

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 16. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Развитие ядерной физики в большой степени определяется исследованиями в области ядерных реакций. В данной лекции мы рассмотрим современную классификацию ядерных взаимодействий, их термодинамику и кинетику, а также приведём отдельные примеры ядерных реакций.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Благодаря действию ядерных сил две частицы (два ядра или ядро и нуклон) при сближении до расстояний порядка 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 приводит к образованию нескольких других частиц, вылетающих из места взаимодействия. При столкновении налетающей частицы с атомным ядром между ними происходит обмен энергией и импульсом, в результате чего могут образовываться несколько частиц, вылетающих в различных направлениях из области взаимодействия.

Ядерные реакции – превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами, γ -квантами или друг с другом.

Ядерная реакция - процесс образования новых ядер или частиц при столкновениях ядер или частиц. Впервые ядерную реакцию наблюдал Э. Резерфорд в 1919, бомбардируя α -частицами ядра атомов азота, она была зафиксирована по появлению вторичных ионизирующих частиц, имеющих пробег в газе больше пробега α -частиц и идентифицированных как протоны. Впоследствии с помощью камеры Вильсона были получены фотографии этого процесса.



Рис. 1. Процессы, происходящие в ходе ядерных реакций (представлены входной и выходной каналы реакции).

Первая ядерная реакция осуществлена Э. Резерфордом в 1919: ${}^4\text{He} + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$ или ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$. Источником α -частиц являлся α -радиоактивный препарат. Радиоактивные α -препараты в то время были единственными источниками заряженных частиц. Первый ускоритель, специально созданный для изучения ядерных реакций был построен Кокрофтом и Уолтоном в 1932. На этом ускорителе впервые был получен пучок ускоренных протонов и осуществлена реакция $p + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha$.

Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер. В ядерных реакциях изучаются механизмы взаимодействия частиц с атомными ядрами, механизмы взаимодействия между атомными ядрами. В результате ядерных реакций получают новые не встречающиеся в естественных условиях изотопы и химические элементы. Если после столкновения сохраняются исходные ядра и частицы и не рождаются новые, то реакция является упругим рассеянием в поле ядерных сил, сопровождается только перераспределением кинетической энергии и импульса частицы и ядра-мишени и называется **потенциальным рассеянием**.

Следствием взаимодействия бомбардирующих частиц (ядер) с ядрами мишени может быть:

- 1) Упругое рассеяние, при котором ни состав, ни внутренняя энергия не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетической энергии в соответствии с законом внутреннего удара.
- 2) Неупругое рассеяние, при котором состав взаимодействующих ядер не меняется, но часть кинетической энергии бомбардирующего ядра расходуется на возбуждение ядра мишени.
- 3) Собственно ядерная реакция, в результате которой меняются внутренние свойства и состав взаимодействующих ядер.

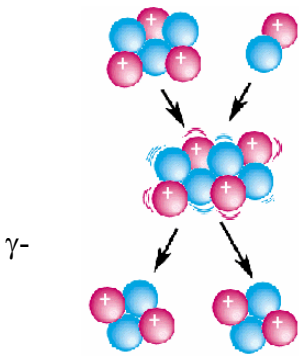


Рис. 2. Ядерная реакция лития-6 с дейтерием ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$

В ядерных реакциях проявляются сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия.

Известно много различных типов реакций. Их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием квантов.

В общем виде ядерное взаимодействие можно записать в форме

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots, \quad (1)$$

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

Наиболее распространённым видом реакции является взаимодействие лёгкой частицы a с ядром A , в результате которого образуется лёгкая частица b и ядро B

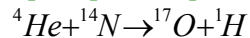
$$a + A \rightarrow b + B \quad (2)$$

Или короче

$$A(a,b)B. \quad (3)$$

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

Пример 1. Ядерная реакция

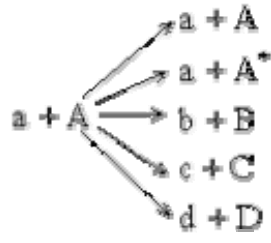


в сокращённом виде записывается как ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$

Пример 2. Рассмотрим реакцию ${}^{59}\text{Co}(p,n)$. Что является продуктом этой реакции? Решение. ${}^1_1\text{H} + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^Y_X\text{Z}$

С левой стороны имеем $27+1$ протон. С правой стороны $0+X$ протонов, где X – атомный номер продукта. Очевидно, $X=28$ (Ni). С левой стороны $59+1$ нуклонов, а с правой $1+Y$ нуклонов, где $Y=59$. Таким образом, продукт реакции ${}^{59}\text{Ni}$.

Реакция может идти несколькими конкурирующими путями:



(4)

Разные возможные пути протекания ядерной реакции на втором этапе называют каналами реакции.

Начальный этап реакции называется входным каналом.

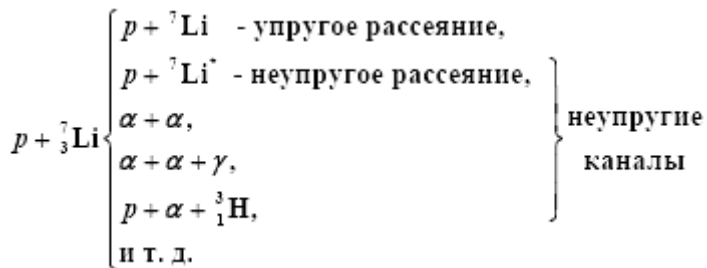


Рис. 3. Каналы взаимодействия протонов с ${}^7\text{Li}$.

Два последних канала реакции в схеме (6) относятся к случаям неупругого (A^*+a) и упругого ($A+a$) ядерного рассеяния. Это частные случаи ядерного взаимодействия, отличающиеся от других тем, что продукты реакции совпадают с частицами,

вступающими в реакцию, причём при упругом рассеянии сохраняется не только тип ядра, но и его внутреннее состояние, а при неупругом рассеянии внутреннее состояние ядра изменяется (ядро переходит в возбуждённое состояние). Возможность различных каналов реакции определяется налетающей частицей, её энергией и ядром.

При изучении ядерной реакции представляют интерес идентификация каналов реакции, сравнительная вероятность протекания её по разным каналам при различных энергиях падающих частиц, энергия и угловое распределение образующихся частиц, а также их внутреннее состояние (энергия возбуждения, спин, чётность, изотопический спин).

По механизму взаимодействия ядерные реакции делятся на два вида:

- реакции с образованием составного ядра, это двухстадийный процесс, протекающий при не очень большой кинетической энергии сталкивающихся частиц (примерно до 10 МэВ).
- прямые ядерные реакции, проходящие за *ядерное время*, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро. Главным образом такой механизм проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц.

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба используют ядерное время – время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с} \quad (5)$$

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$, то это прямая реакция. Налетающая частица α передаёт энергию одному-двум нуклонами ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам относятся реакции срыва (d, p) , (d, n) и реакции подхвата (p, d) , (n, d) , реакции фрагментации, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через составное ядро. Налетающая частица α и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она концентрируется на одном из нуклонов или нескольких связанных нуклонов, и они покидают ядро. Механизм составного ядра предложен Н. Бором в 1936.

Ядерные реакции являются эффективным средством изучения структуры атомных ядер. Если длина волны налетающей частицы λ больше размеров ядра, то в таких экспериментах получается информация о ядре в целом. Если λ меньше размеров ядра, то из сечений реакций извлекается информация о распределении плотности ядерной материи, строении поверхности ядра, корреляции между нуклонами в ядре, распределении нуклонов по ядерным оболочкам.

Кулоновское возбуждение ядер под действием заряженных частиц относительно большой массы (протоны, α -частицы и тяжелые ионы углерода, азота) используется для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер. Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер, являются основным методом получения сверхтяжелых атомных ядер. Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые термоядерные реакции). Эти реакции происходят за счет квантовомеханического туннелирования сквозь кулоновский барьер. Термоядерные реакции протекают внутри звезд при температурах 10^7 - 10^{10} К и являются основным источником энергии звезд. Фотоядерные и электроядерные реакции происходят при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов с энергией более МэВ. Реакции деления тяжелых ядер, сопровождающиеся глубокой перестройкой ядра. Реакции на пучках радиоактивных ядер открывают возможности получения и исследования ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, далеких от линии стабильности.

2. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В ядерных реакция, идущих при относительно небольших энергиях налетающих частиц (<100 МэВ) выполняется ряд законов сохранения:

1. Закон сохранения электрического заряда.
2. Закон сохранения числа нуклонов.
3. Закон сохранения энергии.
4. Закон сохранения импульса.
5. Закон сохранения момента количества движения.

Эти пять законов сохранения выполняются во всех типах реакций, идущих под действием ядерных электромагнитных и слабых взаимодействий. В реакциях, идущих в результате ядерных и электромагнитных взаимодействий, выполняются также:

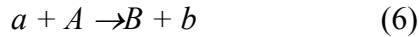
Закон сохранения пространственной четности.

В реакциях идущих в результате ядерных взаимодействий выполняется:

Закон сохранения изотопического спина и его проекции.

Эти законы накладывают ограничения на возможность осуществления ядерной реакции. Даже энергетически выгодный процесс всегда оказывается невозможным, если сопровождается нарушением какого-либо закона сохранения.

Будем рассматривать двухчастичную ядерную реакцию



Законы сохранения позволяют, не рассматривая конкретного механизма ядерной реакции, дать ответ на вопрос, возможна ли данная ядерная реакция или нет.

2.1 Барионный заряд

В ядерных реакциях действуют законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов

При ядерных реакциях сохраняется электрический заряд - алгебраическая сумма элементарных зарядов до реакции равна алгебраической сумме зарядов после реакции. Кроме того, в ядерных реакциях обычного типа (без образования античастиц) сохраняется полное число нуклонов. Сохранение числа нуклонов интерпретируется как сохранение барионного числа. Если кинетические энергии сталкивающихся нуклонов очень высоки, то возможны реакции рождения нуклонных пар. Поскольку нуклонам и антинуклонам приписываются противоположные знаки, то при любых процессах алгебраическая сумма барионных чисел всегда остаётся неизменной.

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 массовым числом A . Однако нуклонный заряд для всех тяжёлых частиц (барионов) также равен единице. Поэтому его принято называть барионным зарядом и обозначать буквой B ($B_n=B_p=1$).

Используя законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов можно определить неизвестный продукт реакции. Так, можно установить, что в ядерной реакции $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + x$ неизвестным продуктом x является α -частица.

2.2 Энергия и импульс

Большое удаление атомных ядер друг от друга (10^{-8} см) при малых размерах (10^{-13}) и малая величина химической связи позволяют считать систему из двух взаимодействующих ядерных частиц замкнутой (изолированной) системой. В изолированной системе сохраняются полная энергия и полный импульс частиц.

Ядерная реакция характеризуется тепловым эффектом, который представляет собой разность масс покоя вступающих в ядерную реакцию и образующихся в результате реакции ядер, выраженную в энергетических единицах, т.е. энергетический эффект ядерной реакции определяется разницей дефектом масс конечных и исходных ядер. Если тепловой эффект положителен, $Q > 0$, то ядерная реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической. Если тепловой эффект отрицателен ($Q < 0$, эндотермическая реакция), то для осуществления ядерной реакции энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта.

На основании эквивалентности энергии и массы можно вычислить энергию, выделяющуюся или затраченную при протекании ядерной реакции, если точно знать массу всех ядер и частиц, участвующих в реакции.

Законы сохранения энергии и импульса приводят к следующим соотношениям между импульсами и энергиями частиц до и после взаимодействия для реакции (6).

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (7a)$$

$$E_a + E_A = E_b + E_B \quad (7b)$$

Здесь E_a, E_A, E_b, E_B - полные энергии частиц

$$E_a^2 = c^2 p_a^2 + m_a^2 c^4 \quad (8a)$$

$$E_A^2 = c^2 p_A^2 + m_A^2 c^4 \quad (8б)$$

$$E_b^2 = c^2 p_b^2 + m_b^2 c^4 \quad (8в)$$

$$E_B^2 = c^2 p_B^2 + m_B^2 c^4 \quad (8г)$$

Кинетическая энергия частицы определяется соотношением $E_k = E - mc^2$.

