

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539,173

МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР. II

Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон[§]

ОТ РЕДАКЦИИ

С момента открытия деления ядер урана Ганом и Штрассманом (январь 1939 г.) Игорь Васильевич Курчатов принимал исключительно большое участие в работах этого нового направления исследований, понимая их огромное значение и, возможно, предчувствуя ту роль, которую ему предстояло сыграть в решении в нашей стране «проблемы урана». Он сразу же поставил соответствующие исследования в своей лаборатории в Ленинградском физико-техническом институте и с неослабевающим вниманием следил за теоретическими работами по физике деления, проводившимися в Ленинграде в Физико-техническом институте и в Институте химической физики.

Поэтому в связи с 80-летием И. В. Курчатова редакция УФН считает уместной публикацию статьи Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона, написанной в Ленинграде в 1941 г. и тесно связанной с научными интересами Игоря Васильевича.

Укажем, что первая часть этой работы была опубликована в 1941 г. в сентябрьском выпуске УФН ^{*}, т. е. уже после начала войны (этот выпуск подписан к печати 15 июля 1941 г.). Случилось так, что следующий номер «Успехов» увидел свет только после большого перерыва — в 1944 г., когда ситуация с проблемой урана изменилась и соответствующие публикации во всем мире были по очевидным причинам приостановлены.

Публикуемая статья Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона представляет определенный исторический интерес. Она печатается по подготовленному к передаче в типографию машинописному тексту, сохранившему пометы технического редактора журнала и визу тогдашнего его ответственного редактора — Э. В. Шпольского.

Редакция пользуется случаем поздравить одного из авторов — Ю. Б. Харитона с присуждением ему высшей награды Академии наук СССР — Ломоносовской медали 1983 г.

§ 3. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ АКТИВИРОВАННОГО КОМПЛЕКСА К ЯДЕРНЫМ ПРОЦЕССАМ**

Тяжелое ядро есть система, состоящая из многих частиц, характеризующаяся многими переменными; поэтому естественно применение к динамике ядра *статистических* методов.

Применяя метод активированного комплекса, который был разработан первоначально для химических реакций ^{14,15}, исходят обычно из рассмотрения состояния полного равновесия. Пусть реакция заключается в переходе из одного состояния с малой энергией A в другое — B (рис. 9). На рисунке по оси ординат отложена энергия как функция параметра, описывающего переход.

В состоянии полного равновесия (при котором в равновесном соотношении находятся числа частиц в A и B), согласно принципу детального равновесия, число частиц, проходящих через любое состояние, например D , слева направо и справа налево одинаково.

^{*}) З е л ь д о в и ч Я. Б., Х а р и т о н Ю. Б. Механизм деления ядер.— УФН, 1941, т. 25, вып. 4, с. 381—405.

^{**}) Нумерация параграфов, формул, рисунков, таблиц и литературы продолжает принятую в I части статьи.

Мы предполагаем, что движение по оси абсцисс происходит по законам классической механики без трения.

Частицы, проходящие через D слева направо, частично проходят насквозь до B , частично, вследствие сил, действующих в обратную сторону (сила равна $-\partial E/\partial x$; ср. рис. 9), — возвращаются в A . Справа налево проходят как частицы, пришедшие из B , так и частицы, вышедшие из A , но повернувшие вспять на отрезке DC .

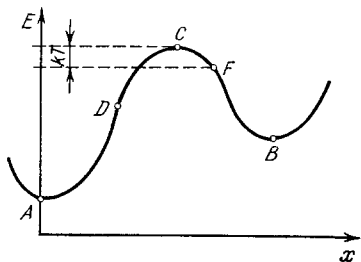


Рис. 9. Зависимость минимальной E -энергии от параметра деления и понятие активированного комплекса C .

Наибольший интерес представляет, следовательно, рассмотрение состояния C : подсчитывая частицы, проходящие слева направо и справа налево, мы находим число переходов из A в B и обратно; в равновесии они равны между собой и найти их легко, составляя выражение равновесного числа частиц в C и средней их скорости \bar{u} , которая одинакова в обоих направлениях $\bar{u}_+ = \bar{u}_-$ (мы говорим везде о скорости изменения параметра x).

Обозначив $n(C)$ число частиц в состоянии C (точнее — плотность или число частиц на единицу длины оси X), найдем число переходов $A \rightarrow B$, равное $(1/2) n(C) \bar{u}_+$, и $B \rightarrow A$ — соответственно $(1/2) n(C) \bar{u}_-$.

Однако скорость реакции интересует нас не тогда, когда имеет место равновесие между A и B , т. е. когда прямая и обратная реакции уравновешивают друг друга. Конечной целью является рассмотрение необратимой реакции.

