

ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА

III. ИСКУССТВЕННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ*

Г. Гамов, Ленинград

§ 1. В 1921 году Рёзерфорд у впервые удалось, бомбардируя атомы азота быстрыми α -частицами (из RaC'), заметить выбитые из ядер азота протоны; этим было положено начало исследований об искусственном преобразовании элементов. Вслед за азотом Рёзерфорду совместно с Чадвиком удалось доказать возможность подобного же искусственного преобразования для целого ряда других легких элементов. Оказалось, что с увеличением атомного номера Z бомбардируемого элемента число выбитых протонов в среднем резко падает, так что для элементов с атомным номером больше двадцати эффект практически не мог быть наблюден.

Из числа легких элементов никакого эффекта не было наблюдено для элементов, имеющих только один изотоп с атомным весом, кратным четырем (гелий He_4 , углерод C_{12} , кислород O_{16}),** а также для лития (Li_6 , Li_7) и бериллия (Be_9). Довольно быстрые протоны наблюдаются при бомбардировке бора (B_{10} , B_{11}), азота (N_{14}), фтора (F_{19}), натрия (Na_{23}), магния (Mg_{24} , Mg_{25} , Mg_{26}), алюминия (Al_{27}) и фосфора (P_{31}). Для остальных легких элементов: неона (Ne_{20} , Ne_{22}), кремния (Si_{28} , Si_{29} ,

* См. Успехи физич. наук, 10, 531, 1930 и 12, 31, 1932.

** Недавно найденные изотопы углерода (C_{13}) и кислорода (O_{17} , O_{18}) присутствуют в таком малом количестве ($< 0,1\%$), что о наблюдении их расщепления не может быть речи.

Si_{30}), серы (S_{32} , S_{33} , S_{34}), хлора (Cl_{35} , Cl_{37}), аргона (A_{36} , A_{40}) и калия (K_{39} , K_{41}) выбитые протоны лежат почти на пределе измерения.

§ 2. При рассмотрении процесса выбивания ядерного протона нужно решить вопрос, что делается с выбившей протон α -частицей; она может быть или захвачена ядром и остаться в нем или же отскочить с меньшей энергией.

Процесс выбивания протона в первом случае представлен схематически на рис. 1. Из рисунка видно, что в случае

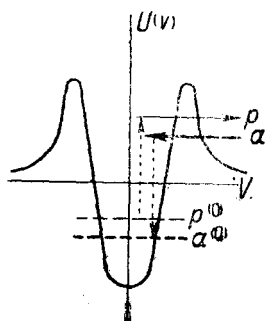


Рис. 1.

захвата α -частицы на некоторый квантовый уровень в ядре энергия выбитого протона будет больше или меньше энергии падающей α -частицы в зависимости от относительного расположения уровней протона и захваченной α -частицы в ядре. Поэтому при заданной энергии падающей α -частицы энергия выбитого протона вполне определена и мы должны наблюдать в энергетическом спектре протонов резкую линию. Точнее говоря, мы должны на-

блюдать несколько резких линий, ибо, во-первых, выбиваемый протон может быть сорван с различных энергетических уровней в ядре, во-вторых, выбившая протон α -частица может сама быть пойманной на один из вышележащих уровней ядра и только позже перейти на основной уровень, испустивши избыток еще оставшейся энергии в виде жесткого электромагнитного излучения (такие „искусственные γ -лучи“ действительно зачастую сопровождают искусственное расщепление легких элементов). На указанном процессе мы остановимся несколько позже при рассмотрении опытных данных, пока же укажем лишь следующее.

В легких элементах может иметься до трех свободных протонов (при наличии четвертого протона образуется новая α -частица), и согласно принципу Паули лишь в ядрах с атомным весом $4n+3$ должны быть протоны, находящиеся на двух различных энергетических уровнях.

Что касается α -частиц, к которым принцип Паули не-

применим, то в нормальном состоянии ядра все α -частицы должны находиться на основной орбите; ввиду этого выбивание протона с захватом α -частицы на один из высоких уровней всегда должно сопровождаться излучением всей разности энергии между этим уровнем и основным.