Рассмотрим энергетику реакции (6). Если E_a , E_A , E_b и E_B - полные энергии двух частиц до реакции и после реакции, то на основании закона сохранения энергии:

$$E_a + E_A = E_b + E_B \quad (9)$$

При образовании более двух частиц соответственно число слагаемых в правой части этого выражения должно быть больше.

Полная энергия частицы равна её энергии покоя Mc^2 и кинетической энергии E , поэтому:

$$M_a c^2 + M_A c^2 + E_a + E_A = M_b c^2 + M_B c^2 + E_b + E_B \quad (10)$$

Величина Q , которая называется **энергией реакции** равна:

$$Q = (E_b + E_B) - (E_a + E_A), \quad (11)$$

поэтому:

$$M_a M_A = M_b + M_B + Q/c^2 \quad (12)$$

Множитель обычно $1/c^2$ обычно опускают, при подсчёте баланса либо выражая массы частиц через энергетические единицы, либо энергию в массовых единицах.

Энергетический выход реакции определяется разностью масс продукта и реагентов

$$Q = [M_a + M_A - (M_b + M_B)]c^2 = E_b + E_B - E_a \quad (13)$$

или в мегаэлектронвольтах

$$Q = (M_a + M_B - M_b - M_B) * 931,5 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Энергия реакции - кинетическая энергия, выделяющаяся или поглощающаяся в процессе ядерной реакции; она равна разности энергий покоя частиц в начальном и конечном состояниях.

В случае, если Q – отрицательная величина, то недостающая энергия должна быть восполнена за счет кинетической энергии бомбардирующей частицы. Не вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы превращается в энергию возбуждения, так как часть её, а именно $M_a/(M_A + M_a)$, в виде энергии отдачи переходит к составному ядру. При этом кинетическая энергия, выделяющаяся при ядерной реакции, распределяется между продуктами b и B обратно пропорционально их массе.

Чем больше энергии выделяется при образовании ядра, тем оно прочнее. Прочность зависит от соотношения протонов и нейтронов, чётности нуклонов, заполнение нуклонных уровней.

Легко заметить, что $Q > 0$ тогда, когда сумма масс частиц-продуктов меньше суммы масс исходных частиц, то есть выделение свободной энергии возможно только за счёт снижения масс реагирующих частиц. И наоборот, если сумма масс вторичных частиц превышает сумму масс исходных, то такая реакция возможна только при условии затраты какого-то количества кинетической энергии на увеличение энергии покоя, то есть масс новых частиц. Минимальное значение кинетической энергии налетающей частицы, при которой возможна эндонергетическая реакция, называется *пороговой*.

Порог реакции - минимальная кинетической энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при котором возможна ядерная реакция. Порог реакции не совпадает с энергией реакции. Из самого смысла величины Q видно, что Q есть порог ядерной реакции в системе центра инерции. Поэтому порог ядерной реакции $E_{\text{пор}}$ всегда больше энергии реакции Q на величину энергии связанной с движением центра инерции в лабораторной системе координат.

Необходимым, но недостаточным условием протекания ядерной реакции является $Q + E_a > 0$.

Энергетический порог реакции:

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left(1 + \frac{M_a}{M_A} + \frac{Q}{2M_A} \right) \quad (15)$$

При бомбардировке пучком частиц неподвижной мишени кинетическая энергия бомбардирующих ядер должна быть не меньше пороговой энергии $E_{\text{пор}}$, связанной с тепловым эффектом Q соотношением:

$$E_{\text{пор}} = Q \frac{M_A}{M_a + M_A} \quad (16)$$

где M_A и M_a – массы соответственно ядра мишени и бомбардирующего ядра.

Пример 1. При реакции ${}_1\text{H}^3(p,n){}_2\text{He}^4$ сумма масс исходных ядер равна 4,025149, а продуктов 4,025968. Тепловой эффект этой ядерной реакции отрицателен $Q = -0,763$ МэВ, а $E_{\text{пор}} = 1,02$ МэВ.

Пример 2. Рассмотрим реакцию ${}_{14}\text{N}(\alpha,p){}_{17}\text{O}$. Чему равен энергетический порог этой реакции?

Решение. $Q = [m_\alpha + m_N - (m_p + m_O)]c^2 = 2,425 + 2,863 - 7,289 - (-0,809) = -1,19$ МэВ. $E_a = -(-1,19)(4+14)/14 = 1,53$ МэВ.

2.3 Закон сохранения импульса

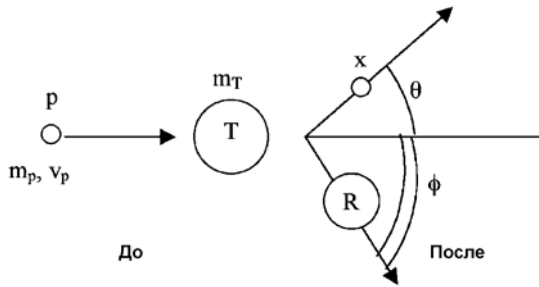


Рис. 4. Схема ядерной реакции.

Полный импульс частиц до реакции равен полному импульсу частиц-продуктов реакции. Если p_a, p_A, p_b, p_B - векторы импульсов двух частиц до реакции и после реакции, то: $p_a + p_A = p_b + p_B$. Каждый из векторов может быть независимо измерен на опыте, например магнитным спектрометром. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что закон сохранения импульса справедлив как при ядерных реакциях, так и в процессах рассеяния микрочастиц.

В лабораторной системе координат, типичное ядерное соударение представлено на Рис. 4. С учётом сохранения импульса в направлении x , можно написать:

$$M_a v_a = m_b v_b \cos \theta + m_B v_B \cos \phi$$

а применив закон сохранения импульса в направлении y , имеем

$$0 = -m_b v_b \sin \theta + m_B v_B \sin \phi,$$

где m_i и v_i – масса и скорость i -го вида. Так как импульс $p = mv = \sqrt{2mE}$, а $Q = E_b - E_a - E_B$, то

$$Q = E_b \left(1 + \frac{m_b}{m_B} \right) - E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_B} \right) - \frac{2}{m_B} (m_a E_a m_b E_b)^{1/2} \cos \theta \quad (17)$$

Если мы измерили кинетическую энергию испускаемой частицы b и угол, под которым она испущена, и мы знаем реагенты и продукты реакции, мы можем определить величину Q реакции, т.е. мы можем измерять энергетический выход любой реакции с двумя компонентами, измерив свойства одного продукта. Если Q реакции рассчитать по таблице масс, то можно перевернуть это уравнение, и найти энергию испускаемой частицы:

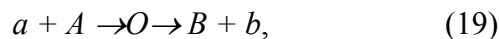
$$\sqrt{E_b} = \frac{(m_a m_b E_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b E_a \cos^2 \theta + (m_B + m_b)[m_B Q - (m_B - m_a) E_a]\}^{1/2}}{m_B + m_b} \quad (18)$$

2.4 Момент количества движения

В ядерных реакциях сохраняется полный момент количества движения замкнутой системы \vec{J} . Закон сохранения момента количества движения - аддитивный закон. В результате столкновения микрочастиц образуются только такие составные ядра, механический момент которых равен одному из возможных значений момента, получающегося при сложении собственных механических моментов частиц и момента их относительного движения. Пути распада составного ядра также могут быть лишь такими, чтобы сохранялся момент количества движения. Никаких исключений из этого правила экспериментально обнаружено не было.

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

Рассмотрим реакцию вида



где O – составное (промежуточное, компаунд) ядро.

Тогда

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB}, \quad (20)$$

Здесь $\vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_{aA}$ и \vec{J}_b - спины участвующих в реакции частиц, \vec{l} - относительные орбитальные моменты, характеризующие их относительное движение. Известно, что спины протона и нейтрона равны $1/2$, спины всех чётно-чётных ядер равны нулю, спины ядер с чётным массовым числом – целые, а с нечётным – полуцелые. Поскольку момент количества движения ядра зависит не только от спинов нуклонов, но и от их внутреннего движения (орбитальных моментов), его величина для разных состояний ядра различна. Спином ядра называется его момент количества движения для основного состояния. Орбитальные моменты могут принимать только целые значения (0, 1, 3, ...), а их конкретная величина определяется характером движения

частиц. Если налетающая частицей является фотон, то в левой части соотношения слагаемое относительно углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона. Это же справедливо и для правой части соотношения, если реакция завершается вылетом фотона.

Применение закона сохранения момента количества движения с учётом квантовых особенностей приводит к определённым правилам отбора. Например, процессы с излучением невозможны при переходах ядер между состояниями с нулевыми моментами, так как γ -квант уносит целочисленный момент ($l \neq 0$).

2.5 Чётность

В сильных и электромагнитных взаимодействиях пространственная чётность P сохраняется. В слабых взаимодействиях пространственная четность не сохраняется. Закон сохранения четности - мультипликативный закон.

При ядерных реакциях, которые протекают под воздействием ядерных или электромагнитных сил, сохраняется чётность волновой функции, описывающей состояние частиц до и после реакции.

Применительно к ядерной реакции вида (6) закон сохранения чётности записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_b P_B (-1)^{l_{Bb}} \quad (21)$$

где P_a , P_A , P_B и P_b – внутренние чётности взаимодействующих частиц, а l_{Aa} и l_{Bb} – орбитальные моменты соответствующих пар частиц. Закон сохранения чётности приводит к определённым правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий. Простое правило отбора возникает для упругого рассеяния частиц (например, нуклонов) на ядрах: в процессе рассеяния l может изменяться только на чётное число. Это заключение следует из того, что при упругом рассеянии ни состояние ядра, ни состояние бомбардирующей частицы не изменилось. Единственное, что с ними может произойти – это переориентация спина, при которой чётность сохраняется. Но тогда должна сохраняться и чётность волновой функции, описывающей относительное движение частиц. Отсюда следует, что l может изменяться только на чётное число.

Своеобразные правила отбора по чётности возникают при рассмотрении процессов с участием двух тождественных частиц. Простейший пример такого рода – распад составной системы на две тождественные частицы с нулевыми спинами. При этом чётная система A может (а не чётная не может) распасться на две тождественные частицы с нулевыми спинами.

2.6 Изотопический спин

Известно, что свойства ядер-изобар зависят от соотношения протонов и нейтронов, содержащихся в них. Только при вполне определённом соотношении ядра имеют минимальную массы и стабильны. Если же протоны находятся в избытке или недостатке, то соответствующее ядро является β^+ или β^- - радиоактивным.

Если процесс происходит в результате сильного взаимодействия, то суммарный изоспин \vec{I} и его проекция I_z сохраняются. В электромагнитных процессах сохраняется только проекция изоспина. В слабых взаимодействиях изоспин и его проекция не сохраняются. Для электромагнитных дипольных переходов выполняется правило отбора $I = 0, 1$. Закон сохранения изотопического спина - аддитивный закон.

Как уже упоминалось, ядерные силы зарядово симметричны, что опирается на гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил. Если рассматривать только ядерное (без кулоновского) взаимодействие между любыми нуклонами ($p-p$), ($n-n$) и ($n-p$), находящимися в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, то все три вида взаимодействия тождественны между собой. Таким образом, оба нуклона ведут себя одинаково. В связи с чем их в некотором смысле можно считать тождественными частицами. Зарядовая независимость ядерных сил справедлива с точностью до электромагнитного взаимодействия, которое её нарушает.

Изотопический спин — квантовое число, отражающее свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия.

С точки зрения сильного взаимодействия протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Поэтому считается, что нуклон имеет изоспин $I = 1/2$. Проекция изоспина $I = +1/2Z$ соответствует протону, $I = -1/2Z$ соответствует нейтрону. Изоспин сохраняется в сильных взаимодействиях. Проекция изоспина I_z сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях.

