

Из сказанного следует, что у ядер с четным числом протонов и нейтронов спин и магнитный момент равны нулю. Спины всех ядер с нечетным числом протонов или нейтронов (т. е. при A нечетном) имеют полуцелые значения, от $1/2$ до $9/2$. Спины ядер при четном A целочисленны.

§ 116. Энергия отделения частиц и анализ возможного хода ядерной реакции

Ядро тем более «прочное», чем больше средняя энергия связи нуклонов в ядре. В разных ядрах средние энергии связи нуклона мало различаются (рис. 413 на стр. 574), поэтому «прочность» разных ядер более или менее одинакова. Вместе с тем в ядерных реакциях различные ядра ведут себя совершенно неодинаково: некоторые ядра легко подвергаются превращениям, другие, напротив, оказываются весьма устойчивыми; в одних случаях из возбужденного ядра выбрасываются нейтроны, в других — протоны, или дейтоны, или альфа-частицы.

Чем это объясняется? Если не средняя энергия связи нуклонов в ядре, то какая же именно величина определяет поведение ядра в реакции?

Очевидно, что в ядерных реакциях в первую очередь отщепляются нуклоны, находящиеся на верхних энергетических уровнях; их называют *последними нуклонами*. Чтобы осуществить отщепление от ядра частицы a (нуклона, дейтона или альфа-частицы), нужно затратить энергию w_a , которую называют *энергией отделения* или (для нуклонов) *энергией связи последнего нуклона*. Она вычисляется как разность энергий ядра после отделения частицы a (в сумме с собственной энергией этой частицы) и до отделения частицы, причем ядра сопоставляются в их основных состояниях:

$$w_a = (M_A + m_a - M_{A+a}) \cdot 931,15 \text{ Мэв} = W_{A+a} - W_A - W_a. \quad (40)$$

Здесь W_a — энергия внутренней связи отделяемой частицы (для нуклонов $W_a = 0$, для дейтонов и альфа-частиц $W_a = 2,18 \text{ Мэв}$ и $W_\alpha = 28,2 \text{ Мэв}$).

Об энергии отделения w_a уже было упомянуто в § 110 (на стр. 550), но величина эта столь важна для анализа энергетически возможного хода ядерных реакций, что необходимо рассмотреть ее подробнее.

Энергия отделения нуклонов (энергия связи последнего нейтрона w_n и последнего протона w_p) для одних ядер оказывается значительно меньше средней энергии связи, а для других, напротив, больше средней энергии связи.

Что связь последнего нуклона часто оказывается меньше средней, это понятно: чем выше энергетический уровень, на ко-

тором находится нуклон, тем меньшую энергию нужно ему сообщить, чтобы его положительная кинетическая энергия сравнялась по абсолютной величине с отрицательной потенциальной энергией и чтобы вследствие этого нуклон мог оторваться от ядра.

И с т и н н а я энергия связи нуклона с ядром полностью определяется высотой занятого им уровня энергии. Если бы можно было осуществить удаление нуклона из ядра, не изменяя энергетического состояния других нуклонов ядра (подобно отрыву периферического электрона при ионизации атома), то энергия отделения нуклона была бы равна истинной энергии связи этого нуклона с ядром (т. е. взятой с обратным знаком сумме его потенциальной и кинетической энергий). Но энергия отделения — это мера эффективной связи, и обычно она больше истинной связи¹⁾.

Отщепление нуклона от ядра происходит совсем не так, как отщепление атомного электрона. Уровни энергии электронов в атоме отстоят друг от друга на величину, превышающую работу отрыва периферического электрона. Поэтому отщепление слабо связанного периферического электрона не оказывает влияния на состояние движения остающихся электронов и затрата работы на ионизацию атома равна истинной энергии связи отщепляемого электрона.

В противоположность этому энергия связи любого нуклона в ядре столь велика, что она в десятки раз превышает «энергетическое расстояние» между уровнями энергии нуклонов ядра. Поэтому дополнительная энергия, сообщенная одному нуклону, распределяется между остальными нуклонами раньше, чем этот нуклон успеет покинуть ядро. Кроме того, и в основном состоянии ядра энергия внутриядерного движения сильно зависит, как это было пояснено в предыдущем параграфе, от состава ядра. Поэтому реальная затрата энергии на удаление нуклона из ядра больше, чем работа, потребная для преодоления связи отщепляемого нуклона с ядром, на величину энергии, которая расходуется вследствие перераспределения остающихся нуклонов по новым энергетическим состояниям. (У некоторых легких ядер энергия отделения в 1,5—2 и даже 3 раза превышает истинную и среднюю энергию связи нуклона в ядре.)