Совсем иное мы имеем в случае, если α -частица ядром не захватывается, а отскакивает после выбивания протона с некоторой потерей энергии (рис. 2). При этом процессе энергия протона всегда меньше, нежели энергия падающей α -частицы. В зависимости от энергии,

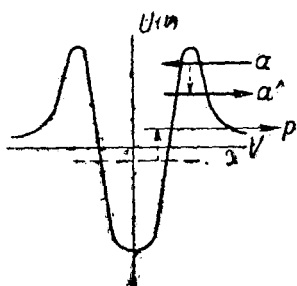


Рис. 2.

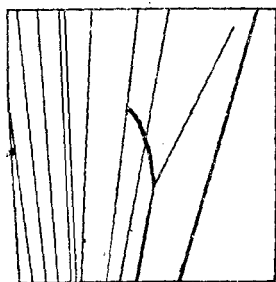


Рис. 3.

отданной α -частицей при столкновении, выбитый протон может иметь все значения энергии от некоторого максимального (энергия α -частицы, минус работа вырывания протона) до нуля, другими словами, мы должны наблюдать непрерывный спектр. Этот процесс возможен вообще лишь в тех случаях, если энергия падающей α -частицы больше нежели энергия связи протона в ядре, что, как мы увидим дальше, как будто бы обычно не имеет места.

Первым экспериментальным доказательством захвата α -частицы ядром была работа Блэкета, в которой были получены вильсоновские туманные фотографии элементарного акта выбивания протона из ядра азота.

Одна из таких фотографий приведена на рис. 3, где ясно видна «вилка» в конце пути одной из α -частиц. Левая ветвь вилки представляет собой путь выбитого из ядра протона, правая же — путь отскочившего ядра-продукта; пути отскочившей α -частицы наблюдалось не было. По длине

этих двух ветвей мы можем определить скорости двух получившихся при столкновении частиц и удостовериться, что закон сохранения количества движения будет удовлетворен лишь в том случае, если мы припишем первой частице массу протона, а второй — массу на три единицы большую, нежели масса бомбардируемого ядра азота (т. е. ядро азота, минус протон, плюс α -частица). Это и доказывает, что в этом случае выбившая протон α -частица остается захваченной бомбардируемым ядром. Вычисляя кинетические энергии частиц, участвующих в процессе столкновения, Блэкету удалось показать, что при преобразовании ядра азота мы имеем потерю энергии в $1,7 \times 10^{-6}$ эрг; из сказанного выше следует заключить, что в ядре азота уровень протона лежит ниже, нежели уровень, на который садится захваченная α -частица.

Для других элементов (которые не могут быть исследованы в камере Вильсона) вопрос о захвате α -частицы ядром решается путем исследования распределения скоростей протонов по различным направлениям относительно первоначального пучка α -частиц; эти скорости будут различны ввиду того, что ядро отдачи в различных случаях будет получать различные количества кинетической энергии. В случае захвата α -частицы легко видеть из закона сохранения количества движения, что в направлении пучка α -частиц скорость протона будет максимальная, в обратном — минимальная; если же мы будем относить скорости протонов к движущейся координатной системе, связанной с центром масс системы, то эти относительные скорости будут по всем направлениям одинаковы. На рис. 4 нанесены согласно Ботэ, скорости протонов, выбитых по различным направлениям из бора (бор состоит из двух изотопов B_{10} и B_{11} с отношением 1:4). Здесь, как мы видим, имеются три группы протонов, из которых одна, наиболее медленная, наблюдается лишь в прямом направлении. Точки, соответствующие двум наиболее быстрым группам, с большой точностью лежат на окружностях с несколько смещенными центрами, что указывает на то, что в этих двух случаях мы имеем дело с захватом α -частицы ядром. Из сме-

щения центров окружностей должно быть возможным определить, к которому из изотопов бора относятся наблюдаемые группы. Опыты производились с α -частицами полония, имеющими скорость $1,59 \cdot 10^9$ см/сек, так что скорость центра масс в случае столкновения α -частицы с покоящимся ядром B_{10} должна быть

$$\frac{4}{4+10} \cdot 1,59 \cdot 10^9 = 0,45 \cdot 10^9 \text{ см/сек};$$

в случае же B_{11} :

$$\frac{4}{4+11} \cdot 1,59 \cdot 10^9 = 0,42 \cdot 10^9 \text{ см/сек}.$$

Наблюдаемые смещения для первой и второй групп протонов оказываются равными $0,52 \cdot 10^9$ см/сек и $0,38 \cdot 10^9$ см/сек; точность этих значений, впрочем, весьма невелика, ибо скорости протонов вычисляются по пробегу при помощи обычной формулы Гайгера, точность которой в этом случае может быть поставлена под сомнение.

