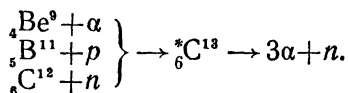


При больших энергиях дейтронов, порядка 40 *Мэв* и больше, преобладающее значение приобретают процессы глубоких превращений промежуточного ядра и в качестве продукта реакции наблюдается значительный выход ядер азота.

Заметим, что часто одно и то же промежуточное ядро образуется из разных исходных ядер. Например:



В помещенной выше таблице указаны ядерные реакции, отличающиеся (при энергии налетающей частицы 0—50 *Мэв*) наиболее значительным выходом продуктов реакции. В каждой строке указаны конкурирующие процессы в порядке, который приблизительно соответствует их уменьшающейся вероятности. (В таблице не приведены реакции деления, так как они наблюдаются только у небольшого числа наиболее тяжелых ядер.)

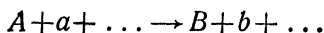
## § 110. Энергетический эффект, энергия возбуждения и порог ядерных реакций

Уравнения ядерных реакций составляют по тому же принципу, как и уравнения обычных химических реакций. Но в отличие от термохимических уравнений (т. I, § 80, 1959 г.; в пред. изд. § 132), которые принято писать для молей реагирующих веществ, т. е. для авогадрова числа молекул, уравнения ядерных реакций записывают для отдельных ядер (символы молекул в термохимических уравнениях означают величины внутренней энергии молей веществ; символы ядер в уравнениях ядерных реакций означают внутренние энергии отдельных ядер).

Под *энергетическим эффектом*  $Q$  ядерной реакции понимают убыль внутренней энергии ядер и частиц, причем исходные и образовавшиеся ядра и частицы сопоставляют в их основных состояниях:

энергетический эффект реакции ( $Q$ )	=	энергия исходных ядер и частиц в покое и в их основных состояниях	—	энергия образовавшихся ядер и выброшенных частиц в покое и в их основных состояниях.
---------------------------------------	---	---	---	--

Пользуясь законом пропорциональности массы и энергии (§ 86)  $E = m_{\text{ат.ед.м.}} \cdot 931,15 \text{ Мэв}$ , внутреннюю энергию ядер и частиц выражают через их массу покоя. Так, для реакции



энергетический эффект равен

$$Q = [(M_A + m_a + \dots) - (M_B + m_b + \dots)] \cdot 931 \text{ Мэв}. \quad (1)$$

Вместе с тем, если обозначить сумму кинетических энергий исходного ядра и частиц, выраженную в мегаэлектронвольтах, через  $E_{A, a}$  и образовавшихся — через  $E_{B, b}$ , то по закону сохранения энергии

$$(M_A + m_a) \cdot 931 \text{ Мэв} + E_{A, a} = (M_B + m_b) \cdot 931 \text{ Мэв} + E_{B, b} + \sum h\nu,$$

где  $\sum h\nu$  — энергия в мегаэлектронвольтах, излучаемая при реакции.

Стало быть, согласно (1):

$$Q = E_{B, b} - E_{A, a} + \sum h\nu. \quad (2)$$

Прирост кинетической энергии частиц при ядерной реакции в сумме с энергией фотонов, излученных при этой реакции, часто называют *освобожденной энергией*. Уравнение (2) показывает, что энергетический эффект реакции как раз и представляет собой «освобождаемую энергию».

Допустим, что исходное ядро находилось в покое и не подвергалось никакому воздействию ( $E_{A, a} = 0$ ). Ясно, что если происходит распад этого ядра, то энергия движения образовавшихся частиц  $E_{B, b}$  и излученная энергия [т. е. правая часть уравнения (2)] не могут быть величинами отрицательными. Стало быть, *самопроизвольный распад невозбужденного ядра может произойти только в том случае, если энергетический эффект этого процесса положителен*. Понятно, что это не ограничивает возможности других *вынужденных* ядерных превращений, так как каждому ядру всегда может быть сообщена достаточно большая энергия возбуждения, чтобы ядро распалось на составляющие его нуклоны.

Но *невозбужденное ядро может испытывать только такое превращение, которое ведет к уменьшению его внутренней энергии и к освобождению энергии*. Поскольку внутренние энергии ядер пропорциональны массам покоя, то очевидно, что *распад невозбужденного ядра может происходить только в том случае, когда масса покоя образующегося ядра и выброшенных частиц меньше массы исходного ядра*.