Законы сохранения изоспина I и его проекции I_3 в реакции $a + A \rightarrow b + B$

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B, \quad (22a)$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B \quad (22б)$$

Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет рассчитывать сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней.

Так как характер взаимодействия не зависит от сорта нуклонов, т.е. от значения проекции), то ядерное взаимодействие нуклона определяется величиной вектора \vec{I} . Но не его проекцией (которая характеризует различие в электромагнитных свойствах). Таким образом, ядерное взаимодействие инвариантно по отношению к вращению в изотопическом пространстве. Это свойство называется изотопической инвариантностью. Ситуация аналогична инвариантности взаимодействия относительно вращения в трёхмерном пространстве, приводящей к закону сохранения момента количества движения. Следовательно, в ядерных взаимодействиях должен выполняться закон сохранения изотопического спина.

Понятие изотопического спина легко обобщается на атомное ядро.

Закон сохранения изотопического спина накладывает определённые ограничения на ядерные процессы.

Так, α -частица ($\vec{I}=0$) может испуститься ядром только в том случае, если его начальное и конечное состояния имеют одинаковые значения изотопического спина.

3. КИНЕТИКА И ВЫХОД ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Широкому практическому использованию энергии ядерных реакций препятствует чрезвычайно низкий выход ядерной реакции, т.е. число ядер атомов, вступивших в ядерную реакцию, отнесённая к числу бомбардирующих мишень частиц. Так как линейные размеры ядра атома мишени очень малы, только незначительная число частиц из потока высоко энергетических бомбардирующих частиц сталкивается с ядрами мишени. Кроме того, проникновение бомбардирующих частиц в ядро мишени происходит только вне большей части столкновений.

3.1 Сечение ядерной реакции

Для фиксированных налетающих частиц и ядер мишени возможно несколько типов ядерных реакций. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетической энергии) и связана с сечением реакции - величиной эффективной площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие

Вероятность ядерной реакции характеризуют **эффективным** поперечным **сечением** или просто сечением, σ .

$$\sigma = n/n_0N, \quad (23)$$

где n -число ядерных реакций в 1 времени; n_0 -поток бомбардирующих ядерных частиц в 1 времени; N -число ядер на 1 см^2 мишени.

Сечение реакции - величина, определяющая вероятность перехода системы взаимодействующих частиц в определенное конечное состояние.

Ядерное эффективное сечение, эффективное сечение ядра, ядерное сечение реакции, микроскопическое сечение реакции - величина, характеризующая вероятность взаимодействия частицы с ядром. Единица измерения эффективного сечения - барн ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$). С помощью известных эффективных сечений вычисляют скорости ядерных реакций или количества прореагировавших частиц.

Сечение активации - величина, показывающая вероятность образования радиоактивных изотопов при взаимодействии ядерных частиц с атомными ядрами.

Сечение захвата - показывающая вероятность присоединения ядерных частиц к атомному ядру. Атомные сечения представляют собой средневзвешенные сечения захвата для естественных смесей изотопов.

Вероятность реакции определяется ядерным сечением реакции. В лабораторной системе отсчёта (где ядро-мишень покоится) вероятность взаимодействия в единицу времени равна произведению сечения (выраженного в единицах площади) на поток падающих частиц (выраженный в количестве частиц, пересекающих за единицу времени единичную площадку). Если для одного входного канала могут

осуществляться несколько выходных каналов, то отношения вероятностей выходных каналов реакции равно отношению их сечений.

Ядерное сечение с одной стороны имеет тот же физический смысл, что и в классической механике, то есть эффективное сечение - это площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100 % вероятностью возникает взаимодействие, но при этом имеются существенные различия:

- ни в пределах объёма ядра, ни вблизи элементарной частицы, нет такой области, при пересечении которой другой частицей обязательно произойдёт взаимодействие. Эффективное сечение просто даёт то число взаимодействий, которое в зависимости от его величины должно произойти. При этом в некоторых случаях даже при пересечении бомбардирующей частицей области эффективного сечения взаимодействия не происходит, тогда как в других случаях взаимодействие происходит, несмотря на пролёт частицы за пределами области эффективного сечения.

- Эффективные сечения определяются не столько геометрическими размерами сложных микрочастиц или радиусами действия сил, сколько волновыми свойствами частиц. При возникновении связанных состояний область пространства, занятая взаимодействующей частицей, имеет радиус порядка дебройлевской длины волны λ , а, следовательно, сечение порядка $\pi\lambda^2$. Поскольку λ обратно пропорциональна скорости, сечение возрастает при убывании энергии. Однако связанные состояния образуются при строгих энергетических соотношениях, и отвечающие им сечения наблюдаются только при избранных значениях энергии, что приводит к очень сложной картине поведения сечений в функции энергии.

Таким образом, эффективное сечение - усреднённая по многим случаям взаимодействия величина, которая определяет эффективность взаимодействия сталкивающихся частиц и только при определённых условиях даёт представление об их размерах или радиусах действия.

Если в ядерной реакции участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы (*Ориентированные ядра*), т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации.

Большинство сечений ядерных реакций имеют значения от 10^{-27} до 10^{-23} см², т.е. порядка геометрических сечений ядер, однако есть реакции, сечения которых много больше геометрических сечений ядра (порядка 10^{-18} см²) и реакции, к примеру, под действием медленных заряженных частиц, имеющие сечения много меньше геометрических сечений.

Рассмотрим тонкую мишень (ядра мишени не перекрывают друг друга), на которую падает перпендикулярно поверхности монохроматический пучок нейтронов. Пусть плотность нейтронов в пучке n , с размерностью нейтр/см³, а их скорость v , см/с. В этом случае величина $\Phi=nv$ будет называться *плотностью потока нейтронов*. Если рассматривать нейтроны с длиной волны много меньше радиуса ядра, «столкновение» нейтрона с ядром произойдёт только тогда, когда он попадёт в плоскость сечения ядра (чёрные кружки на поясняющем рисунке), обозначим площадь его поперечного сечения σ . В таком случае с ядром будут сталкиваться нейтроны, которые заключены в объёме $v\sigma$, число таких нейтронов будет равно $nv\sigma$, а полное число взаимодействий в единицу времени в единице объёма мишени, содержащей в 1 см³ N ядер, будет равно:

$$R = \sigma n v N = \sigma \Phi N, \quad (24)$$

а коэффициент σ , характеризующий вероятность взаимодействия с ядром и называющийся *ядерным эффективным сечением*, соответственно будет равен:

$$\sigma = \frac{R}{n v N} = \frac{R}{\Phi N} \quad (25)$$

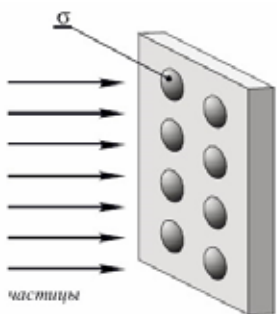


Рис. 5. Плоская мишень, чёрными кружками условно обозначено сечение ядра.

Замечание. Здесь ядерную плотность мы определяли по формуле $N = N_A \frac{\rho}{A}$ [см⁻³], где: N_A -

число Авогадро, A - атомная масса, ρ_j - плотность вещества. Однако, при облучении тонкой пластины узким пучком лучше использовать количество ядер на единице площади $N_S = N_A \frac{\rho \Delta x}{A}$ [см⁻²], где Δx – толщина мембраны. Тогда

$\sigma = \frac{N_R N_A A}{N_0 \rho \Delta x}$, где N_0 - число частиц упавших на единичную площадь мишени, расположенную перпендикулярно оси пучка, N_R - число взаимодействий.

Такая простая геометрическая трактовка удовлетворительно согласуется с экспериментом только при больших энергиях нейтронов, когда сечения взаимодействия нейтронов с ядрами имеют значения, примерно равные геометрическому сечению ядра.

Если облучать мишень, содержащую N_j ядер j -го сорта в единице объёма, пучком нейтронов с плотностью n и скоростью v , где N_j - ядерная плотность, тогда R_i - число реакций i -го типа, происходящих в единице объёма мишени в единицу времени, равно:

$$R_i = \sigma_{ij} n v N_j,$$

таким образом, ядерное сечение реакции равно:

$$\sigma_{ij} = \frac{R_i}{n v N_j} \quad (26)$$

Практически наиболее важны реакции радиационного захвата нейтронов и соответствующая им величина – сечение захвата нейтронов; эти реакции – типа (n, γ) приводят к образованию радиоактивного изотопа облучаемого элемента, массовое число которого на единицу больше, чем у изотопа, претерпевшего превращение.

Табл. 1. Поперечное сечение захвата нейтронов некоторыми элементами, барн

Элемент	При 0,025 эВ		При 1 МэВ	
	захват	рассеяние	захват	рассеяние
H	0,32	20 – 80	<10 ⁻⁴	4
D ₂ O	9*10 ⁻⁴	15	<10 ⁻⁴	14
Be	9*10 ⁻³	6,9	<10 ⁻⁴	3
B	718	3,8	<10 ⁻⁴	2
C	4,5*10 ⁻³	4,8	<10 ⁻⁴	2,5
Al	0,22	1,6	4*10 ⁻⁴	3
Fe	2,5	11,0	8*10 ⁻³	3
Zr	0,4	8,4	3*10 ⁻²	7
Cd	3500	6,5	10 ⁻¹	7

При малых энергиях нейтронов интервал значений поперечного сечения (n, γ) реакции очень велик (более 10⁶). При большей энергии нейтронов основное значение приобретают процессы рассеяния; величины поперечного сечения закономерно растут с увеличением атомного номера мишени.

В зависимости от вида взаимодействия рассматриваются различные сечения с соответствующими обозначениями.

Сечения процессов, не приводящих к изменению структуры ядра, объединяют в **сечение рассеяния** σ_s , включающее: σ_p - **сечение потенциального рассеяния**; σ_r - **сечение резонансного рассеяния**; σ_{in} - **сечение неупругого рассеяния**.

$$\sigma_s = \sigma_p + \sigma_r + \sigma_{in} \quad (27)$$

Для процессов, связанных только с упругим рассеянием, вводят **сечение упругого рассеяния**:

$$\sigma_{el} = \sigma_p + \sigma_r \quad (28)$$

Сечение образования составного ядра обозначают σ_{comp} .

Сечения различных каналов распада составного ядра, не связанные с появлением нейтронов, объединяют в **сечение поглощения** σ_a . Сечения для наиболее характерных каналов распада составного ядра: σ_c - сечение радиационного захвата (n, γ) ; σ_f - сечение деления (n, f) ; σ_{2n} - сечение реакции $(n, 2n)$; σ_α - сечение реакции (n, α) .

Для рассмотрения всех процессов взаимодействия нейтрона с ядром используют **полное сечение** σ_t , которое можно представить в виде: $\sigma_t = \sigma_p + \sigma_{comp}$. Для подавляющего большинства ядер в интервале энергий 10⁻³–10⁷ эВ: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$.

Сечения реакций с различными выходными каналами (например (p,n) , (p,d) и т.д.) называются парциальными сечениями. Часто в данной реакции выделяют сечения процессов приводящих к возбуждению различных состояний конечных ядер. Такие сечения также называют парциальными. Полное сечение реакций складывается из всех парциальных сечений реакций, возможных при данной энергии $\sigma = \sum \sigma_i$, где σ_i - парциальное сечение.

Макроскопическое сечение Σ_{ij} i -го процесса для j -го нуклида в среде можно определить как произведение i -го микроскопического сечения ядра этого нуклида σ_{ij} и ядерной плотности j -го нуклида N_j :

$$\Sigma_{ij} = N_j \sigma_{ij} \quad (29)$$

То есть макроскопическое сечение представляет собой как бы сечение всех ядер единицы объёма вещества. Правда такая трактовка довольно условна, так как из выражения видно, что оно не является собственно сечением и измеряется в 1/м. При описании прохождения потоков фотонов через вещество эту величину также называют *линейным коэффициентом ослабления*.

