

И.В. Курчатов

Расщепление атомного ядра

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
И11

И11 **И.В. Курчатов**
Расщепление атомного ядра / И.В. Курчатов – М.: Книга по Требованию, 2014. –
210 с.

ISBN 978-5-458-57857-8

ISBN 978-5-458-57857-8

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

ГЛАВА I

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА α -ЧАСТИЦАМИ

Поле ядра и теория Гамова. В 1919 г. Резерфорд ¹⁾ обнаружил, что при бомбардировке α -частицами RaC' азота последний излучает протоны с пробегом в 40 см. Опыт был истолкован таким образом, что при ударе α -частиц о ядро азота последнее разрушается с излучением протона. В 1921 г. Резерфорд и Чадвик ²⁾ подробно исследовали наблюдаемый эффект и изучили зависимость максимальной энергии протона, выброшенного в направлении движения α -частицы, от энергии последней. Результаты исследований приведены в таблице 1, из которой видно, что при расщеплении азота всегда происходит потеря энергии, равная: $1,1 \cdot 10^6$ э.в. или $1,7 \cdot 10^{-6}$ эрг.

Таблица 1

Пробег α -частицы R_α	Пробег протона R_p	$E_\alpha \cdot 10^6$ энергия α -части- цы в эргах	$E_p \cdot 10^6$ энергия протона в эргах	E_U энер- гия отда- чи ядра в эргах	Баланс реакции $\cdot 10^6$ в эргах
8,5	51	14,0	11,5	0,7	— 1,8
6,9	40	12,2	9,8	0,6	— 1,8
5,9	34	11,1	8,8	0,5	— 1,8
4,8	27	9,6	7,6	0,5	— 1,5

Этими работами было положено начало исследованиям над ядерными превращениями. Здесь впервые было показано, что мы можем изменить строение ядра при помощи внешних воздействий. В последующем в Кавендишевской ³⁾ лаборатории было установлено, что не только азот, но и ряд других ядер: В, F, Ne, Na, Mg, Si, P, S, Cl, A и K, излучают протоны при обстреле α -частицами. Сводка всех полученных в этом направлении результатов, характеризующих энергетическую сторону превращения, дана в таблице 2, где указаны максимальные энергии протонов, движущихся в трех разных направлениях по отношению к направлению движения бомбардирующих α -частиц RaC' .

Для того чтобы выяснить современную интерпретацию опытов по искусственному расщеплению атомного ядра, нам необходимо обратиться сначала к явлениям рассеяния α -частиц в поле ядра и к теории Гамова о строении этого поля.

При исследовании рассеяния заставляют падать пучок α -частиц на тонкую пластинку и считают число частиц, рассеянных под большим углом (до 135°).

Наблюдаемое таким образом число обыкновенно находится в отношении $1 : 10^5$ к числу частиц, падающих на рассеивающую пластину. Скорость падающих частиц можно менять, помещая перед источником тонкие слои слюды. Если бы между ядром и α -частицами действовали обыкновенные законы электростатики, число рассеянных частиц должно было бы быть обратно пропорциональным квадрату их энергии. При исследовании всех элементов от меди с атомным номером 29 до урана с номером 92 наблюдаемое рассеяние в точности соответствовало этому закону. Так как следует ожидать, что при проникновении α -частицы внутрь ядра силовое поле последнего изменилось бы, можно думать, что радиус ядра меди должен быть меньше, чем то ближайшее расстояние α -частицы от

Таблица 2

Элемент	Максимальный пробег прогона		
	В направлении движения α -частиц	Под прямым углом к направлению движения α -частиц	Под 180° к направлению движения α -частиц
B	58	—	38
N	40	24	18
F	65	—	48
Ne	—	16	—
Na	58	—	36
Mg	40	24	—
Si	—	18—30 *)	—
P	65	—	49
S	—	18—30 *)	—
Cl	—	18—30 *)	—
A	—	18—30 *)	—
K	—	18—30 *)	—

*) Пробег точно не определен, указаны вероятные пределы.

ядра, которое достигалось в этих опытах (10^{-12} см). Для ядра урана это расстояние было равно $3 \cdot 10^{-12}$ см.