Рассмотрим, например, возможен ли спонтанный распад  $\alpha$ -частицы на два дейтона. Масса атома  ${}^4_2\text{He}^4$  равна 4,0039, а масса двух атомов тяжелого водорода 4,0295. Следовательно, распад  $\text{He}^4$  на два  $\text{H}^2$  энергетически невозможен, так как он привел бы к возрастанию массы покоя. Для того чтобы этот процесс произошел, нужно сообщить  $\alpha$ -частице энергию возбуждения не меньшую, чем  $931 \cdot 15 \cdot (4,0295 - 4,0039) = 23,5 \text{ Мэв}$ .

Проверим, устойчиво ли ядро изотопа бериллия  ${}^8_4\text{Be}^8$  в отношении распада на две  $\alpha$ -частицы:  ${}^8_4\text{Be}^8 \rightarrow 2 {}^4_2\text{He}^4$ . Масса атома  $\text{Be}^8$  равна 8,0079, а масса двух атомов гелия 8,0078. Следовательно, указанное превращение возможно (такой распад действительно происходит), но освобождающаяся энергия невелика: 0,1 Мэв.

Обычно в лабораторной системе координат ядро-мишень  $A$  можно считать неподвижным, тогда  $E_{A,a} = E_a$ , где  $E_a$  — энергия налетающей частицы. В этом случае из уравнения (2) следует:

$$\begin{array}{l} \text{энергия движения образовавшегося ядра и выброшенных частиц в ла-} \\ \text{бораторной системе координат} \end{array} + \begin{array}{l} \text{излученная} \\ \text{энергия} \end{array} = Q + E_a. \quad (3)$$

Но при расчетах обычно целесообразнее пользоваться системой координат, связанной с центром масс взаимодействующих частиц. Если ядерная реакция происходит с образованием промежуточного (составного) ядра, то в лабораторной системе координат составное ядро сохраняет движение (со скоростью  $u$ ) центра масс исходного ядра и налетающей частицы (скорость которой обозначим через  $v$ ); в системе же координат, связанной с центром масс, составное ядро неподвижно. По закону сохранения количества движения

$$m_a v = (M_A + m_a) u.$$

Стало быть, в лабораторной системе координат составное ядро имеет кинетическую энергию

$$E_{M+m} = \frac{(M_A + m_a) u^2}{2} = \frac{m_a}{M_A + m_a} \frac{m_a v^2}{2} = \frac{m_a}{M_A + m_a} E_a.$$

Если мы вычтем эту величину из обеих частей энергетического баланса (3), то в левой части получим энергию движения образовавшихся частиц относительно составного ядра, т. е. в системе координат центра масс взаимодействующих частиц, плюс излученная энергия, а в правой:  $Q + E_a - E_{M+m}$ . Очевидно, что фигурирующая здесь разность кинетической энергии налетающей частицы  $E_a$  и энергии движения  $E_{M+m}$ , сообщенного этой частицей составному ядру (и то и другое в лабораторной системе координат), представляет собой ту часть кинетической энергии налетающей частицы, которая при ее поглощении исходным ядром переходит в энергию внутриядерного движения нуклонов. Иначе говоря, это энергия движения исходных частиц в системе их центра масс. Поскольку, как было показано,

$$\begin{aligned} E_{M+m} &= \frac{m_a}{M_A + m_a} E_a, \text{ то} \\ E_a - E_{M+m} &= \frac{M_A}{M_A + m_a} E_a. \end{aligned} \quad (4)$$

Итак:

$$\begin{array}{l} \text{энергия движения образова-} \\ \text{вшегося ядра и выброшенных} \\ \text{частиц в системе координат} \\ \text{их центра масс} \end{array} + \begin{array}{l} \text{излученная} \\ \text{энергия} \end{array} = Q + \begin{array}{l} \text{энергия движения исход-} \\ \text{ного ядра и налетающей} \\ \text{частицы в системе их} \\ \text{центра масс, равная} \\ \frac{M_A}{M_A + m_a} E_a. \end{array} \quad (5)$$

Здесь  $E_a$  — кинетическая энергия движения частицы относительно исходного ядра.