Ввиду этого решение вопроса о том, принадлежат ли две быстрые группы протонов различным изотопам бора или одному и тому же (и какому), должно быть отложено до более точного выяснения зависимости между пробегом быстрых протонов и их скоростью.

При бомбардировке бора Ботэ удалось заметить наличие довольно жестких γ -лучей, очевидно испускаемых ядрами бора в процессе преобразования. Энергия излучаемых γ -квантов по предварительной оценке (по коэффициенту поглощения) того же порядка, что и разность энергии между двумя быстрыми группами протонов, а число их, примерно, совпадает с числом выбитых протонов второй группы. Это делает вероятным предположение, что обе быстрые группы принадлежат одному и тому же изотопу бора (вероятнее B_{11} , так как его в четыре раза больше,

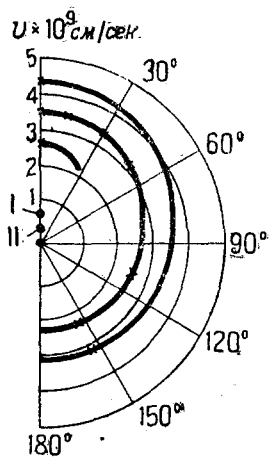


Рис. 4.

нежели B_{10}), причем испускание протона второй группой оставляет ядра в возбужденном состоянии.

Вычисляя баланс энергии при преобразовании ядер бора, мы получаем для двух быстрых групп выигрыш энергии $+7,4 \cdot 10^{-6}$ эрг и $+0,9 \cdot 10^{-6}$ эрг; это еще лишний раз доказывает факт захвата α -частицы, ибо в преобразовании без захвата баланс энергии должен быть всегда отрицательным. Более медленная группа ведет себя несколько странно. Имея отрицательный баланс энергии $-1,8 \cdot 10^{-6}$ эрг (что еще само по себе ничего не доказывает), она весьма быстро пропадает с увеличением угла и практически может быть наблюдаема лишь в прямом направлении; это вызывает подозрение, что мы можем тут иметь дело с процессом выбивания протона без захвата α -частицы (впрочем, это еще пока только подозрение). Возможно, однако, что эта группа соответствует просто преобразованию с захватом α -частицы изотопа B_{10} , по атомному весу аналогичного азоту.

При бомбардировке α -частицами фтора и алюминия в каждом случае было наблюдеено по две группы протонов (здесь также наблюдалось явление „резонансного расщепления“, на котором мы остановимся несколько дальше). Поскольку оба указанные элемента состоят каждый лишь из одного изотопа (F_{19} и Al_{27}), ясно, что мы имеем дело с возбуждением ядра при выбивании протона. В этих случаях были также наблюдаены сопровождающие преобразование ядер жесткие γ -лучи, энергия и интенсивность которых удовлетворительно согласуются с энергией и числом протонов более медленных групп. Энергетический баланс в случае алюминия $+4,8 \cdot 10^{-6}$ эрг и $+0,4 \cdot 10^{-6}$ эрг.

В случае натрия (Na_{23}) имеются также указания на существование нескольких групп протонов, хотя их до настоящего времени не удалось разделить—протоны максимальной скорости дают энергетический баланс $+1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг.

Для других легких элементов, дающих расщепление, подробное исследование скоростного спектра протонов пока еще не произведено.

В заключение нужно сказать несколько слов о „первых элементах“ — литии и берилии, которые, как было указано

выше, в отличие от других легких элементов типа $\neq 4n$, расщеплены быть не могли. Это объясняется, как можно видеть из кривой дефекта массы у начала, тем, что для них протоны связаны значительно сильнее, чем для других легких элементов, и требуют для выбивания α -частиц, значительно более быстрых, чем обычно употребляющиеся.