Положим концентрацию в B равной нулю. Второе предположение, лежащее в основе метода активированного комплекса *), заключается в том, что число переходов $A \rightarrow B$ при этом не меняется, а именно, что оно находится в том же соотношении с концентрацией в A , которое существовало при данной концентрации в A в предыдущем случае детального равновесия, когда в B было равновесное число частиц и имела место обратная реакция.

В какой мере эти предположения обязательны? В своей недавней работе Крамерс¹⁶ обобщает теорию активированного комплекса. Он рассматривает систему, которая во время движения по оси X подвергается беспорядочным воздействиям со стороны внешних сил или со стороны других степеней свободы. В результате этого движение приобретает характер более или менее беспорядочного броуновского движения вдоль оси X . Беспорядочное воздействие внешне проявляется как вязкость: если движение началось с определенной скоростью, то имеется значительная вероятность, что эта скорость уменьшится в результате хаотических воздействий. Такая вязкость уменьшает отнесенную к единице времени вероятность происхождения через состояние активированного комплекса. Равновесное число частиц, проходящих в ту и другую сторону через состояние C (рис. 9), в состоянии полного равновесия неизменно. Но теперь, даже при отсутствии частиц в B , т. е. тогда, когда мы рассматриваем необратимый процесс, нельзя пренебрегать обратным потоком в точке C : частицы, прошедшие C слева направо, могут в интервале CF из-за беспорядочного воздействия повернуть вспять и пройти точку C справа налево. Для того, чтобы такой процесс был сколько-нибудь вероятен, нужно, чтобы разность энергий C и F была порядка kT . Вязкость заметно умень-

*) Первым было предположение о классическом характере движения без трения.

пает вероятность перехода тогда, когда «длина пробега» системы от одного сильного беспорядочного воздействия до другого меньше эффективной ширины переходного состояния $2CF$; выбор точки F см. выше.

С другой стороны, некоторая малая вязкость необходима для процесса: в отсутствие ее, при строго инерционном движении, система, у которой энергия движения вдоль координаты x недостаточна для перехода через барьер, никогда не сможет прореагировать, хотя бы общая энергия (часть которой распределена по другим степеням свободы) и была достаточно велика. Вязкость, описывающая взаимодействие движения по координате x и по всем остальным степеням свободы, мешает переходу, когда энергия движения по x достаточно велика, но та же вязкость необходима, когда движение по x возбуждено слабо.

В своей статье Крамерс отмечает, что в теории деления ядра мы имеем дело, по-видимому, именно со случаем большой вязкости. Однако сейчас нет никаких указаний на порядок величин этой вязкости, так что в дальнейшем мы изложим принадлежащую Бору трактовку, не учитывающую вязкости.

Упоминание здесь работы Крамерса, по нашему мнению, представляет интерес, с одной стороны, в связи с дискуссией допущений, лежащих в основе концепции активированного комплекса; с другой стороны, — потому, что в ближайшее время можно ожидать работ, развивающих теорию вязкостного типа (типа броуновского движения или, по наименованию Крамерса, — диффузионного) перехода через барьер.

Обращаясь к предстоящим расчетам, следует отчетливо представить себе, что цель их — не точный расчет абсолютного значения вероятности деления, а прежде всего выяснение зависимости вероятности деления от энергии ядра. Влияние вязкости сведется к коэффициенту в выражении вероятности деления, почти не зависящему от энергии.

В теории активированного комплекса в химических реакциях рассматривается статистическое распределение молекул по всем значениям энергии и всем значениям момента количества движения. Физически это связано с тем, что реагирующие молекулы испытывают большое число столкновений, реализующих все возможные состояния.

В ядерных реакциях положение существенно иное. Реакция протекает всегда под действием одного удара той или иной частицы о ядро *), после чего образовавшееся возбужденное ядро предоставлено самому себе и, пока не произошла реакция, характеризуется вполне определенным значением энергии и моментом количества движения.

Из всех возможных (при данной энергии возбуждения) значений момента количества движения в действительности осуществляются только те, которые могли получиться при бомбардировке ядра. Большие значения момента оказываются исключенными: для того чтобы передать большой момент, нужен удар, значительно отличающийся от центрального; бомбардирующая частица должна лететь на значительном расстоянии от центра ядра; в таком случае вероятность того, что она будет захвачена — ничтожна.

Еще важнее, что весь процесс идет при постоянной энергии.

Следуя Бору, рассмотрим микроканонический ансамбль ядер, имеющих энергию возбуждения между E и $E + dE$. Введем обозначения:

*) Все современные способы облучения слишком слабы, чтобы можно было изучать процессы, связанные с последовательным воздействием нескольких частиц на одно ядро. Возможны, впрочем, каскадные процессы, например захват нейтрона, за которым следует обратное испускание нейтрона и только потом — движение. Здесь до деления момент количества движения меняется дважды — и при захвате, и при испускании нейтрона.