Для реакций, проходящих с образованием промежуточного ядра,



по закону сохранения энергии наряду с уравнением (2) имеем:

$$(M_A + m_a) \cdot 931 \text{ Мэв} + E_{A, a} = M_{*C} \cdot 931 \text{ Мэв} + E_{M+m}.$$

Пусть точное значение массы составного ядра в его основном состоянии есть  $M_C$ ; тогда энергия возбуждения составного ядра

$$E_{\text{возб}} = (M_{*C} - M_C) \cdot 931 \text{ Мэв}.$$

Подставляя сюда  $M_{*C}$  из предыдущего уравнения, получаем (при  $E_{A, a} = E_a$ , т. е. когда исходное ядро было неподвижно в лабораторной системе координат):

$$E_{\text{возб}} = (M_A + m_a - M_C) \cdot 931 \text{ Мэв} + (E_a - E_{M+m}). \quad (6)$$

Что представляет собой первый член этой формулы? Он определяет, насколько сумма энергий ядра  $A$  (отличающегося от  $C$  только тем, что в нем нет частицы  $a$ ) и частицы  $a$  превышает энергию ядра  $C$ , взятого в основном состоянии. Следовательно, это есть энергия, которую необходимо затратить, чтобы отделить частицу  $a$  от ядра  $C$ . Эта энергия отделяет частицу  $a$  от ядра, или энергия связи частицы  $a$  в невозбужденном ядре  $C$ , вместе с тем определяет «сродство» ядра  $A$  к частице  $a$ <sup>1)</sup>:

$$\omega_a = (M_A + m_a - M_C) \cdot 931 \text{ Мэв},$$

Из уравнения (6) следует, что энергия возбуждения превышает энергию связи частицы  $a$  в невозбужденном ядре  $C$  на величину, равную кинетической энергии сталкивающихся частиц в системе координат, связанной с их центром масс. Согласно (4) и (6)

$$E_{\text{возб}} = \omega_a + \frac{M_A}{M_A + m_a} E_a, \quad (6')$$

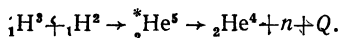
где  $E_a$  — кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

Следует отметить (и при расчетах это важно иметь в виду), что в приведенных формулах вместо массы ядер можно поставить массы атомов, отличающиеся от массы ядер на массу связанных с ними электронов. Поскольку число электронов в реакции не изменяется, а связь с ядром тех электронов, которые могут оказаться отщепленными, ничтожно мала в сравнении со связью ядерных частиц, то

<sup>1)</sup> Подробнее эта величина  $\omega_a$  рассмотрена в § 116.

суммарная масса электронов при вычислении  $Q$  или  $E_{\text{возб}}$  автоматически сокращается.

Для примера приведем расчет энергетического эффекта и энергии возбуждения для реакции слияния ядер тяжелого и сверхтяжелого водорода в ядро гелия (т. е. слияния дейтона и тритона в  $\alpha$ -частицу):



Масса $\text{H}^2$	2,014708	Масса $\text{He}^4$	4,00390	Масса $\text{He}^5$	5,0137
» $\text{H}^3$	3,01700	» $n$	1,008985		
Их сумма	5,031708	Их сумма	5,012885		

Следовательно, согласно (1) и (6)

$$Q = 931,15 \cdot (5,031708 - 5,012885) \text{ Мэв} = 17,53 \text{ Мэв};$$

$$(E_{\text{возб}}) = 931,15 (5,031708 - 5,0137) \text{ Мэв} = 16,76 \text{ Мэв}.$$

Этот пример показывает, как велик энергетический эффект некоторых ядерных реакций. Действительно, для авогадрова числа прореагировавших ядер, т. е. для 5 г смеси тяжелых изотопов водорода, выделение энергии должно составить (учитываем, что  $1 \text{ Мэв} = 3,83 \cdot 10^{-17} \text{ ккал}$ )

$$QN_{\text{Ав}} \approx 17,5 \cdot 6,03 \cdot 10^{23} \cdot 3,83 \cdot 10^{-17} \text{ ккал} = 4,05 \cdot 10^8 \text{ ккал}.$$

Такое количество тепла выделяется при сгорании 40 т нефти с теплотворной способностью 10150 ккал/кг.

Выделение больших количеств энергии характерно для многих ядерных реакций. Рассмотренную здесь реакцию можно осуществлять при энергии дейтонов в сотые доли мегаэлектронвольта, так же как и ряд аналогичных реакций, например реакцию  $\text{H}^2 + \text{Li}^6 \rightarrow 2\text{He}^4$ , энергетический эффект которой еще больше ( $Q = 22,3 \text{ Мэв}$ ) и которая может идти при энергии дейтонов порядка 0,02 Мэв. В этих реакциях при каждом превращении исходного ядра освобождается энергия, которая в тысячи раз превосходит кинетическую энергию налетающего дейтона. Но при малой энергии дейтонов эффективным, т. е. приводящим к таким превращениям, оказывается только один дейтон из миллионов. Поэтому в конечном счете в таких реакциях затраченная энергия оказывается больше освобожденной.