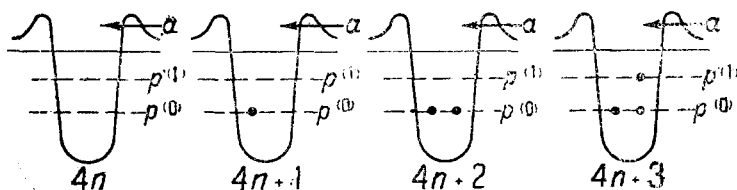


Рис. 5.

Суммируя результаты опыта, мы должны отметить следующие правильности: 1) из ядер типа $4n$ протонов выбить не удалось; 2) из ядер типа $4n+2$ выбитые протоны представляют собой одну группу и имеют весьма низкий баланс энергии; 3) из ядер типа $4n+3$ выбитые протоны разбиваются обычно на две группы, из которых первая имеет сравнительно высокий баланс энергии.

Согласно принципу Паули два протона могут расположиться на одном уровне, а третий должен уже садиться на следующий. Таким образом мы можем прийти к следующей схеме расположения протонов на квантовых уровнях в ядрах различного типа (рис. 5).

Если мы вспомним, что говорилось выше относительно двух возможностей образования различных групп протонов, то легко прийти к заключению, что очевидно здесь играет главную роль первый процесс, приводящий в случае ядер типа $4n+2$ (а также $4n+1$) к образованию одной группы протонов, а в случае ядер типа $4n+3$ к образованию двух групп, из которых одна имеет сравнительно высокий баланс энергии (протон сорван с уровня $p^{(1)}$).

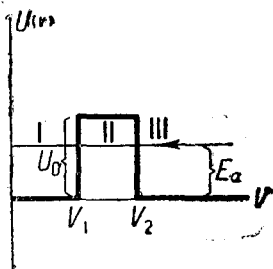


Рис. 6.

§ 3. Теперь мы обратимся к теоретическому рассмотрению вопроса о вероятности проникновения бомбардирующей α -частицы внутрь ядра через окружающий его потенциальный барьер, причем ограничимся простейшим случаем „прямоугольного барьера“ (рис. 6) для выяснения общих свойств такого процесса. Распределение потенциальной энергии в зависимости от расстояния от центра ядра задается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} U(r) &= 0 \text{ для } r < r_1 \\ U(r) &= U_0 \text{ для } r_1 < r < r_2 \\ U(r) &= 0 \text{ для } r_2 < r \end{aligned} \right\}. \quad (1)$$

Ввиду сферической симметрии распределения потенциала и независимости его от времени решение уравнения Шрёдингера:

$$\nabla^2 \psi - \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{8\pi^2 m}{h} U(r) \psi = 0 \quad (2)$$

можно представить, вводя сферические координаты (r, φ, Θ) в виде:

$$\psi(r, \varphi, \theta, t) = \frac{1}{r} X_j(r) Y_j(\varphi, \Theta) e^{\frac{2\pi i}{h} Et}, \quad (3)$$

где $Y_j(\varphi, \theta)$ есть шаровая функция j -го порядка, E — энергия падающей частицы и $X_j(r)$ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{d^2 X}{dr^2} + \frac{8\pi^2 m}{h} \left[E - U(r) \right] X + \frac{j(j+1)}{r^2} X = 0. \quad (4)$$

Рассматривая лишь частицы, налетающие „прямо“ на ядро, т. е. полагая $j=0$, приводим (4) к виду:

$$\frac{d^2 X}{dr^2} + \frac{8\pi^2 m}{h} \left[E - U(r) \right] X = 0. \quad (4')$$

Для того чтобы ψ не обращалось в бесконечность при $r=0$, необходимо, согласно (3), подчинить решение уравнения (4') условию

$$X(0) = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения в области I представляется обыкновенной синусоидой. Принимая во внимание условие (5), мы должны написать:

$$X_I(r) = A \sin kr, \quad (6)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE}. \quad (6')$$