Макроскопическое сечение Σ_{ij} - число взаимодействий i -го типа в единицу времени в единице объёма j -го нуклида при единичном nv (т.е. Ф). Если макроскопическое сечение представляет собой произведение концентрации ядер на какое-то парциальное микроскопическое сечение, например, сечение рассеяния или захвата, то оно тоже будет парциальным и выражать скорость конкретных процессов в единице вещества, например, число случаев рассеяния или поглощения нейтронов.

Ядерную плотность определяют по формуле:

$$N_j = N_A \frac{\rho_j}{M_j}, \quad (30)$$

где: N_A - число Авогадро, M_j - атомная масса, ρ_j - плотность вещества.

Если вещество представляет собой гомогенную смесь различных ядер, то макроскопическое сечение смеси определяют как сумму макроскопических сечений веществ в смеси. При гетерогенном расположении материалов необходимо учитывать объёмную долю, занятую данным веществом ω_j . Тогда ядерные плотности каждого вещества N_{0j} домножают на эту величину: $N_j = N_0 \omega_j$ (сумма ω_j равна 1). Необходимо отметить, что в случае гетерогенного расположения материалов сечение не всегда определяют как сумму сечений, так как различные материалы могут находиться в разных условиях.

В зависимости от поставленной задачи и условий эксперимента используют также понятия интегрального, дифференциального, дважды дифференциального и т.д. сечений.

Интегральным сечением реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0}, \quad (31)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , dN_b - количество частиц b - продуктов реакции. **Дифференциальным сечением** реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{dE_b}, \quad (32)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , dN_b/dE_b - количество частиц b , продуктов реакции, имеющих энергию в диапазоне $E_b - E_b + dE_b$. **Дважды дифференциальным сечением** реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega dE_b}, \quad (33)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , $dN_b/d\Omega dE_b$ - количество частиц, продуктов данной реакции b , вылетевших в элемент телесного угла $d\Omega$ в направлении, характеризуемом полярным θ и азимутальным ϕ углами, и имеющих энергию в диапазоне $E_b - E_b + dE_b$. Сечения связаны соотношениями:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} dE_b, \quad \frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega, \quad \sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega dE_b. \quad (34)$$

Интегральные сечения σ_{ab} реакции $a + A \rightarrow b + B$ и обратной σ_{ba} реакции $b + B \rightarrow a + A$ связаны

принципом детального равновесия (баланса): $\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b+1)(2j_B+1)\bar{p}_b^2}{(2j_a+1)(2j_A+1)\bar{p}_a^2}$, где j_a, j_A, j_b, j_B спины, а \bar{p}_a и \bar{p}_b импульсы частиц в системе центра инерции. В случаях, когда в реакции участвует γ -квант необходимо учесть, что для него множитель $2j+1=2$, так как спин γ -кванта имеет 2 проекции.

Перейдём теперь к очень важному вопросу – зависимости сечения от энергии налетающей частицы. Для незаряженной и заряженной частиц эти зависимости коренным образом различаются.

Сечение ядерных реакций с участием нейтронов.

Так как нейтрон не имеет заряда, он может приблизиться к ядру на любое расстояние, не испытывая при этом отталкивания. Экзотермические ядерные реакции, т.е. реакции, для которых $Q>0$, могут поэтому протекать под действием нейтронов с относительно низкой энергией. Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ будет обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

$$\sigma \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (35)$$

Графически этот закон представлен на **Рис. 8** (верхняя кривая). Попытаемся дать физическое обоснование этого закона, а заодно поясним, почему сечение ядерной реакции на нейтронах может значительно превышать площадь сечения ядра и к тому же может носить резонансный характер.

Параметр взаимодействия нейтрона с ядром можно представить как сумму радиусов снаряда и ядра мишени (**Рис. 6**). Тогда

$$\sigma \approx \pi(R+r')^2 = \rho r_0^2 (A_p + A_T)^2 \quad (36)$$

Здесь r' - радиус нейтрона. Применив классическую механику к этой проблеме, можем записать для орбитального углового момента, l

$$l = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \hbar b \quad (37)$$

В рамках квантовой механики, $l \rightarrow \hbar l$ и импульс $p = \frac{\hbar}{\lambda}$, $\hbar b = \frac{\hbar b}{\lambda}$, $b = l\lambda$ (38)

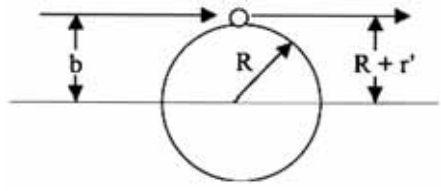


Рис. 6. Схема столкновения нейтрона с ядром.

Это не совсем правильно, потому что l – квантовано, а b – нет. Это препятствие можно обойти, связав b с некоторыми кольцами или зонами вокруг целевого ядра (**Рис. 7**). Здесь предлагается, что для лобового столкновения ($l=0$), b изменяется от 0 до λ , тогда как при $l=1$ столкновении, b – изменяется от λ к 2λ . Таким образом, поперечное сечение для больших прицельных параметров, и эти большие параметры воздействия связаны с большими угловыми моментами. Мы можем определить поперечное сечение для конкретного значения l как:

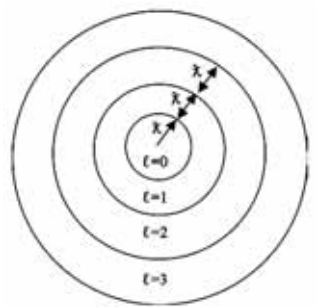
$$\sigma_l = \pi(l+1)^2 \lambda^2 - \pi l^2 \lambda^2 \quad (39a)$$

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (l^2 + 2l + 1 - l^2) \quad (39б)$$

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l + 1) \quad (39в)$$

Общее поперечное сечение реакции получается суммированием по всем значениям l :

$$\sigma_{общ} = \sum_l \sigma_l = \sum_{l=0}^{l_{max}} \pi \lambda^2 (2l + 1) = \pi \lambda^2 (l_{max} + 1)^2 \quad (40)$$



Мы можем написать для максимального углового момента:

$$l_{max} = \frac{R}{\lambda}, \quad l_{max} + 1 = \frac{R + \lambda}{\lambda} \quad (41)$$

Общее сечение $\sigma_{общ} = \pi(R + \lambda)^2$. (42)

Рис. 7. Схема ядра мишени.

Полное сечение пропорционально размеру ядра мишени и «размеру» бомбардирующей частицы (нейтрону) - снаряду. Поскольку длина волны снаряда λ стремится к бесконечности при стремлении энергии снаряда к нулю, сечения нейтронов при низких энергиях могут быть очень большими. Так проблема выглядит с точки зрения полуклассической механики. Её можно уточнить в рамках квантовой механики. Общее поперечное сечение реакции:

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (43)$$

где коэффициент трансмиссии изменяется от 0 до 1. Коэффициент трансмиссии выражает вероятность, того что будет реализован данный угловой момент l . При высоких энергиях снаряда, $E_l = 1$ для $l \leq l_{\text{max}}$ и $E_l = 0$ для $l > l_{\text{max}}$ (резкий предел среза). При очень низких энергиях снаряда $E_l = \sqrt{E}$ для $l=0$ и $E_l = 0$ для $l > 0$, где E - энергия снаряда. Таким образом, при очень низких энергиях имеем

$$\sigma_{\text{общ}} \propto \pi \lambda^2 \sqrt{E} \propto \pi \frac{\hbar^2}{2mE} \sqrt{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (44)$$

Такое поведение сечения в инициированных нейтронами реакциях называется $1/\sqrt{v}$ законом (Рис. 8, верхняя кривая).

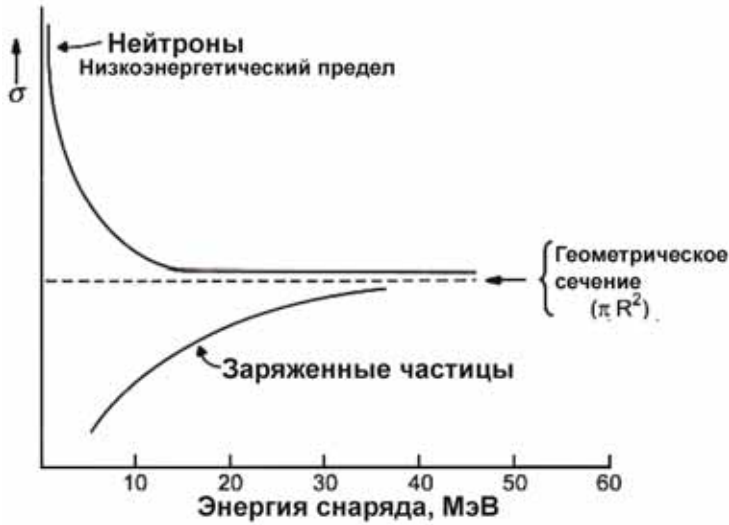


Рис. 8. Зависимость сечения ядерной реакции от энергии бомбардирующих частиц: незаряженные частицы (нейтроны) – вверху; заряженные частицы (протоны) – внизу. При высоких энергиях сталкивающихся частиц, т.е. при $\lambda \ll R$, коэффициент прохождения P стремится к 1, а сечение реакций к πR^2 . При высоких энергиях ядро полностью поглощает падающую на него волну. Такая модель называется **моделью черного ядра**.

Совсем по другому выглядит энергетическая зависимость сечения ядерной реакции при использовании

заряженных частиц.

Схема взаимодействия заряженной частицы с ядром как представлена на Рис. 9. При приближении снаряда ядру мишени, он начинает чувствовать кулоновское поле и отклоняется. Как следствие, диапазон столкновений соответствует меньшему диапазону параметров взаимодействия. Если снаряд исходно имеет энергию E , то на расстоянии самого близкого подхода R , это имеет кинетическую энергию $E-B$, где B , кулоновский барьер $B=Z_1 Z_2 e^2 / R$.

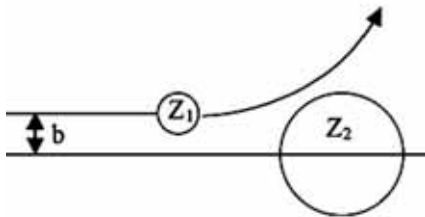


Рис. 9. Схема реакции с заряженной частицей

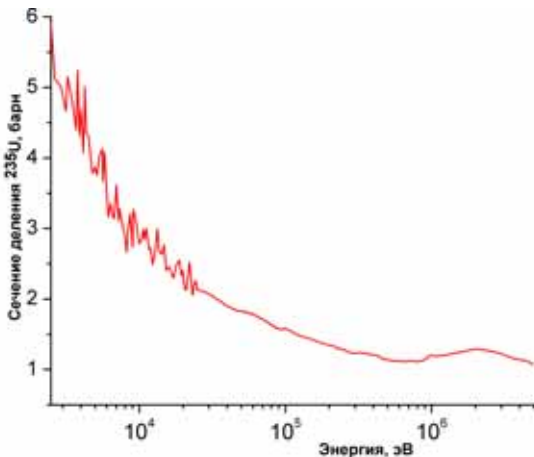
Полное сечение

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{E} \right) \quad (44a)$$

Уравнение применимо только если $E > B$. Сечение ядерной реакции, вызванной заряженной частицей, с ростом энергии возрастает (Рис. 8, нижняя кривая).