Энергия возбуждения промежуточного ядра в реакции  ${}_1^2\text{H} (d, n){}_2^4\text{He}$ , составляющая 16,76 Мэв, значительно превышает работу, потребную для выброса нуклона из ядра ( $\sim 8 \text{ Мэв}$ ). Поэтому и происходит испускание нуклона из промежуточного ядра  ${}_2^5\text{He}$ , причем понятно, что выбрасываемой частицей в данном случае должен оказаться нейтрон, а не протон, так как промежуточное ядро  ${}_2^5\text{He}$  в сравнении с наиболее устойчивыми легкими ядрами, у которых число нейтронов равно числу протонов, имеет избыточный нейтрон.

Руководствуясь уравнением (5), рассмотрим, какие ядерные реакции могут происходить при сколь угодно малых значениях кинетической энергии  $E_a$  налетающей частицы и какие реакции становятся возможными, когда энергия налетающей частицы достаточно велика.

Поскольку левая часть уравнения (5) не может быть отрицательной, то казалось бы, что все реакции, приводящие к выделению энергии ( $Q > 0$ ), могут идти при  $E_a = 0$ , а для того чтобы произошла реакция, приводящая к поглощению энергии ( $Q < 0$ ), налетающая частица должна сообщить ядру энергию, не меньшую —  $Q$ . В действительности дело обстоит, как будет сейчас пояснено, несколько сложнее.

Минимальную энергию налетающей частицы, необходимую для возможности осуществления какой-либо ядерной реакции, называют *порогом этой реакции*. Когда гамма-излучение отсутствует и энергия образовавшихся частиц пренебрежимо мала, то из (5) получается:

$$(E_a)_{\text{порог}} \approx \frac{M+m}{M}(-Q). \quad (7)$$

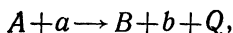
Но в реакциях, происходящих с выбросом заряженной частицы, левая часть энергетического баланса (5) не может быть меньше энергии, приобретаемой частицей вследствие кулоновского отталкивания между ней и ядром. Если выброс частицы  $b$  происходит не вследствие «просачивания» ее через барьер, когда выход реакции мал, а «с перевалом» через барьер, то минимальной кинетической энергией образовавшегося ядра и выброшенной частицы будет высота кулоновского барьера  $B_{\text{кул}}^{(b)}$  (§ 88, 115, рис. 359, таблица на стр. 594). Для этих реакций согласно (5)

$$(E_a)_{\text{порог}} \approx \frac{M+m}{M}[-Q + B_{\text{кул}}^{(b)}]. \quad (8)$$

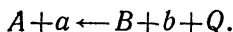
Если выбрасывается нейтрон, но реакция вызывается заряженной частицей, то и в этом случае порог может оказаться больше определяемого формулой (7). Заряженная налетающая частица  $a$ , чтобы проникнуть в ядро  $A$ , должна преодолеть кулоновский барьер  $B_{\text{кул}}^{(a)}$  (или «просочиться» через него; но в этом случае выход реакции мал). Поэтому вероятность таких реакций становится значительной только при

$$E_a \geq (E_a)_{\text{порог}} \approx \frac{M+m}{M} B_{\text{кул}}^{(a)}.$$

Ядерные реакции термодинамически необратимы (т. I, § 103, 1959; в предыдущих изданиях § 137), что не означает, однако, невозможности осуществления обратной реакции. Разрядка аккумулятора при значительной величине разрядного тока также представляет собой явление термодинамически необратимое (так как процесс неравновесен и сопровождается рассеянием работы в тепло), но это не исключает возможности осуществления обратного процесса, т. е. новой зарядки аккумулятора (т. II, § 42, 1959; в предыдущих изданиях § 48). Ядерные реакции, проходящие с выделением энергии  $Q$ , иногда называют *прямыми*:

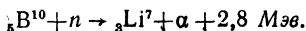


а реакции, требующие затраты энергии, *обратными*:

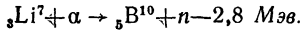


Энергия, необходимая для осуществления обратной ядерной реакции, определяется ее порогом, т. е. формулой (7) или (8).