В области II общее решение имеет вид:

$$X_{II}(r) = B_+ e^{+k'(r-r_1)} + B_- e^{-k'(r-r_1)}, \quad (7)$$

где

$$k' = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)}$$

и коэффициенты B_+ и B_- должны быть определены из условия непрерывности функции X и ее первой производной на границе $r = r_1$. Условия непрерывности дают:

$$\left. \begin{aligned} A \sin kr_1 &= B_+ + B_- \\ AK \cos kr_1 &= K'(B_+ - B_-), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} B_+ &= \frac{1}{2} A \left(\sin kr_1 + \frac{k}{k'} \cos kr_1 \right) \\ B_- &= \frac{1}{2} A \left(\sin kr - \frac{K}{K'} \cos kr \right). \end{aligned} \right\} \quad (8')$$

В области III решение пишется в виде:

$$X_{III}(r) = C_+ e^{+ik(r-r_2)} + C_- e^{-ik(r-r_2)}. \quad (9)$$

Условие непрерывности при $r = r_2$ дают:

$$\left. \begin{aligned} B_+ e^{k'(r_1-r_2)} + B_- e^{-k'(r_2-r_1)} &= C_+ + C_- \\ K'(B_+ e^{k'(r_2-r_1)} - B_- e^{-k'(r_2-r_1)}) &= ik'(C_+ - C_-), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} C_+ &= \frac{1}{2} \left[B_+ e^{k'(r_2 - r_1)} \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) + B_- e^{-k'(r_2 - r_1)} \left(1 + i \frac{k'}{k} \right) \right] \\ C_- &= \frac{1}{2} \left[B_+ e^{k'(r_2 - r_1)} \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + B_- e^{-k'(r_2 - r_1)} \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) \right]. \end{aligned} \right\} (10')$$

Вводя обозначение:

$$\vartheta = e^{k'(r_2 - r_1)} \quad (11)$$

мы получаем окончательно для коэффициентов C_+ и C_- два комплексно сопряженных выражения:

$$\left. \begin{aligned} C_+ &= \frac{A}{4} \sin kr_1 \left[\vartheta \left(1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \vartheta^{-1} \left(1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 + i \frac{k'}{k} \right) \right] \\ C_- &= \frac{A}{4} \sin kr_1 \left[\vartheta \left(1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 + i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \vartheta^{-1} \left(1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) \right]. \end{aligned} \right\} (12)$$

Подставляя выражение (12) в (9), мы получаем вне ядра две волны одинаковой амплитуды (в случае вещественности E), представляющие падающий и отраженный пучки α -частиц.

Для отношения амплитуды падающей волны к амплитуде колебаний внутри ядра мы получаем таким образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{C}{A} &= \frac{1}{4} \sin kr_1 \left[\vartheta \left(1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 - i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \vartheta^{-1} \left(1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left(1 + i \frac{k'}{k} \right) \right]. \end{aligned} \right\} (13)$$

Вообще говоря, для произвольных значений энергии E падающих частиц это отношение будет величиной порядка ϑ . Это соответствует тому, что амплитуда колебаний внутри ядра значительно меньше, нежели амплитуда падающей

волны, иными словами лишь небольшое число падающих на ядро α -частиц может проникнуть внутрь ядра.

Однако при некоторых частных значениях E коэффициент при ϑ может обратиться в нуль, и в этом случае отношение амплитуд будет порядка ϑ^{-1} ; амплитуда колебаний внутри ядра будет значительно больше, чем у падающей волны. Таким образом „резонансные“ значения E могут быть определены из уравнения:

$$1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 = 0. \quad (14)$$

Пользуясь (6') и (7'), приводим (14) к виду:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi\sqrt{2n}}{h} \sqrt{Er_1} = -\sqrt{\frac{E}{U_0 - E}}, \quad (14')$$

откуда приближенно:

$$E = \frac{n^2 \hbar^2}{8r_1^2 m}, \quad (14'')$$

где n есть целое число.

Выражение (14), как известно из теории радиоактивного распада, определяет собой виртуальные квантовые уровни α -частицы внутри ядра. Поэтому наш результат мы можем формулировать следующим образом: вероятность проникновения падающей α -частицы внутрь ядра (даваемая квадратом амплитуды), значительно повышается (от ϑ^{-2} до ϑ^2), если ее энергия совпадает с одним из виртуальных уровней самого ядра. Это есть обычное явление резонанса, которого и следовало ожидать для нашего случая на основании волнового характера современной квантовой механики.