Иные результаты получаются при рассеянии более легкими элементами. Уже давно было показано, что при бомбардировке водорода α -частицами рассеяние получается ненормальным ⁴⁾. Такой же результат был позднее получен для гелия ⁵⁾. Билер ⁶⁾, а затем Чадвик и Резерфорд ⁷⁾ подробно исследовали рассеяние α -частиц магнием и алюминием, а Ризлер ⁸⁾ — бериллием, бором и углеродом. Результаты этих опытов с полной ясностью указывают на то, что вблизи ядра на расстояниях порядка 10^{-13} см взаимодействие α -частицы с ядром уже нельзя рассчитывать по закону Кулона для точечных зарядов.

Другим, очень важным результатом исследования рассеяния явилось следующее. Наблюдения над рассеянием α -частиц ураном показывают, как мы только что указывали, что в пределах ошибок опыта рассеяние вполне нормально, когда ближайшее расстояние между частицами равно приблизительно $3 \cdot 10^{-12}$ см; при этих расстояниях от ядра урана потенциальная энергия α -частицы достигает значения в

$$\frac{2Ze^2}{3 \cdot 10^{-12}} \sim 14 \cdot 10^{-6} \text{ эрга.} \quad (Z = 92)$$

Это обстоятельство приводит к очень большим трудностям в классической теории. Дело в том, что уран радиоактивен и выбрасывает α -частицы с энергией всего лишь в $6,8 \cdot 10^{-6}$ эрга. Таким образом представляется совершенно непонятным, каким образом могут получиться эти медленные α -частицы при радиоактивном распаде урана, если, вылетая из ядра даже с нулевой скоростью, эти частицы должны были бы с расстояния $3 \cdot 10^{-12}$ см ускориться в кулоновом поле до энергии в $14 \cdot 10^{-6}$ эрга. Выход из этого затруднения был дан

Гамовым, а также Герни и Кондоном в их теории α -распада.

По Гамову ⁹⁾ ход потенциальной энергии α -частицы и ядра с расстоянием может быть представлен графиком на рис. 1. По классической теории α -частица с энергией U_0 внутри ядра не может выйти за его пределы из-за потенциального барьера; однако возможность такого явления есть прямое следствие современной волновой механики. Подобно тому как в оптике свет, падая на границу раздела двух сред, с углом большим, чем угол полного внутреннего отражения, отчасти проникает во вторую среду, так же точно в волновой механике волны де-Бройля-Шредингера могут отчасти проникать в область мнимой скорости, давая возможность частицам просачиваться через барьер.

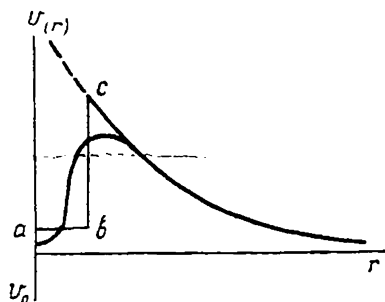


Рис. 1.

Эти представления Гамова, как известно, оказались очень плодотворными в учении о радиоактивности. Они же оказываются очень ценными при трактовке вопроса об искусственном расщеплении ядра. Рассмотрим теперь, следуя Гамову, такие столкновения α -частиц с ядрами, в результате которых в структуре ядра происходят те или иные изменения. Необходимо различать следующие два случая:

1. При столкновении имеет место возбуждение ядра, вслед за тем происходит переход в состояние с меньшей энергией, сопровождающийся излучением.

2. Во время столкновения выбрасывается одна из составных частей ядра, и ядро превращается в ядро другого элемента. При этом падающая частица может либо унести остаток энергии с собой, либо остаться внутри

нового ядра. Различные виды неупругих ударов схематически изображены на рис. 2.