Так, например, при поглощении ядрами бора  ${}^6_3\text{B}^{10}$  тепловых нейтронов образуются  ${}^6_3\text{Li}^7$  и  $\alpha$ -частица  $\text{B}$  в этой реакции выделяется энергия  $Q \approx 2,8 \text{ Мэв}$ :



Облучая  $\text{Li}^7$   $\alpha$ -частицами достаточной энергии, можно осуществить обратную ядерную реакцию, приводящую к образованию ядер бора:

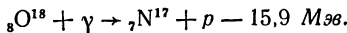


Порог этой реакции, вычисленный по формуле (7), будет

$$E_{\text{порог}} \approx \frac{M+m}{M} (-Q) = 4,4 \text{ Мэв.}$$

Кулоновский барьер ядер  $\text{Li}^7$  для  $\alpha$ -частиц имеет высоту  $V_{\text{кул}}^{(a)} = 2,7 \text{ Мэв}$  и  $\frac{M+m}{M} V_{\text{кул}}^{(a)} = 4,3 \text{ Мэв}$ . Следовательно, в данном случае при энергии  $E_{\text{порог}}$ , вычисленной по формуле (7),  $\alpha$ -частицы смогут преодолеть кулоновский барьер ядра  $\text{Li}^7$  и будет наблюдаться значительный выход продуктов реакции (ядер  $\text{B}^{10}$  и нейтронов).

Другой пример — фоторасщепление изотопа кислорода  $\text{O}^{18}$ :



В данном случае  $V_{\text{кул}}^{(b)} = 2,5 \text{ Мэв}$  и поэтому по формуле (8)

$$(h\nu)_{\text{порог}} = 15,9 + 2,5 = 18,4 \text{ Мэв.}$$

**Энергетический эффект некоторых ядерных реакций Q в Мэв**

Реакция	Q	Реакция	Q	Реакция	Q
$\text{H}^2 (n, \gamma) \text{H}^3$	6,24	$\text{Be}^9 (p, n) \text{B}^9$	-1,84	$\text{N}^{14} (d, \alpha) \text{C}^{12}$	13,5
$\text{H}^2 (d, p) \text{H}^3$	4,04	$\text{Be}^9 (d, n) \text{B}^{10}$	4,31	$\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$	0,60
$\text{H}^2 (d, n) \text{He}^3$	3,27	$\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$	5,75	$\text{N}^{14} (p, n) \text{O}^{14}$	-6,0
$\text{H}^3 (p, \gamma) \text{He}^4$	19,2	$\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$	2,80	$\text{N}^{14} (n, \gamma) \text{N}^{15}$	10,7
$\text{H}^3 (d, n) \text{He}^4$	17,53	$\text{B}^{11} (\alpha, n) \text{N}^{14}$	0,3	$\text{N}^{15} (d, \alpha) \text{C}^{13}$	7,6
$\text{He}^3 (d, p) \text{He}^4$	18,3	$\text{C}^{12} (p, n) \text{N}^{12}$	-18,5	$\text{O}^{16} (n, p) \text{N}^{16}$	-9,4
		$\text{C}^{13} (d, \alpha) \text{B}^{11}$	5,10	$\text{O}^{16} (p, \gamma) \text{F}^{17}$	0,6
$\text{Li}^7 (p, \alpha) \text{He}^4$	17,3	$\text{C}^{13} (d, p) \text{C}^{14}$	6,0	$\text{O}^{16} (d, \alpha) \text{N}^{14}$	3,1
$\text{Li}^7 (d, n) 2\text{He}^4$	15,15	$\text{C}^{14} (d, n) \text{N}^{15}$	8,0	$\text{O}^{17} (n, p) \text{N}^{17}$	-7,9
				$\text{O}^{17} (n, \alpha) \text{C}^{14}$	1,7

**§ 111. Превращения элементарных частиц**

В обычных химических реакциях нейтральные атомы и ионы, несмотря на их сложную структуру, выступают как «химически элементарные» частицы. Аналогично и в ядерных реакциях нуклоны, мезоны и другие частицы выступают как *элементарные*, что, конечно, не означает отсутствия у них сложной структуры, которая пока остается неизвестной.

Одним из фундаментальных свойств элементарных частиц является возможность их рождения и поглощения в различных взаимодействиях. Существует огромное число процессов, в которых частицы излучаются и поглощаются, превращаются в другие частицы. Так, электрон и позитрон могут превращаться в фотоны, при торможении частицы в силовом поле рождаются фотоны,  $\pi$ -мезоны возникают при столкновении нуклонов и т. д.