$\rho(E)$ — плотность уровней в данном интервале энергий; $\rho(E) dE$ — число отдельных уровней в интервале между E и $E + dE$; $d = d(E)$ — среднее расстояние между двумя соседними уровнями, так что $\rho(E) = 1/d(E)$ и, наконец, ширину отдельного уровня Γ ; последняя может быть или меньше d — в том случае, когда мы имеем дело с дискретными обособленными уровнями, или больше d — в случае перекрывающихся уровней *).

Ширина уровня чрезвычайно тесно связана с временем жизни рассматриваемого состояния.

Эта связь вытекает из принципа неопределенности Гейзенберга. В действительности, в точности определенное значение энергии (равную нулю ширину) может иметь лишь та система, которая пребывает в рассматриваемом состоянии бесконечно долгое время. Для системы, время пребывания которой в данном состоянии ограничено, принцип неопределенности

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar \quad (34)$$

указывает, что всякое измерение энергии будет связано с неточностью $\Delta E = \hbar/\Delta t$. Энергетический уровень оказывается размытым. Так, например, широко известна и целиком покоится на опытных данных теория ширины спектральных линий, связывающая конечную ширину этих линий (например, в газовом разряде) с неопределенностью энергии возбужденного уровня, возникающей вследствие того, что столкновения с другими атомами или сам процесс излучения приводят к некоторому конечному среднему времени жизни возбужденного атома.

Полная ширина уровня связана с временем жизни данного состояния, т. е. с вероятностями всех различных возможных процессов.

Под неопределенностью времени в формуле (34) следует понимать время жизни ядра, т. е. величину, обратную полной вероятности α его перехода в любое другое состояние:

$$t = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \dots}, \quad (35)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ и т. д. — вероятности отдельных процессов.

Согласно (34) можно представить полную ширину

$$\Gamma = \frac{\hbar}{t} = \hbar \cdot \alpha = \hbar (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots) = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \dots \quad (36)$$

в виде суммы частных ширин

$$\Gamma_1 = \alpha_1 \hbar, \quad \Gamma_2 = \alpha_2 \hbar, \quad \dots \quad (37)$$

различных процессов. В дальнейшем мы будем часто применять эту терминологию и говорить о ширине того или иного процесса для того, чтобы охарактеризовать его вероятность.

Легко установить численную связь между этими величинами: так как $\hbar = 10^{-27}$ эрг·с и $1 \text{ эВ} = (1/300) \cdot 4,77 \cdot 10^{-10} = 1,59 \cdot 10^{-12}$ эрг, то времени жизни $t = 1$ с и вероятности распада 1 с^{-1} отвечает ширина

$$\Gamma = \frac{10^{-27} \text{ эрг·с}}{1 \text{ с}} = 10^{-27} \text{ эрг} = 6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ}. \quad (38)$$

Обратно, ширине уровня порядка 1 эВ отвечает время жизни, равное $6 \cdot 10^{-16}$ с и вероятность процесса распада $1,6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

*) Расширение уровней, даже взаимное перекрывание их, не меняет инвариантного числа уровней энергии, хотя вычисление его и становится сложнее.

Таким образом, ниже мы будем говорить о нейтронной ширине, связанной с вероятностью излучения нейтрона, о ширине деления, связанной, согласно (37), с вероятностью деления и т. д.

Итак, рассмотрим микроканонический ансамбль ядер, имеющих энергию возбуждения между E и $E + dE$, и выберем число рассматриваемых ядер в точности равным числу уровней. Таким образом, в этой совокупности ядер в среднем на каждое возможное состояние приходится по одному ядру.

Согласно определению частных ширин число делящихся в единицу времени ядер в нашем микроканоническом ансамбле будет равно

$$\rho(E) dE \frac{\Gamma_f}{\hbar}, \quad (39)$$

где первый сомножитель представляет собой число рассматриваемых ядер микроканонического ансамбля, а второй — вероятность деления в единицу времени (индекс f — fission — деление).

В нашем ансамбле, в котором среднее число ядер на каждый уровень равно единице, число делящихся в единицу времени ядер должно равняться числу ядер, находящихся в переходном состоянии, которое проходит через барьер деления в единицу времени.

Найдем число состояний для ядер, приходящееся на единицу длины барьера в его вершине. Движение ядра через барьер в направлении деления равноценно инерционному движению частицы, на которую не действуют никакие силы, так как на вершине барьера энергия максимальна. Производная энергии по координате, отсчитанной вдоль барьера, равна нулю. Таким образом, при подсчете числа состояний мы должны будем для степени свободы, отвечающей движению частицы через барьер, взять статистическую сумму так, как мы это делаем для движения свободной частицы в одном измерении.