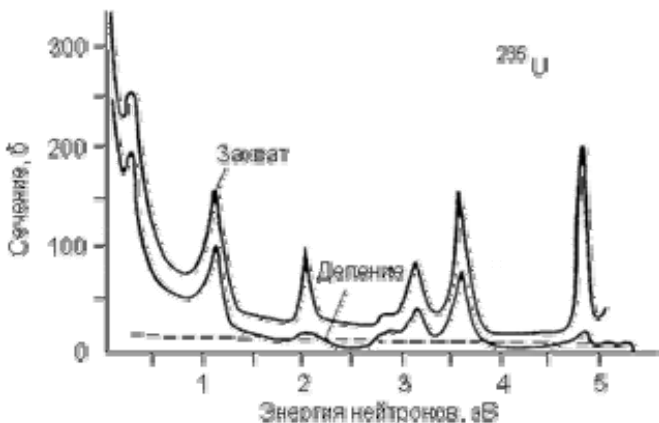
Пример. Рассчитать энергетическую зависимость сечения реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Решение. $R_{\text{Pb}} + R_{\text{Ca}} = 1,2(2081/3 + 481/3) = 11,47$ фм. $B = Z_1 Z_2 e^2 / R = (82)(20)(1,44 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}) / 11,47 = 205,9$ МэВ. По формуле (44a) найдём, что сечение монотонно изменяется от 41,7 мбарн при энергии 208 МэВ до 729,1 мбарн при $E=250$ МэВ.

Рис. 10. Зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов.



Так как при взаимодействии нейтронов с ядрами проявляются волновые свойства частиц, эффективные сечения имеют резонансный характер зависимости от энергии. На **Рис. 10** в качестве примера представлена зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов. Изменение этого сечения имеет резонансный пикообразный характер. На некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения при *резонансной энергии*, а затем резко падает.

Рис. 11. Энергетическая зависимость сечений ядерных реакций в уране-235, протекающих с участием нейтронов.



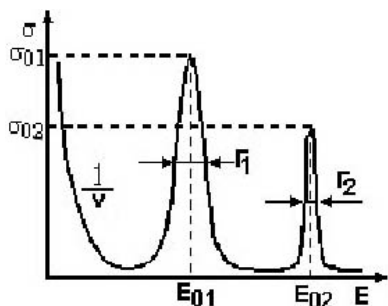
С увеличением энергии высоты пиков, соответствующих возбужденным состояниям, уменьшаются, а энергетические уровни расширяются. При большой энергии расстояние между уровнями ядер становится меньше разрешения измерительных приборов и уровни не разделяются. Вследствие этого сечение σ , измеренное экспериментально, начинает убывать, почти монотонно приближаясь к геометрическому сечению ядра.

В случае низкоэнергетических нейтронов закон $1/v$ выполняется для большинства ядер. Отклонения от него наблюдаются в области энергий 1 – 100 эВ, где на кривой $\sigma(v)$ имеются максимумы (резонансные пики) (**Рис. 10**).

В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сечение реакции. Непосредственно измеряемой величиной является выход реакции - число зарегистрированных вторичных частиц - продуктов ядерной реакции.

Замечание. Появление резонансов в реакциях является характерной особенностью реакций, идущих с образованием составного ядра. Физической причиной появления резонансов при взаимодействии нейтронов с ядрами служит наличие дискретной системы уровней у связанной системы нейтрон – ядро-мишень, которой является составное ядро. Сечение образования составного ядра должно определяться длиной волны де Бройля для нейтрона, которая представляет некоторый эффективный радиус взаимодействия движущейся частицы с точечными объектами при возникновении связанного состояния. Длина волны нейтрона обратно пропорциональна его скорости и при малых значениях кинетической энергии нейтрона может быть очень большой. Вместе с тем образование составного ядра возможно только при определенном значении кинетической энергии нейтрона в пределах естественной ширины уровня. За пределами этого узкого интервала энергии составное ядро не образуется и длина волны нейтрона уже не играет роли, а сечение потенциального рассеяния при этом определяется только геометрическими размерами ядра и равно $4\pi R^2$ (1 - 10 *барн*), где R – радиус ядра. В итоге зависимость сечения от энергии нейтрона приобретает резонансный характер (**Рис. 12**).

Рис. 12. Зависимость сечения ядерной реакции от энергии нейтронов.



Полная ширина резонанса Γ определяется на половине высоты резонанса (**Рис. 12**) и связана с шириной возбужденного уровня и средним временем жизни уровня соотношением неопределенностей $\Gamma \tau = \hbar$. Ширина резонанса $\Gamma \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, если $\tau = 10^{-14} \text{ с}$. Если же $\tau \rightarrow \infty$, то имеем стационарное состояние, а для стационарного уровня $\Gamma \rightarrow 0$.

Составное ядро может распадаться по различным каналам: с испусканием нейтрона (n); γ -кванта (γ); может испытать деление (f); распасться с испусканием протона или α -частицы и т.д. по любому из возможных каналов, каждый из которых имеет свою парциальную ширину. Вероятности этих процессов различны, но полная вероятность λ распада составного ядра в единицу времени (постоянная распада) равна $\lambda = \lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots$, а постоянная распада связана со средним временем жизни соотношением $\lambda = 1/\tau$. Следовательно

$$\Gamma = \hbar / \tau = \hbar \lambda = \hbar (\lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots) = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots$$

т.е. полная ширина уровня складывается из парциальных ширин, которые пропорциональны относительным вероятностям распада по соответствующим каналам. Вероятность же распада по данному каналу j будет $p_j = \Gamma_j / \Gamma$.

Величины Γ , Γ_n , Γ_γ , Γ_f , s_0, T_0 являются параметрами конкретного резонанса. Параметры резонанса определяются экспериментально.

Резонансы называются уединенными (неперекрывающимися), если расстояние между соседними уровнями $D \gg \Gamma$. Уединенные резонансы описываются формулой Брейта-Вигнера, которая определяет сечение образование промежуточного возбужденного ядра на первой стадии процесса

$$\sigma^* = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma\Gamma_n}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Здесь g - статистический (спиновый) фактор: $g = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)}$, где J - спин возбужденного уровня промежуточного

ядра, I - спин ядра-мишени, $s = 1/2$ - спин нейтрона; Γ_n - ширина уровня по отношению к упругому рассеянию нейтрона в данном резонансе. Здесь орбитальный момент нейтрона принят равным нулю. Нейтроны с энергией меньше 10 кэВ, а именно в этом энергетическом диапазоне расположены резонансы, взаимодействуют с ядрами только с орбитальными моментами $l=0$. Выражение $(E_n - E_0)^2$ определяет поведение резонанса и называется *резонансным членом*.

Сечение для резонансного рассеяния нейтронов (n,n):

$$\sigma(n,n) = \sigma^* \eta_n = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Сечение реакции (n, γ):

$$\sigma(n,\gamma) = \sigma^* \eta_\gamma = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Сечение реакции деления (n,f):

$$\sigma(n,f) = \sigma^* \eta_f = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

В области энергий, когда энергия нейтрона близка к тепловой, Γ_γ меняется слабо, так как определяется величиной энергии возбуждения промежуточного ядра $W_c = \varepsilon_n(C) + \tilde{E}_n$, а $\varepsilon_n(C) \gg \tilde{E}_n$, можно считать, что $\Gamma_\gamma = \text{const}$. Для неделящегося вещества. Тогда $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_g$. Из теории преодоления нейтроном ядерного барьера следует, что $\Gamma_n \sim v_n$ и в тепловой области энергий $\Gamma_n \ll \Gamma_g$. Таким образом, в тепловой области $\Gamma \approx \Gamma_g$. Если $T_n \ll T_0$, то резонансный член становится постоянным числом. Тогда

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{n0}} = \sqrt{\frac{E_0}{E_n}} \quad \text{или} \quad \sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E_n}} \approx \frac{1}{v_n}$$

Следует отметить, что закон $1/v_n$, первоначально найденный экспериментально для энергетической зависимости сечения реакции (n, γ) в области $E_n \ll E_0$, наблюдается и для ряда других реакций, таких как (n, α), (n,f). В результате очень многие вещества захватывают тепловые нейтроны с очень большим сечением, которые могут существенно превосходить сечение резонансного рассеяния.

С ростом кинетической энергии нейтронов сечение реакции (n, γ) монотонно падает, но при приближении к первому резонансному значению E_0 начинает возрастать и при $E_n = E_0$ становится равным

$$\sigma_0 = 4\pi g \lambda_0^2 \frac{(\Gamma_n)_0}{\Gamma}$$

Отсюда следует, что резонансы, расположенные в области тепловых энергий (большие λ_0), например, у кадмия, могут иметь очень большие сечения захвата нейтронов.

Процесс упругого резонансного рассеяния маловероятен для тепловых нейтронов по сравнению с радиационным захватом, но с ростом энергии нейтронов его роль повышается, так как $\Gamma_n \propto \sqrt{E_n}$ ($\Gamma_n \propto v_n$)

Вместе с тем медленные нейтроны испытывают и потенциальное рассеяние без захода нейтрона в ядро.

С ростом энергии нейтронов уровни энергии составного ядра начинают перекрываться (у тяжелых ядер начиная с ~ 10 кэВ и выше). В результате составное ядро образуется с одинаковой вероятностью при любой энергии нейтронов, резонансная картина пропадает, и сечение монотонно убывает с ростом энергии нейтронов. В этой энергетической области становится возможным процесс неупругого рассеяния нейтронов.

На параметры резонансов в тепловой области влияет температура окружающей среды. В формуле Брейта-Вигнера энергия нейтрона есть энергия относительного движения нейтрона и ядра. Ядра-мишени всегда участвуют в тепловом хаотическом движении и поэтому при одной и той же энергии нейтрона энергия относительного движения

несколько больше при встречном движении и несколько меньше при одном направлении движения нейтрона и ядра. В результате не все, а только часть нейтронов с энергией E_0 взаимодействуют с ядрами, уменьшая сечение σ_0 . Другая же часть нейтронов имеет большую или меньшую относительную энергию и, взаимодействуя с ядрами, увеличивает сечение на крыльях резонанса. В итоге резонансный пик, сохраняя свою площадь, становится ниже и шире, что приходится учитывать при расчете ядерных реакторов. По аналогии с оптикой изменение формы резонансного пика вследствие теплового движения ядер называется *эффектом Доплера*. Особенно заметно влияние эффекта Доплера на форму резонансных пиков для значений Γ , имеющих близкие величины с тепловой энергией ядер среды.

3.2 Скорость ядерной реакции

Сечение σ ядерной реакции можно сравнить с константой скорости k_x химической реакции. Для химической реакции $A+B \rightarrow D$ имеем

$$\frac{dC_D}{dt} = k_x C_A C_B. \quad (45)$$

Аналогично для ядерной реакции $A(x,y)B$ имеем

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi_x N_A, \quad (46)$$

где N_A и N_B – число атомов A и B в единице объема; Φ_x – плотность потока частиц (част./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$); σ – сечение реакции превращения нуклида A в нуклид B .