Здесь E_a^0 , $E_{a'}$, $E_a^{(n)}$ обозначают энергию α -частицы перед столкновением, после столкновения без захвата и после столкновения с захватом на n -й уровень: $E_b^{(0)}$, $E_b^{(n)}$, $E_{b'}$ представляют энергию ядра в нормальном состоянии, энергию ядра в возбужденном состоянии и

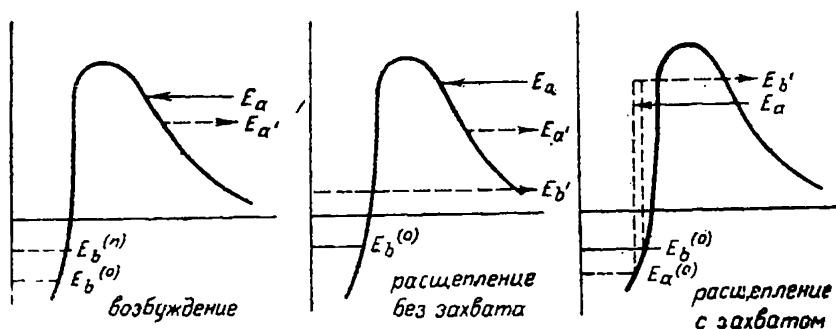


Рис. 2.

энергию выброшенной ядром частицы. При искусственном расщеплении всегда справедливы соотношения:

$$E_{b'} = E_a + [E_b^{(0)} - E_{a'}] - \delta;$$

$$E_b^{(n)} = E_a + [E_b^{(0)} - E_a^{(n)}] - \delta.$$

Здесь δ есть энергия отдачи возникающего ядра. Из рис. 2 видно, что в случае захвата бомбардирующей частицы на некоторый квантовый уровень в ядре энергия выбитой частицы будет больше или меньше энергии падающей в зависимости от относительного расположения обоих уровней. При заданной энергии падающей частицы энергия выбитой вполне определена, и мы должны наблюдать в спектре частиц с индексом b резкую линию, или, точнее говоря, несколько линий. Дело в том, что вылетающая частица может быть сорвана с различных уровней. Кроме того на различных уровнях может расположиться влетевшая

частица, которая в дальнейшем при переходе на основной уровень излучит γ -квант соответствующей жесткости.

Иначе будет обстоять дело, когда падающая частица не захватывается ядром, а отлетает с некоторой потерей энергии после удаления другой частицы. В этом случае энергия выбитой частицы будет всегда меньше энергии падающей. В зависимости от энергии, отданной падающей частицей при столкновении, выбитая частица может иметь все значения от некоторого максимального (энергия падающей частицы за вычетом работы вырывания) до нуля. Другими словами, в случае расщепления без захвата мы должны наблюдать непрерывный спектр выбитых частиц.

Вероятности трех указанных на рис. 2 процессов могут быть вычислены из общих волново-механических представлений и будут определяться вероятностью перехода системы, состоящей из α -частицы (с индексом a) и ядерной частицы (с индексом b) из начального состояния в другое состояние с этой же энергией. Согласно общей теории возмущений вероятность такого перехода определяется выражением

$$W = c \left| \int V(r_a, b) \psi_a \psi_b \psi_a' \psi_b' d\omega_a d\omega_b \right|^2, \quad (1)$$

где $V(r_a, b)$ — взаимная потенциальная энергия обеих частиц на расстоянии r_a, b друг от друга, а $\psi_a, \psi_b, \psi_a', \psi_b'$ обозначают волновые функции, соответствующие начальному и конечному состоянию обеих частиц. Приведенную формулу можно применять только в том случае, когда вероятность рассматриваемого процесса мала по сравнению с единицей.

При применении этой общей формулы необходимо исходить из некоторого распределения потенциальной энергии около ядра. Так как точный ход этого распределения до сих пор неизвестен, мы должны сделать какое-то предположение о форме потенциальной кривой на

малых расстояниях, вводя упрощенную модель ядра. Гамов пользуется следующим приближением (кривая *abc* на рис. 1). При $r > r_0$ потенциал $U(r)$ по отношению к α -частице представляется уравнением:

$$U(r) = -\frac{2Ze^2}{r}; \quad (2)$$

при $r = r_0$ он скачком переходит от этого значения к некоторому другому U_0 и остается постоянным для всех r , меньших r_0 . Распределение потенциала обладает при этом, по Гамову, шаровой симметрией.

Мы здесь не будем останавливаться на самом процессе вычисления и приведем только его окончательные результаты.