Ширина резонансного максимума в нашей проблеме, как и во всяком другом случае резонанса, будет определяться коэффициентом затухания, т. е. будет иметь порядок величины ϑ^{-2} . Мы видим таким образом, что для легких элементов, для которых потенциальный барьер не очень высок и, следовательно, величина ϑ^{-2} не слишком мала,

резонансные максимумы будут сравнительно широки и низки, для элементов же тяжелых — весьма узки и высоки. Площадь же резонансной кривой, дающая общее число проникновений внутрь ядра, будет в обоих случаях примерно одинаковой.

Мы говорили до настоящего времени лишь о процессе проникновения α -частицы внутрь ядра; при рассмотрении процесса искусственного преобразования должны быть учтены еще два фактора: взаимодействие попавшей в ядро α -частицы с ядерным протоном, необходимое для передачи ему избытка энергии, и вероятность вылета самого протона через окружающий ядро барьер. Что касается взаимодействия α -частицы и протона внутри ядра, то мы имеем все основания ожидать, что оно достаточно велико. Вероятность вылета протона через барьер будет даваться формулой, вполне аналогичной формуле для вылета α -частицы, причем здесь также могут быть случаи резонанса, если полученная протоном от α -частицы энергия окажется как раз соответствующей одному из виртуальных квантовых уровней протона в рассматриваемом ядре.

Исследование явлений резонанса при учете этих факторов значительно усложняется и выходит из рамок настоящей статьи.

§ 4. Явление резонансного расщепления вскоре после его предсказания на основании квантовой теории строения ядра было найдено на опыте.

В своих опытах расщепления ядер алюминия α -частицами полония Поэе заметил в скоростном спектре протонов, получаемых из сравнительно довольно толстой пластины алюминия, две довольно резкие линии. Наличие этих линий ожидать было как будто бы совсем нельзя, ввиду того, что α -частицы, проходя через алюминиевую пластину, имели на различных глубинах различные энергии (от начальной до нуля) и должны были, следовательно, выбивать протоны всех возможных скоростей. Наличие дискретных линий указывало, однако, что в некоторых слоях продукция протонов значительно увеличивалась; это очевидно было в тех местах, где α -частицы имели как раз энергию, подходящую для резонанса.

Схема опытов Позе показана на рис. 7, где в скоростном спектре выбитых из пластины протонов ясно видны два максимума, происходящие от резонансного увеличения продукции протонов в двух внутренних слоях пластины. Чтобы подтвердить этот взгляд, Позе пробовал утоньшать пластинку (так сказать урезывая ее с правого бока); при этом оба максимума не изменялись до тех пор, пока слой, соответствующий энергии

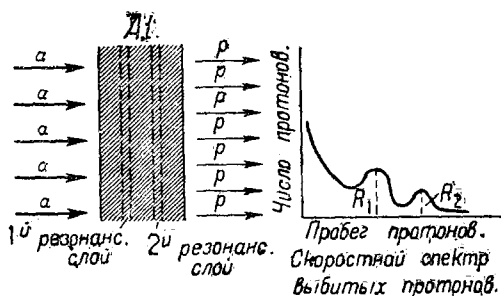


Рис. 7.

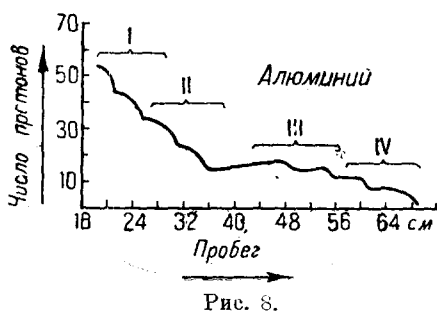
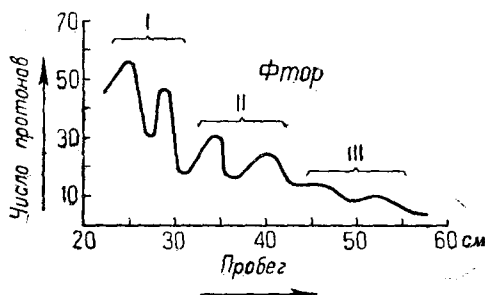


Рис. 8.