При прохождении тонкого слоя атомов толщиной Δx плотность потока частиц x уменьшается по закону:

$$\Phi_x = \Phi_{x0} \cdot \exp(-\sigma N_A \Delta x) \quad (47)$$

Если в мишени кроме реакции $A(x,y)B$ происходят и другие реакции, то полное сечение реакции σ_n равно сумме сечений отдельных реакций:

$$\sigma_n = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (48)$$

Пример. Рассмотрим падение узкого пучка высокоэнергетических частиц (диаметр пучка много меньше диаметра мишени) на пластину. Пусть ϕ – число частиц (например, протонов) в сек, а плотность мишени выражена в атом/см². Для пучка протонов с током в 1 μA (1 микроампер частиц = $6,24 \times 10^{12}$ ион/с) имеем

$$\phi = (1 \mu\text{A})(10^{-6} \text{C} / \text{c} / \mu\text{A}) \left(\frac{1}{1,602 \times 10^{-19} \text{C} / \text{протон}} \right) = 6,24 \times 10^{12} \text{ протон} / \text{сек}$$

Если заряд частицы выше единицы, то поток надо поделить на этот заряд. Например, для 4 μA для Ar^{+17} :

$$\phi = (4 \times 10^{-6} \text{C} / \text{c}) \left(\frac{1}{17 \times 1,602 \times 10^{-19} \text{C} / \text{Ar}} \right) = 1,47 \times 10^{12} \text{ Ar} / \text{c}$$

Рассчитаем число ядер, N , полученных при облучении. Если продукт облучения стабилен, тогда число произведённых ядер равно (скорость производства) \times (продолжительность облучения, t). Для толстой пластины толщиной Δx :

$$N = \phi [1 - \exp(-n \sigma \Delta x)] t \quad (49)$$

Для тонкой пластины

$$N = \phi n \sigma \Delta x t \quad (50)$$

Если в результате ядерной реакции $C(x,y)D$ образуется радиоактивный нуклид, то необходимо учитывать его распад за время облучения:

$$\frac{dN_D}{dt} = \sigma \Phi N_C - \lambda N_D. \quad (51)$$

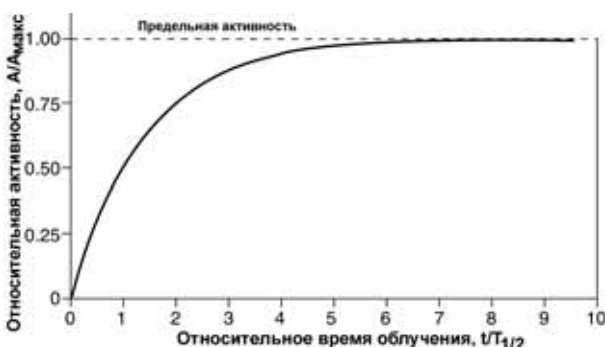


Рис. 13. Изменение активности мишени в ходе облучения.

Интегрируя по t (t – время облучения), принимая $N_D = 0$ при $t = 0$, получим количество ядер, образовавшихся в результате нейтронного облучения:

$$N_D(t) = \frac{\sigma \Phi N_c}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (52)$$

где Φ –нейтронный поток, т.е. число нейтронов, проходящих за 1 сек через 1 см мишени; N_c - число атомов активируемого изотопа в мишени, λ - постоянная распада образующегося изотопа, t - время облучения, σ - сечение активации.

Активность вещества, облученного в течение времени t , спустя время t^* после окончания облучения выражается формулой

$$A(t, t^*) = \sigma \Phi N_c (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t^*}. \quad (53)$$

Для тонкой мишени, облучаемой узким пучком:

$$N = \frac{n \sigma \Delta x \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (54)$$

Таким образом, при малых временах активность линейно возрастает во времени, а затем стремится к стационарному состоянию (**Рис. 13**). Облучать при временах больших 2-3 периодам полураспада обычно не имеет смысла.

Пример. Рассчитать активность ^{254}No ($T_{1/2}=55$ с), произведённого 1 мин облучением ^{208}Pb ионами ^{48}Ca . Толщина мишени $0,5$ мг/см², пучок кальция $0,5$ μA и сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\text{Ca}, 2n)$ равно 3 микробарн. Решение. $A = N \sigma \phi (1 - e^{-\lambda t})$; $N = (0,5 \times 10^{-3} \text{ г/см}^2) \left(\frac{6,02 \times 10^{23} \text{ атом/г}}{208 \text{ г/г}} \right) / 208 \text{ г/г} = 1,44 \times 10^{18} \text{ атом/см}^2$; $\sigma = 3 \times 10^{-30} \text{ см}^2$; $\phi = (0,5 \times 10^{-6} \text{ C/c}) / 1,602 \times 10^{-19} \text{ C/ион} = 3,12 \times 10^{12} \text{ ион/с}$; $t = 60 \text{ с}$; $\lambda = (\ln 2) / 55 \text{ с} = 1,26 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$; $A = 7,2 \text{ распад/сек}$.

3.3 Выход реакции

Вероятность ядерной реакции характеризуют выходом ядерной реакции, т.е. отношением числа ядерных превращений в мишени к числу упавших на эту мишень бомбардирующих ядер. Функция, описывающая зависимость сечения или выхода ядерной реакции от энергии бомбардирующих ядер, носит название функции возбуждения ядерной реакции.

Выход ядерной реакции Y равен доле частиц, вступающих в реакцию с ядрами мишени. Для тонкой мишени:

$$Y_i = \sigma_i N_j \quad (55)$$

Так как выход реакции пропорционален эффективному сечению, эта величина также имеет резонансный характер.

Самый большой выход в ядерных реакциях характерен для случая бомбардировки нейтронами, т.к. при этом отсутствует электростатическое взаимодействие снарядов с ядром. В общем случае выход в ядерных реакциях не велик и составляет $10^{-3} - 10^{-4}$.

4. МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

По механизму взаимодействия ядерные реакции делятся на два основных вида:

- реакции с образованием составного ядра, это двустадийный процесс, протекающий при не очень большой кинетической энергии сталкивающихся частиц (примерно до 10 МэВ).
- прямые ядерные реакции, проходящие за *ядерное время*, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро. Главным образом такой механизм проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц.

4.1 Модель составного ядра

Первая попытка описать механизм ядерной реакции была предпринята в 1935 Р. Оппенгеймером и М.Филлипс для частного случая реакции срыва (d, p) при небольших энергиях. Примерно в это же время была предложена потенциальная модель (Г.Бете), в которой ядро описывается действительным потенциалом. Модель предсказывала очень малое сечение захвата нейтронов, большие ширины резонансов и большие расстояния между ними. Однако исследования реакции захвата медленных нейтронов обнаружили совсем иную картину. Оказалось, что в ядрах с $A \sim 100$ плотность состояний в 10^6 раз больше, чем с случае одночастичного движения (потенциальных резонансов). Ширины резонансов в сечениях также на много порядков меньше одночастичных ширин, а соответствующие времена жизни $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$ с гораздо больше времени пролета частицы через ядро, т.е. частица надолго (по ядерным масштабам) застревает в ядре.

Формируется долгоживущая система - составное ядро. Концепция составного ядра в 1936 сформулирована Н.Бором для объяснения резонансной структуры сечений захвата нейтронов и протонов низких энергий атомными ядрами. Возникновение узких резонансов можно понять, если предположить, что из-за сильного взаимодействия между нуклонами кинетическая энергия налетающей частицы быстро перераспределяется между всё большим количеством нуклонов. В результате образуется равновесная система, так называемое составное ядро. Первое количественное описание реакции, идущей через компаунд-ядро, получено Брейтом и Вигнером в рамках капельной модели ядра в 1936. Феноменологическая модель испарения предложена В.Вайскопфом в 1937. В 30-50-х годах на основе «первых принципов» развивалась формальная теория ядерных реакций.

По этой теории ядерная реакция идёт в два этапа. В начале исходные частицы образуют промежуточное (составное) ядро за *ядерное время*, т. е. время, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро, равное $10^{-23} - 10^{-21}$ с. При этом составное ядро образуется в возбуждённом состоянии, т. к. оно обладает избыточной энергией, приносимой частицей в ядро в виде энергии связи нуклона в составном ядре и части его кинетической энергии, которая равна сумме кинетической энергии ядра-мишени с массовым числом A и частицы в системе центра инерции.

Размеры ядра атома малы, и чтобы бомбардирующая частица прошла это расстояние, ей нужно немного времени t (t около 10^{-22} с), которое называют характерным ядерным временем. В действительности, частица взаимодействует с ядром в течение времени t_1 , которое во много раз превышает характерное ядерное время t , а время жизни составного возбужденного ядра составляет $10^{-16} - 10^{-13}$ с. За этот промежуток времени энергия, которую внесла в ядро частица, перераспределяется между нуклонами составного ядра, обладающего, в целом, избыточной энергией и находящегося в возбужденном состоянии. Затем ядро переходит в стабильное состояние, теряя избыток энергии в виде электромагнитного γ - кванта или выбрасывая часть ядерных частиц, обладающих некоторой энергией - энергией радиоактивного распада.

Рис. 14. Стадии ядерной реакции с участием составного ядра (СЯ).

Составное ядро (компаунд-ядро) - ядерная система, образующаяся в ходе ядерных реакций в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью. Составное ядро неустойчиво и через некоторое время распадается на конечные продукты реакции. Энергия, внесённая частицей, распределяется

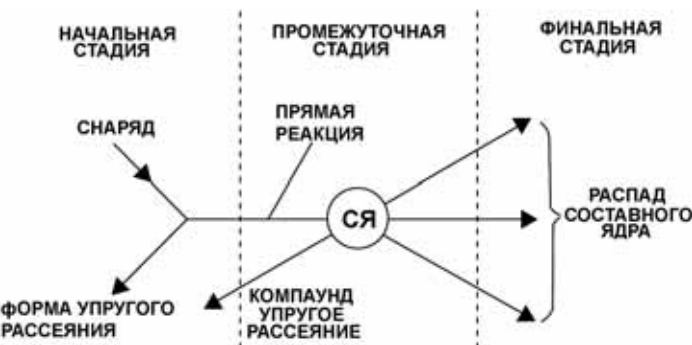
между всеми степенями свободы составного ядра подобно тому, как это происходит при нагреве тел. Вследствие статистической флуктуации одна или нескольких ядерных частиц могут приобрести энергию, превышающую её среднее значение и позволяющую им покинуть «нагретое» ядро. Этот процесс, аналогичный испарению жидкости, приводит к распаду составного ядра. Среднее время жизни составного ядра (10^{-22} - 10^{-21} с) во много раз больше времени пролёта быстрой частицы через область пространства, занимаемую ядром. Существование составного ядра проявляется в резонансной энергетической зависимости вероятности реакции - при определённых энергиях налетающей частицы наблюдаются резкие максимумы сечений реакции, соответствующие состояниям составного ядра.

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования. Составное ядро живет настолько долго, что практически полностью «забывает», каким способом оно образовалось. Поэтому сечение реакции $A(a,b)B$ через составное ядро σ_{ab} можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} W_b \quad (56)$$

где σ_{ac} - сечение образования составного ядра частицей a , W_b - вероятность распада составного ядра (с вылетом частицы b). Очевидно, $\sum_b W_b = 1$, т.к. суммирование проводится по всем возможным конечным

частицам. Если уровни составного ядра расположены так близко, что расстояния между ними меньше их ширины, то они перекрываются. В этом случае сечение реакции будет иметь монотонную нерезонансную зависимость от энергии налетающей частицы. Такие реакции называются *нерезонансными*. Для описания нерезонансных реакций используются статистические методы. Если ядерное состояние распадается с вылетом различных частиц, то полная ширина Γ является суммой *парциальных ширин*, соответствующих каждой из этих возможностей.



$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_b + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{вс\epsilon} \Gamma_i. \quad (57)$$

Учитывая то, что $W_b = \Gamma_b/\Gamma$, (57) можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ab} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (58)$$

При вычислении сечений предполагали, что любая частица, попав в ядро, должна поглотиться (модель «черного» ядра), т.е. одночастичное движение должно полностью затухнуть. Однако начали появляться экспериментальные данные, которые свидетельствовали, что одночастичное движение не затухает полностью.

Вероятность образования составного ядра нейтроном определяется произведением вероятностей трёх последовательных процессов: 1) вероятности попадания нейтрона в область действия ядерных сил. Эффективное сечение этого процесса σ_0 ; 2) вероятности P проникновения нейтрона внутрь ядра; 3) вероятности ξ захвата ядром нейтрона.

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса R описывается величиной

$$\sigma = \pi R^2. \quad (59)$$

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны λ , которая зависит от энергии нейтрона E

$$\lambda_n(\Phi M) = \frac{4,5}{\sqrt{E(M\text{эВ})}}. \quad (60)$$

Поэтому вместо классического сечения в квантовом случае сечение взаимодействия нейтрона с ядром радиуса R описывается соотношением

$$\sigma_0 = \sigma_{geom} = \pi(R + \lambda_n)^2 \quad (61)$$

В модели составного ядра считается, что частица, попав в ядро, с вероятностью ξ остаётся в нём. Сечение образования составного ядра нейтроном определяется соотношением

$$\sigma_{nC} = \sigma_0 P \xi \approx \pi(R + \lambda_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \xi \quad (62)$$

где $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$, $k_0 = \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$, V_0 – потенциал в центре ядра.