Для вероятности возбуждения W_ϕ α -частицей ядра с атомным номером Z получается выражение:

$$W_\phi = Ae^{-\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m_\alpha} Z}{h} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} - \frac{1}{\sqrt{E_a}} \right)}. \quad (3)$$

Здесь все обозначения имеют обычный смысл: e — элементарный заряд, m_α — масса α -частицы, h — постоянная Планка, деленная на 2π , A — некоторая постоянная, которая еще не была вычислена.

Мы видим, что вероятность возбуждения данного ядерного уровня экспоненциально убывает с возрастанием энергии этого уровня. Кроме того вероятность тоже очень быстро падает с возрастанием атомного номера ядра.

Может оказаться, что возбужденный уровень ядра будет положителен, тогда возбужденная частица может пройти через потенциальный барьер, что будет соответствовать распаду без захвата падающей частицы. Выброшенные частицы будут, как мы уже указывали выше, иметь непрерывное распределение по энергиям, верхней границей которого будет очевидно величина $E_a - E_b^{(0)}$.

Для того, чтобы выяснить вероятность такого рода распада, нам необходимо формулу (3) умножить на величину W_p , представляющую вероятность того, что частица с энергией $E_a - E_{a'} - E_b^{(0)}$ пройдет через потенциальный барьер. Если этой частицей является протон, то вероятность может быть представлена в первом приближении (расчет здесь совершенно аналогичен тому, который производится при определении вероятности α -распада) формулой

$$W_p = A' e^{-\frac{\pi e^2 \sqrt{2m_p} Z}{h}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_b^{(0)}}} \quad (4)$$

Таким образом получаем для W_s вероятности распада без захвата выражение:

$$W_s = W_\sigma \cdot W_p = \\ = B e^{-\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m_a} Z}{h}} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} \right) - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_p} Z}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_b^{(0)}}} \quad (5)$$

В этой формуле B зависит от направления вылета протона. Формула (5) позволяет определить вид непрерывного спектра скоростей выброшенных частиц при расщеплении без захвата. Интенсивность этого спектра исчезает у верхнего и нижнего предела и достигает максимума около значения, равного примерно двум третям верхнего предела.

Наконец для расщепления с захватом получаем для W выражение:

$$W = \sim \frac{\pi \hbar^2}{2m B} e_n - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_a} Z Z_b}{h \sqrt{E_a}} + \frac{4e \sqrt{2m_a}}{h} \sqrt{Z Z_a r_0} \times \\ \times e_m - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_b} Z Z_b}{h \sqrt{E_b}} + \frac{4e \sqrt{2m_b}}{h} \sqrt{(Z + Z_a - Z_b) Z_b r_0} \quad (6)$$

Здесь индексы a относятся к падающей, индексы b — к выбиваемой частице. Как видим, вероятность такого рас-

щепления равна произведению двух других вероятностей, первая из которых относится к прохождению бомбардирующей частицы через барьер ядра, а вторая — к вылетанию через барьер выбиваемой частицы.

Такое вычисление будет справедливо, если мы будем предполагать взаимодействие частиц a и b достаточно большим.

Нам осталось сказать еще несколько слов о случаях так называемого резонанса. Герни¹⁰⁾ показал, что в том случае, когда энергия бомбардирующей частицы совпадает с одним из возможных уровней частицы в ядре, вероятность прохождения через барьер будет равна единице; для этой энергии частицы вероятность расщепления также окажется очень значительной и не может быть уже вычислена на основании формулы (6).

Обратимся теперь к рассмотрению экспериментального материала; при анализе того или иного расщепления нас будет интересовать: происходит ли данное расщепление с захватом или без захвата и вопрос о резонансе и энергетических уровнях ядра.

Бор. Механизм расщепления бора был установлен Боте¹¹⁾ и Фрэнцом, показавшими монохроматичность скоростей протонов и исследовавшими распределение протонов по различным направлениям относительно первоначального пучка α -частиц. Вообще говоря, эти скорости будут различны в виду того, что ядро отдачи будет получать различные количества кинетической энергии. В случае захвата α -частицы легко показать из законов сохранения энергии и количества движения, что в движущейся координатной системе, связанной с центром масс системы, относительные скорости выбитых протонов будут одинаковы по всем направлениям. На рис. 3 воспроизведены данные Боте. Здесь, как мы видим, имеются три группы протонов, из которых самая медленная была наблюдаена только в направлении движения α -частиц.