для медленных. Эти факты говорят в пользу предположения, что поглощение γ -кванта происходит на поверхности ядра одним или несколькими нуклонами.

9. Наряду с ядерным фотоэффектом отметим еще *электроядерные процессы*, проявляющиеся при бомбардировке ядра за-

ряженными частицами, например протонами или α -частицами. В этом случае идет конкуренция между процессами, происходящими под действием ядерных и электрических сил. Ядерные силы в области их действия примерно в 100—1000 раз сильнее электрических. Зато они очень быстро убывают с расстоянием и практически перестают действовать вне ядра. Электрические силы, напротив, слабо убывают с расстоянием, и поэтому именно они определяют поведение налетающей заряженной частицы вне ядра. Этим объясняется, почему α -частица, например, при высоких энергиях свободно проникает в ядро и вступает с ним в интенсивное ядерное взаимодействие. При высоких энергиях влияние электрических сил ничтожно. При низких энергиях, напротив, α -частица не может приблизиться к ядру вплотную и взаимодействует с ним только через электрическое поле. Границей является энергия $\mathcal{E}_{\text{гр}}$ α -частицы, равная примерно кулоновской энергии при соприкосновении ядра с α -частицей, т. е.

$$\mathcal{E}_{\text{гр}} = 2Ze^2/(R + r),$$

где $2e$ — заряд α -частицы, r — ее радиус, Ze — заряд ядра, R — его радиус. Для средних ядер $\mathcal{E}_{\text{гр}} \sim 10$ МэВ.

Кулоновское взаимодействие тяжелых заряженных частиц с ядрами вызывает не только упругое рассеяние этих частиц, но и может приводить к неупругому рассеянию с *кулоновским возбуждением ядра*. Хотя этот процесс приводит к возбуждению только низких уровней ядра, однако он представляет интерес в связи с тем, что позволяет измерять внутренние квадрупольные моменты ядер Q_0 (см. § 70).

Взаимодействие электронов с ядрами при всех энергиях происходит исключительно через электромагнитное поле (если пре-небречь слабым взаимодействием), так как электроны в сильных взаимодействиях не участвуют. Особое значение имеет изучение упругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах и на отдельных нуклонах. Такой процесс поддается точному расчету и позволяет измерять распределение электрического заряда в ядрах и нуклонах.