Сечение образования составного ядра нейтроном в области низких энергиях обратно пропорционально его скорости v_n .

При взаимодействии налетающей частицы с ядром-мишенью может образоваться составное ядро, обладающее рядом квазистационарных уровней энергии. Ширина уровня Γ связана со временем жизни t квазистационарного состояния соотношением: $\Gamma = \hbar/t$. Если энергия (в системе центра инерции) близка к энергии одного из уровней составного ядра, то вероятность образования составного ядра становится большой и сечения резко возрастают, образуя резонансные максимумы. При этом в случае изолированного резонанса (когда Γ во много раз меньше расстояния по энергии до других резонансов с теми же квантовыми числами) σ определяется формулой Брейта-Вигнера.

При небольших энергиях возбуждения ядра спектр возбужденных состояний имеет дискретный характер. Так как возбужденные состояния имеют конечное время жизни τ , в соответствии с принципом неопределенности, они точно не определены по энергии $\Delta E = \Gamma \simeq \hbar/\tau$. Уровни, обладающие конечной шириной, названы квазистационарными. При энергии налетающей частицы $E = E_r - B$, где E_r – энергия квазистационарного состояния, а B – энергия связи налетающей частицы в составном ядре сечение достигает максимума. Процесс образования составного ядра, протекающий через возбуждение составного уровня, имеет резонансный характер.

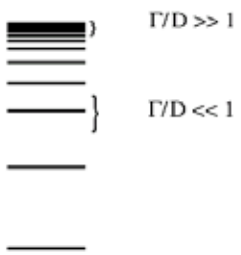


Рис. 15. Схема уровней составного ядра.

Рис. 15 демонстрирует схему уровней составного ядра. Видно увеличение числа уровней при увеличении энергии возбуждения составного ядра. Число уровней на 1 МэВ энергии возбуждения увеличивается пропорционально $E^{1/2}$. Особенности составного ядра определяются отношением ширины уровня составного ядра, Γ , к среднему интервалу между ядерными уровнями, D , в этом ядре. (Как следует из соотношения неопределённости Гайзенберга $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$, где τ - среднее время жизни уровня составного ядра.) Особенности являются: (а) $\Gamma/D \ll 1$ - случай изолированных, нигде не перекрывающихся уровней составного ядра (энергия возбуждения низка) и (б) $\Gamma/D \gg 1$ - случай многочисленных перекрываний уровней в составном ядре (энергия возбуждения велика) (**Рис. 15**).

Сначала рассмотрим случай $\Gamma/D \ll 1$. Здесь при некоторых значениях энергии возбуждения составного ядра, индивидуальные уровни составного ядра становятся возбужденными (здесь энергия возбуждения точно равна энергии данного уровня). Когда это случается, возникает резкое повышение (резонанс) сечения реакции.

Рассмотрим ядерную реакцию, идущую через составное ядро $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$. Как показали Брейт и Вигнер, для бесспиновых частиц и изолированного уровня, когда орбитальный момент налетающей частицы относительно ядра $l = 0$, сечение реакции имеет вид

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (63)$$

где λ - длина волны, $E^* = E + B_a$ (здесь E - энергия налетающей частицы, B_a - энергия связи частицы a в ядре C), E_r - энергия уровня составного ядра, Γ - полная ширина уровня, Γ_a и Γ_b - парциальные ширины уровня, отвечающие испусканию частиц a и b из составного ядра.

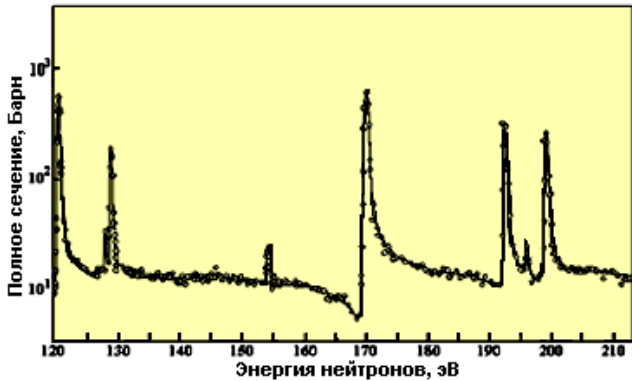


Рис. 16. Зависимость полного сечения реакции $n+^{232}\text{Th}$ от энергии нейтронов.

Γ/\hbar , Γ_a/\hbar и Γ_b/\hbar являются соответственно полной вероятностью распада в единицу времени составного ядра и распада с вылетом частиц a и b . Γ_a , Γ_b пропорциональны квадратам матричных элементов соответствующих переходов. $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots = \sum_i \Gamma_i$, суммирование ведется по всем возможным каналам распада i .

Если спины налетающей частицы, ядра мишени и составного ядра равны соответственно s , I и J , то в формулу (63) нужно ввести множитель $(2J+1)/(2I+1)(2s+1)$, появляющейся в результате суммирования по возможным конечным спиновым состояниям ядра и усреднения по возможным начальным спиновым состояниям ядра и налетающей частицы (по прежнему считаем, что орбитальный момент l налетающей частицы относительно ядра равен нулю). Если налетающей частицей является нейтрон, то множитель имеет вид $(2J+1)/2(2I+1)$.

Брейта - Вигнера формула (её иногда называют также дисперсионной формулой, ввиду сходства с выражением, описывающим дисперсию света) позволяет определить вероятность ядерной реакции в зависимости от энергии бомбардирующей частицы, вызывающей данную реакцию.

Замечание. Формула Брейта-Вигнера для изолированного уровня - сечение образования составного ядра при захвате нейтронов с $l=0$. Нейтроны с энергией меньше 10 кэВ, а именно в этом энергетическом диапазоне расположены резонансы, взаимодействуют с ядрами только с орбитальным моментом $l = 0$:

$$\sigma_a = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma \Gamma_n}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}; \quad g = \frac{2J+1}{2(I+1)} \quad (64)$$

где λ и E_n - де-бройлевская длина волны и кинетическая энергия налетающего нейтрона; E_0 - кинетическая энергия нейтрона, соответствующая образованию рассматриваемого уровня составного ядра; g - статистический фактор; I - спин ядра мишени; J - спин рассматриваемого уровня составного ядра; Γ и Γ_n - полная и нейтронная ширина уровня. Нейтронная ширина уровня $\Gamma_n \sim v_n^2 \sim \lambda_n^2$, т.е. $\lambda_n \Gamma_n = \lambda_{n0} \Gamma_{n0}$, где λ_{n0} и Γ_{n0} - длина волны нейтрона и нейтронная ширина уровня при $E_n = E_0$. Уровень называется изолированным (уединенным), если $\max\{\Gamma_1, \Gamma_2\} \ll (E_0 - E_{01})$. При уходе от энергии резонанса E_r на $\Delta E = \Gamma/2$ в любую сторону сечение уменьшается в два раза. Γ - ширина уровня на половине высоты.

Изолированные уровни составного ядра проявляются при захвате медленных нейтронов ядрами. Среднее расстояние между уровнями уменьшается с ростом массового числа A и энергии возбуждения ядра.

Так, при захвате медленных нейтронов легкими ядрами ($A < 30$) оно составляет несколько десятков кэВ, а для ядер с $A > 100$ уменьшается до $\sim 10 - 100$ эВ. Увеличение плотности уровней с ростом энергии возбуждения и массового числа A объясняется возрастанием числа различных способов распределения энергии между нуклонами. С увеличением энергии возбуждения растёт и ширина уровней. Всё это приводит к тому, что с увеличением энергии нейтронов уровни начинают перекрываться. Для тяжелых ядер это происходит уже для нейтронов с энергией примерно 1 кэВ. Для высоких энергий возбуждения (15-20 МэВ) плотность уровней столь велика, что сильно перекрываясь, они образуют непрерывный спектр. В этом случае процесс образования составного ядра имеет нерезонансный характер и может быть описан, например, в рамках модели испарения.

В области расположения резонансов существует два механизма упругого рассеяния нейтронов. Первый из них - резонансное рассеяние, т.е. рассеяние, при котором промежуточной стадией процесса является образование составного ядра в одном из своих квантовых состояний или вблизи него. Вторым - так называемое потенциальное рассеяние, которое происходит во всей энергетической области и обусловлено взаимодействием нейтронной волны с потенциалом на поверхности ядра. В этом случае нейтрон не попадает внутрь ядра мишени и составное ядро не образуется. Очевидно, длительность резонансного рассеяния во много раз превосходит длительность потенциального рассеяния. Аналогом потенциального рассеяния при больших энергиях нейтронов является упругое рассеяние на черной сфере. Сечение резонансного рассеяния нейтронов

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (65)$$

Сечение рассеяния, с учетом вклада потенциального рассеяния

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} + 4\pi R^2 + 4\pi R \hat{\lambda} \frac{\Gamma_n (E^* - E_r)}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (66)$$

Первый член в соотношении (66) описывает резонансное упругое рассеяние нейтронов с образованием составного ядра. Второй член в этом соотношении - сечение потенциального рассеяния. Третий - описывает интерференцию между резонансным и потенциальным рассеянием. При энергии меньшей резонансной должен наблюдаться провал (деструктивная интерференция). В области резонанса сечение резонансного рассеяния много больше сечения потенциального рассеяния. Полная ширина уровня Γ является суммой ширин резонансного рассеяния Γ_s и реакции $\Gamma_{\text{реак}}$. Последняя в свою очередь является суммой парциальных ширин, соответствующих возможным каналам реакции. Для медленных нейтронов единственной энергетически возможной реакцией обычно является испускание γ -квантов. Тогда $\Gamma_{\text{реак}} \approx \Gamma_{\text{рад}}$, где $\Gamma_{\text{рад}}$ - радиационная ширина. Поскольку $\Gamma_s = \Gamma_n$, то $\Gamma = \Gamma_{\text{рад}} + \Gamma_n$. Для достаточно малых энергий нейтронов радиационная ширина больше нейтронной ширины, т.е. захват нейтронов более вероятен, чем рассеяние.

Сечения образования составного ядра нейтронами при малых энергиях в области ниже первого резонанса $\sigma_{ac} = \pi \hat{\lambda}^2 P_0 = 4\pi / Kk = 2\pi \hbar^2 (E)^{1/2} (V_0)^{-1/2} \sim 1/v$, где $k = (2mE)^{1/2} / \hbar$ - волновое число частицы вне ядра, $K = (2m(E + V_0))^{1/2} / \hbar$ - волновое число частицы в ядре, m , E - масса и энергия частицы V_0 - глубина ядерного потенциала v - скорость нейтрона. Очевидно в области малых энергий ($k \ll K$) вдали от резонанса сечение образования составного ядра существенно меньше $\pi \hat{\lambda}^2$.

В области низких энергий расстояние между энергетическими уровнями ядра больше ширины Γ уровней, поэтому энергетический спектр ядра дискретен. В спектре наблюдаются выделенные значения энергии налетающих частиц, при которых они будут захватываться ядром с наибольшей вероятностью. В результате сечение реакции как функция энергии налетающей частицы будет иметь ряд максимумов, соответствующих захватам частицы на отдельные энергетические уровни. Эти максимумы проявляются наиболее отчетливо в реакциях под действием нейтронов. Проникновению в ядро медленных заряженных частиц препятствует кулоновский барьер.

Модели, использующие концепцию составного ядра претендовали на описание непрерывного спектра. Действительно, в спектрах вылетающих частиц при энергиях ускоряемых ионов, достижимых в обычных циклотронах, непосредственно за областью дискретных пиков начиналось характерное для процесса испарения непрерывное распределение. Однако по мере увеличения энергий ускоряемых ионов увеличивалась

область между пиками, связанными с возбуждением дискретных состояний конечных ядер и испарительным распределением, которую не могли адекватно описать существующие модели.