1) Чтобы оторвать ветку от дерева, иногда достаточно преодолеть «энергию связи ветки с деревом», но если, потянув за ветку, приходится с усилием сгибать всю крону дерева, которое после отрыва ветки приходит в колебания, то затрата работы окажется больше «истинной энергии связи ветки с деревом» на величину энергии возбужденных колебаний дерева. Аналогично, извлекая гвоздь из доски, которую почему-либо нельзя закрепить и которая сильно гнется и пружинит, мы вынуждены поневоле затрачивать работу, значительно (иногда в несколько раз) превышающую «истинную энергию связи гвоздя с доской».

Может оказаться, что размещение нуклонов по энергетическим уровням в ядре, которое утратило один нуклон, будет более выгодным, чем существовавшее ранее. В этом случае процесс перераспределения нуклонов по новым уровням содействует отщеплению нуклона и энергия отделения нуклона оказывается меньше истинной связи этого нуклона с ядром, а для неустойчивых ядер может даже оказаться отрицательной.

Следует иметь в виду, что минимальная («пороговая») энергия, необходимая для фактического удаления заряженной частицы из ядра, больше энергии отделения этой частицы. Действительно, ведь энергия отделения указывает затрату энергии на отщепление при условии, чтобы вне ядра отщепленная частица находилась в покое. Но когда положительно заряженная частица, имеющая заряд ze , удалена из ядра, заряд которого был Ze и стал $(Z - z)e$, то она вследствие кулоновского отталкивания со стороны ядра («скатываясь с кулоновского барьера») приобретает кинетическую энергию, равную потенциальной энергии отталкивания между частицей и ядром, которую можно приближенно считать равной высоте кулоновского барьера для этой частицы $B_{кул}$.

Высота кулоновского барьера для протонов и дейтронов

$A =$	9	12	20	30	40	66	112	174	200	238
$Z =$	4	6	10	14	20	30	50	70	80	92
Ядро	Be	C	Ne	Si	Ca	Zn	Sn	Yb	Hg	U
$B_{кул}$ в Мэв для протонов и дейтронов	1,4	2,0	3,2	4,0	5,3	6,9	9,8	11,9	13,0	14,1

Стало быть, пороговая затрата энергии на удаление заряженной частицы из ядра (с перевалом через кулоновский барьер) равна

$$\omega_z^* = \omega_z + B_{кул}. \quad (41)$$

При вычислении высоты кулоновского барьера обычно применяют эмпирическую формулу для радиусов ядер:

$$R_{яд} = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}.$$

Тогда

$$B_{кул} = \frac{z(Z-z)e^2}{R_{яд}} \approx 0,96 \frac{z(Z-z)}{A^{\frac{1}{3}}} \text{ Мэв}, \quad (42)$$

где для протонов и дейтронов $z=1$, а для альфа-частиц $z=2$.

Таблицы величин ω_n , ω_p^* , ω_d^* и ω_α^* для всевозможных стабильных и нестабильных ядер служат основным средством анализа энергетически возможного хода ядерных реакций. Эти таблицы составляют по значениям атомных масс, по полным энергиям связи и по экспериментальным данным изученных ядерных превращений.

В качестве примера проанализируем возможные виды распада возбужденного ядра ${}_{16}^*S^{32}$. Для этого согласно (40) сопоставим полные энергии связи, выраженные в мегаэлектронвольтах, следующих ядер в их основных состояниях:

$$\begin{array}{ll} {}_{16}S^{32} 271,7, & {}_{15}P^{31} 261,0, \\ {}_{16}S^{31} 256,7, & {}_{15}P^{30} 249,9, \\ {}_{14}Si^{28} 234,7. \end{array}$$

Получаем:

$$\begin{array}{ll} \omega_n = 15,0, & \omega_d^* = 21,8 - 2,2 + 4,5 = 24,1, \\ \omega_p^* = 10,7 + 4,5 = 15,2, & \omega_\alpha^* = 37,0 - 28,2 + 9,0 = 17,8. \end{array}$$

Следовательно, если энергия возбуждения ядра ${}_{16}S^{32}$ меньше 15 Мэв , то ядро будет отдавать ее, испуская γ -фотон. При облучении ${}_{16}S^{32}$ γ -фотонами с $h\nu > 15 \text{ Мэв}$ будет наблюдаться фоторасщепление ядра с выбросом нейтронов и протонов. Таким образом, значение энергии 15 Мэв является порогом фотоядерной реакции для изотопа серы S^{32} . При энергиях возбуждения ядра ${}_{16}S^{32}$ порядка $18-24 \text{ Мэв}$ может происходить выброс альфа-частицы, а при возбуждениях, превышающих 24 Мэв , более вероятен выброс дейтона. Если ядру ${}_{16}S^{32}$ была сообщена избыточная энергия 50 Мэв , то наиболее вероятным является сначала выброс дейтона, сразу понижающий энергию возбуждения примерно в 2 раза, а вслед за этим выброс еще одной частицы (чтобы установить, какой именно, нужно аналогичным образом проанализировать получающееся ядро ${}_{15}P^{30}$; для этого ядра $\omega_p^* < \omega_n$, и, следовательно, за дейтоном будет выброшен протон, а не нейтрон); оставшаяся избыточная энергия будет отдана γ -излучением.