E_2 α -частиц, не был „вырезан“, — тогда внезапно пропадала более медленная группа протонов. При дальнейшем утоньшении пластины также внезапно пропадал и второй максимум. Это дало возможность определить обе резонансные энергии α -частиц в алюминии и подсчитать энергетический баланс преобразования, который, как и следовало ожидать, получился для обеих групп одинаковый и довольно хорошо совпадающий с балансом процесса захвата

α -частицы на основной уровень ядра алюминия.

Опыты Позе были недавно подтверждены Чадвиком, который для алюминия нашел восемь резонансных групп, распадающихся на четыре пары, причем расстояние

между линиями каждой пары одинаково для всех четырех пар.

Для фтора Чадвиком найдено шесть линий, также распадающихся на три пары (рис. 8). При уменьшении толщины пластинки линии пропадают попарно, что указывает на то, что каждая пара обязана своим происхождением одной определенной резонансной скорости падающих α -частиц.

Очевидно здесь имеется несколько резонансных уровней (четыре для алюминия и три для фтора), причем α -частица, проникая „резонансным каналом“ внутрь ядра, может вырвать протон с того или другого протонного уровня, давая этим начало двум группам. Расстояние между двумя группами одной пары, очевидно, представляет собой разность энергии между первым и основным уровнями протона в ядре.

Исследование резонансного расщепления, пока только начатое, должно дать нам много ценных сведений о расположении квантовых уровней в ядрах легких элементов и ближе подвести к решению основной проблемы об энергетических уровнях атомного ядра.

§ 5. Обратимся теперь к другому принципиально возможному процессу, когда α -частица, влетая внутрь ядра, остается в нем, отдавши избыток энергии в виде весьма жесткого γ -кванта. Вероятность такого процесса, как можно подсчитать, оценивши вероятность γ -излучения, вообще говоря, не очень велика и гораздо меньше, нежели вероятность выбивания протона. Однако в случае, если энергия α -частицы близка к одному из резонансных уровней ядра, эта вероятность может значительно увеличиться.

Указанный процесс был наблюден с несомненностью пока лишь в случае бериллия, который, как показал Боте, дает под влиянием α -бомбардировки довольно сильное γ -излучение, несмотря на полное отсутствие выбитых протонов. Согласно Боте коэффициент поглощения этого излучения в свинце равен $0,3 \text{ см}^{-1}$, что соответствует энергии светового кванта $h\nu$ около 17×10^{-6} эрг. Энергия бомбардирующих ядра бериллия α -частиц равна $8,5 \times 10^{-6}$ эрг, что (при вы-

чете кинетической энергии, полученной ядром бериллия при ударе) дает для полученной ядром при захвате α -частицы $6,5 \times 10^{-6}$ эрг.

Считая, что α -частица захватывается на основной уровень, лежащий для легких элементов на глубине $1,5 \times 10^{-6}$ эрг, мы получаем для освободившейся энергии $17,10^{-6}$ эрг в хорошем согласии с наблюдением.

Боте исследовал также изменение интенсивности излучения с изменением энергии бомбардирующих α -частиц; его результаты представлены на рис. 9. Мы видим, что интенсивность γ -излучения начинает с увеличением энергии α -частиц быстро увеличиваться, достигает максимума и дальше имеет тенденцию опять убывать. Это указывает на то, что мы здесь, вероятно, имеем дело с резонансной областью. Весьма вероятно, что подобный эффект имеет место и в других элементах, где он, однако, сильно ослабляется и маскируется γ -лучами, испущенными в связи с выбиванием протона.*

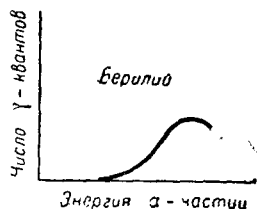


Рис. 9.

* *Примеч. при корректуре.* Эта статья была написана и сдана в печать до появления работ Кюри, Жолио и Чадвика о нейтронах.