Процесс испускания частицы b подобен процессу испарения молекулы из кипящей жидкости, так как вероятность вылета молекулы из кипящей жидкости также определяется вероятностью концентрации на этой молекуле энергии, большей ее энергии связи в жидкости. Таким образом, форма энергетического спектра частиц b для реакций, идущих через составное ядро, будет описываться максвелловским распределением. Такие спектры частиц получили название испарительных спектров.

Составное ядро является долгоживущим по следующим причинам:

1) Из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

2) Кулоновское отталкивание между протонами из-за малой проницаемости кулоновского барьера на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

3) Вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

4) В реакциях с испусканием γ -квантов, на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании γ -кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

Концепция составного ядра применима главным образом для средних и тяжелых ядер и для энергий возбуждения вплоть до нескольких десятков МэВ. При больших энергиях длина свободного пробега нуклона в ядре становится больше радиуса ядра и вероятность захвата нуклона ядром уже не равна единице.

4.2 Оптическая модель

Одним из ярких свидетельств того, что ядро не совсем "чёрное", явилось поведение усредненных по энергии полных нейтронных сечений (сечение реакций + сечение рассеяния). В них наблюдались осцилляции, в то время как модель "черного ядра" предсказывала плавное падение сечения с ростом энергии $\sim 2\pi(R+\lambda)^2$. Осцилляции свидетельствуют о том, что существует достаточно интенсивная прошедшая волна, которая интерферирует с падающей волной.

По аналогии с прохождением света через частично прозрачную среду, в которой падающая волна испытывает как поглощение, так и рассеяние, плоская волна падающих частиц испытывает все те взаимодействия, которые испытывает плоская электромагнитная волна, проходящая через полупрозрачную среду. Такие взаимодействия рассматриваются в оптике. Частица, проходящая через ядро, испытывает "преломление", "отражение" и "поглощение". Прошедшая часть волны приобретает фазовый сдвиг δ , определяемый расстоянием r , которое волна прошла в ядре ($r < 2R$), и показателем преломления ядра $n = k/K$ (k, K - волновые числа плоской волны вне и внутри ядра) интерферирует с падающей волной. В зависимости от величины δ интерференция приводит либо к увеличению величины сечения взаимодействия нейтронов с ядром, либо к уменьшению по сравнению с величиной сечения, предсказываемой в модели чёрного шара.

Для описания усредненного поведения сечений Фешбах, Портер и Вайскопф в 1954 предложили оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. В оптической модели предполагается, что ядро может быть описано комплексной потенциальной ямой

$$U(r) = V(r) + iW(r), \quad (67)$$

где мнимая часть $W(r)$ описывает поглощение частиц падающего пучка.

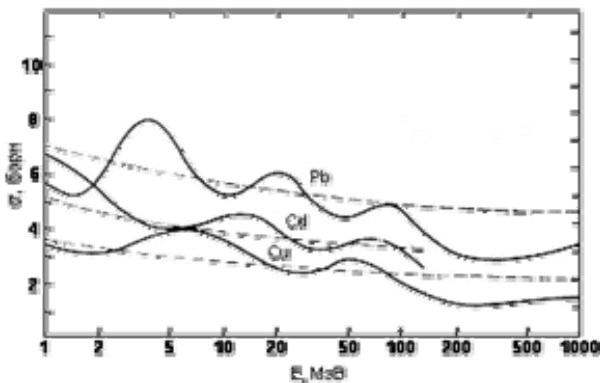


Рис. 17. Зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с различными ядрами от энергии нейтронов. Сплошные линии - эксперимент, штриховые линии - предсказания модели ядра, как "чёрного тела".

Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро. Первая модель для описания прямых механизмов в реакциях (d,p) была предложена в 1950 году Батлером. В середине 50-х годов для описания прямых механизмов был развит метод искаженных волн (МИВ) - обобщение оптической модели на неупругие каналы. В МИВ используется то, что в прямых реакциях налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра.

4.3 Модель прямых механизмов

Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро. Малая величина мнимой части оптического потенциала, полученного из эксперимента (несколько МэВ) указывает на довольно большую длину свободного пробега нуклона в ядре. Существует заметная вероятность того, что налетающий нуклон испытает одно взаимодействие с нуклоном ядра-мишени, после чего один из этих нуклонов покинет ядро.

Таким образом, наряду с механизмом ядерной реакции, идущей через составное ядро, когда в процесс взаимодействия вовлекается все ядро, возможен и другой механизм, когда налетающая частица взаимодействует лишь с небольшим числом нуклонов ядра. Это так называемые прямые ядерные реакции. Время их протекания существенно меньше времени протекания реакций, идущих через составное ядро и сравнимо с характерным ядерным временем (временем пролета нуклона через ядро). Для нуклонов с энергиями ~ 10 МэВ это время порядка 10^{-22} с.

Механизм прямого взаимодействия проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц, когда нуклоны ядра можно рассматривать как свободные. От механизма составного ядра прямые реакции отличаются распределением векторов импульсов частиц-продуктов относительно импульса бомбардирующих частиц. В отличие от сферической симметрии механизма составного ядра для прямого взаимодействия характерно преимущественное направление полёта продуктов реакции вперёд относительно направления движения налетающих частиц. Распределения по энергиям частиц-продуктов в этих случаях также различны. Для прямого взаимодействия характерен избыток частиц с высокой энергией. При столкновениях с другими ядрами возможны процессы передачи нуклонов от ядра к ядру или обмен нуклонами. Такие реакции происходят без образования составного ядра и им присущи все особенности прямого взаимодействия.

Прямые ядерные реакции вносят особенно большой вклад в сечение ядерных процессов при больших энергиях, однако заметную роль могут играть и при низких энергиях. Прямые процессы существенны в реакциях неупругого рассеяния (n,n') , (p,p') , перезарядки (n,p) при бомбардировке ядер нуклонами с энергией большей нескольких мегаэлектронвольт. Другим важным классом прямых процессов являются реакции срыва (d,p) , (d,n) , $(^3\text{He},p)$, и реакции подхвата (p,d) , (n,d) .

В прямых реакциях можно ожидать заметную асимметрию в угловых распределениях, например, вылета частиц преимущественно в переднюю полусферу, т. к. импульс вперед налетающей частицы больше среднего импульса назад, приходящегося на участвующие во взаимодействии частицы ядра-мишени. То обстоятельство, что частицы взаимодействуют не свободно, а в поле тяжелого кора ядра, которому передают часть своего импульса, может усложнить эту картину и привести к появлению максимумов под задними углами. Наличие асимметрии вперед-назад в угловых распределениях является четким свидетельством о том, что реакция идет через прямой механизм. Прямые процессы преобладают в тех случаях, когда ядру передается относительно небольшая энергия налетающей частицы. Прямые процессы при не слишком высокой энергии идут преимущественно на поверхности ядра. Поверхностный характер прямых реакций ведет к появлению дифракционной картины в угловых распределениях вылетающих частиц.

Прямые реакции протекают за времена, сравнимые с характерным ядерным временем $\tau_j \approx 10^{-22}$. В прямой реакции налетающая частица непосредственно передает энергию какой-либо простой степени свободы ядра - однонуклонной, двухнуклонной, -частичной, коллективной и т. д. Налетающая частица может совершить одно столкновение с нуклоном ядра и иметь после этого достаточную энергию, для того чтобы покинуть ядра. Это отвечает прямой реакции неупругого рассеяния. Налетающая частица может в одном акте соударения передать достаточно энергии для вылета из ядра нуклона, с которым она столкнулась или фрагменту ядра из малого числа нуклонов. В этом случае вылетающие ядра-осколки называются фрагментами,

а сам процесс - фрагментацией. Налетающая частица может в результате кулоновского взаимодействия заставить ядро вращаться. Это пример прямой реакции возбуждения вращательной степени свободы ядра. Прямые процессы идут на всех ядрах при любых налетающих частицах. Прямыми, как правило, являются также процессы столкновений, при которых из ядер вылетают элементарные частицы - пионы, каоны, гипероны и др.

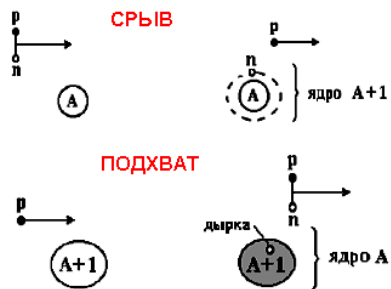


Рис. 18. Реакции срыва и подхвата.

Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата (d, p) , (d, n) , (p, d) , $({}^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) и т. д. Эти реакции называют реакциями однонуклонной передачи, т. к. в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном. Реакции срыва (d, p) и обратной ей реакции подхвата (p, d) идут на поверхности ядра. В реакции срыва один из нуклонов дейтрона (в данном случае

это нейтрон) захватывается ядром, а другой (протон) движется в направлении своего первоначального импульса, практически не взаимодействуя с ядром. В реакции подхвата протон взаимодействуя с ядром $(A+1)$ подхватывает из ядра нейтрон. В результате образуется дейтрон и ядро A .

Реакцию срыва удобно использовать для изучения тех состояний конечного ядра $(A+1)$, которые связаны с возбуждением одночастичных состояний. Рассмотрим реакцию (d, p) . (Аналогичные рассуждения будут справедливы и для других реакций срыва одного нуклона (d, n) , $({}^3\text{He}, d)$ и т.п.). При срыве захваченный ядром нейтрон занимает один из свободных энергетических уровней, причем с большой вероятностью остальная часть ядра не возбуждается. Другой нуклон (протон) распавшегося дейтрона несет информацию об этом уровне - его энергии, чётности, моменте количества движения. Так, зная кинетическую энергию дейтрона E_d до соударения и измеряя кинетическую энергию E_p протона после реакции, можно определить энергию E_{A+1}^* одночастичного нейтронного состояния конечного ядра.

Реакция подхвата обратна реакции срыва и протекает аналогично ей. Реакция подхвата также удобна для изучения состояний, занимаемых отдельными нуклонами в ядре. В реакции подхвата (p, d) подхваченный налетающим протоном нуклон оставляет вакансию (дырку) на том уровне, который он занимал, а образующийся дейтрон несет информацию об уровне ядра, с которого захвачен нейтрон. Остальные нуклоны ядра с большой вероятностью остаются в прежних состояниях. Такие возбуждения ядра носят названия дырочных.

Информация об одночастичных ядерных состояниях в реакциях однонуклонной передачи содержится в угловых распределениях вылетающих частиц. Свойственное прямым реакциям однократное взаимодействие начальных и конечных частиц с ядром-мишенью и конечным ядром приводит к сильной зависимости угловых распределений продуктов реакции от квантовых чисел уровня, на который «срывается», либо с которого «подхватывается» нуклон. По угловому распределению продуктов реакции можно определить эти квантовые числа. Взаимодействие содержит информацию о степени заполнения уровня другими нуклонами. Например, нейтрон в реакции ${}^8_{16}\text{O}(d, p){}^8_{17}\text{O}$ не может сесть на уровень ${}^1p_{1/2}$, поскольку все 4 состояния уже заняты другими нейтронами. В общем случае сечение реакции срыва прямо пропорционально числу дырок, а сечение реакции подхвата - числу нуклонов в оболочке nlj .

К прямым ядерным реакциям относятся реакции квазиупругого выбивания $(p, 2p)$, (p, pn) , $(e, e'p)$, $(e, e'n)$ при больших энергиях налетающих частиц (десятки-сотни МэВ). В таких реакциях одному из нуклонов ядра сообщается большая кинетическая энергия, и он покидает ядро, практически не обмениваясь ею с другими нуклонами. Регистрируя конечные продукты реакции, например 2 протона или электрон и протон, можно получить информацию о том энергетическом уровне, который занимал вылетевший из ядра нуклон. В реакциях квазиупругого выбивания нуклон может быть выбит не только из внешних, но и из внутренних оболочек ядра.