В качестве второго примера проанализируем, какие реакции могут быть вызваны при поглощении медленного нейтрона ядром N^{14} . Энергия отделения нейтрона для ядра N^{15} равна $10,8 \text{ Мэв}$. Это означает, что когда медленный нейтрон захватывается ядром N^{14} , то составное ядро ${}^*N^{15}$ получается не в основном, а в возбужденном состоянии и с энергией возбуждения $10,8 \text{ Мэв}$. Если эта энергия возбуждения будет отдана γ -излучением, то для удаления нейтрона из ядра N^{15} , перешедшего в основное состояние, необходимо сообщить ему энергию $10,8 \text{ Мэв}$. Но очевидно, что кроме γ -излучения составное ядро может испускать обратно поглощенный нейтрон. Возможен также выброс протона, так как энергия отделения протона от ядра N^{15} равна $\omega_p = 10,2 \text{ Мэв}$. Следовательно, при энергии возбуждения $10,8 \text{ Мэв}$ имеется некоторая вероятность просачивания протона через кулоновский барьер, высота которого в этом случае $Z=7$, согласно формуле (42), равна $V_{кул} = 2,3 \text{ Мэв}$. И действительно, поглощение тепловых нейтронов азотом N^{14} приводит как к γ -излучению с $h\nu_{\max} = 10,8 \text{ Мэв}$, так и к выбросу протонов (последнее является результатом туннельного эффекта).

Для выброса протона из ядра N^{15} («с перевалом» через кулоновский барьер) нужна энергия $\omega_p^* = \omega_p + V_{кул} = 10,2 + 2,3 = 12,5 \text{ Мэв}$. Поэтому выброс протонов резко возрастает при энергии поглощаемого нейтрона, равной (в системе центра масс) $12,5-10,8 = 1,7 \text{ Мэв}$ [или в лабораторной системе, согласно формуле (6)

§ 110, при энергии $\frac{15}{14} \cdot 1,7 = 1,8 \text{ Мэв}$].

Многие составные ядра совершенно неустойчивы и поэтому не могут быть получены в их основных состояниях. Для таких ядер энергии отделения определяют по энергетическому балансу реакций, в которых они участвуют, а если необходимых экспериментальных данных нет, то ориентировочные значения w_n и w_p вычисляют, руководствуясь формулой (34).

Если сопоставлять ядра, пользуясь формулой (34), то становятся понятными следующие правила:

1) Превышение числа нейтронов в ядре над числом протонов приводит к уменьшению энергии отделения нейтронов и к увеличению энергии отделения протонов (в тяжелых ядрах каждый избыточный нейтрон сказывается в уменьшении w_n приблизительно на $0,2 \text{ Мэв}$).

2) Степень заполнения высших энергетических уровней нуклонов в ядре вносит в энергию отделения вклад Δ :

$$\Delta \approx \begin{cases} +\frac{33,5}{A^{3/4}} \text{ Мэв}, & \text{когда числа } A \text{ и } Z \text{ оба четные или} \\ & \text{же оба нечетные,} \\ -\frac{33,5}{A^{3/4}} \text{ Мэв}, & \text{когда одно из чисел } (A \text{ или } Z) \text{ чет-} \\ & \text{ное, другое нечетное.} \end{cases}$$

§ 117. Выход продуктов ядерной реакции. Эффективные сечения. Резонансные явления

Состав продуктов реакции определяется уравнением реакции, а количество получающихся продуктов реакции (их «выход») зависит: в случае обычных химических процессов — от концентрации и температуры реагирующих веществ, а в ядерных процессах — от числа и энергии налетающих частиц. Чем больше число налетающих частиц, тем большее количество ядер испытывает превращение. Зависимость выхода продуктов реакции от энергии налетающих частиц часто является сложной (для некоторых случаев она проанализирована ниже).

Для характеристики выхода ядерной реакции применяют два способа, которые на первый взгляд кажутся весьма различными, но в действительности связаны друг с другом. Когда облучаемое вещество взято в виде более или менее массивного куска, в котором задерживаются (рассеиваются) практически все налетающие частицы, то для характеристики выхода продуктов реакции указывают процент тех налетающих частиц, которые проникают в ядра и вызывают реакцию.

Например, при облучении куска лития Li^7 медленными дейтонами в среднем только один из 10^8 дейтонов попадает в ядро лития и вызывает его превращение. При облучении куска алюминия Al^{27} альфа-частицами с энергией около 8 Мэв толь-