Размер клетки в фазовом пространстве равен, как известно, $h^n = (2\pi\hbar)^n$, где n есть число измерений пространства. В рассматриваемом случае поступательное движение совершается только по одной координате — по координате, описывающей деление. Таким образом, на один уровень в фазовом пространстве p_x , x приходится клетка площадью $2\pi\hbar$. На единицу длины в интервале изменения импульса между p и $p + dp$ приходится число уровней, равное $dp/2\pi\hbar$.

Введем величину ρ^* — плотность уровней рассматриваемого ядра в переходном состоянии, причем в расчете ρ^* мы учитываем все степени свободы, которые возбуждаются в ядре, кроме той степени свободы, движение вдоль которой как раз описывает деление. Тогда окончательное число состояний микроканонического ансамбля с энергией между E и $E + dE$, с импульсом между p_x и $p_x + dp_x$ на единицу длины вдоль координаты x в переходном состоянии равно следующему выражению:

$$dE \rho^*(E - E_f - K) \frac{dp}{2\pi\hbar}. \quad (40)$$

Выражение (40) имеет размерность см^{-1} , если координата x (движение вдоль которой описывает деление) имеет размерность длины. Число состояний (40) зависит от энергии, приходящейся на все входящие в ρ^* степени свободы, т. е. все степени свободы, кроме движения вдоль направления деления. Эта последняя энергия равна полной энергии ядра E за вычетом потенциальной энергии деления, равной высоте барьера E_f и кинетической энергии движения системы в направлении деления K .

Совершенно общее выражение для дифференциала кинетической энергии устанавливает связь между скоростью движения в направлении деления, количеством движения p и кинетической энергией K :

$$dK = v dp. \quad (41)$$

В начальном состоянии мы имеем по одному ядру на каждом отдельном квантовом уровне. В соответствии с этим в равновесии с такой же средней плотностью оказываются заполненными и уровни переходного состояния. Число делений, происходящих в единицу времени, мы найдем, составляя выражение для общего потока частиц через барьер, т. е. помножая плотность частиц, находящихся в каждом элементарном интервале импульса, на скорость, с которой эти частицы движутся в направлении деления. Так, мы получим для числа делений, интегрируя по всем значениям импульса, формулу

$$dE \int \rho^*(E - E_f - K) \frac{dp}{2\pi\hbar} v = \frac{dE}{2\pi\hbar} \int \rho^* dK = \frac{dE \cdot N}{2\pi\hbar}, \quad (42)$$

в которой мы обозначили через N общее число уровней в переходном состоянии, доступных при данной энергии возбуждения. v имеет размерность см/с, размерность выражения (40) есть см⁻¹, число делений (42) — размерность с⁻¹.

Напомним, что dE — общая величина интервала энергии в рассматриваемом микроканоническом ансамбле, так что общее число рассматриваемых ядер пропорционально dE . В (42) интегрирование проведено по значениям энергии от $K = 0$ до $K = E - E_f$, обращающего в нуль аргумент ρ^* . Сопоставляя это выражение (42) с определением «ширины» деления Γ_f (39), мы получим окончательно следующее выражение:

$$\Gamma_f = \frac{N^*}{2\pi\rho(E)} = \frac{d}{2\pi} N^* \quad (43)$$

для ширины деления, выраженной через плотность уровней на единицу интервала энергии или через величину d — среднее расстояние между энергетическими уровнями в рассматриваемом ядре. При прочих равных условиях, чем больше плотность уровней ρ в ядре, тем меньше вероятность того, что ядро попадает в переходное состояние.

Тот вывод, которым мы только что воспользовались, правилен лишь в том случае, если N^* (число уровней в переходном состоянии) достаточно велико по сравнению с единицей. Только в этом случае можно вводить плотность ρ^* и интегрировать (42). Согласно формуле (43) это условие совпадает с условием, чтобы ширина деления значительно превосходила среднее расстояние между уровнями. Физический смысл последнего условия совершенно ясен: если ширина каждого отдельного уровня значительно больше среднего расстояния между уровнями, последние мощно перекрываются, квантование становится неуживчивым; мы можем применить, согласно принципу соответствия, классическую механику. С другой стороны, если возбуждение E незначительно превышает критическую энергию или даже меньше E_f , число уровней становится малым или может даже оказаться равным нулю. Это значит, что распад будет происходить благодаря специфическим квантовомеханическим эффектам типа туннельного перехода под барьером. Опытные данные, так же как и ориентировочные расчеты (см. предыдущий параграф), учитывающие большую массу осколков, показывают, что вероятность такого прохождения под барьером в случае деления тяжелых ядер чрезвычайно быстро падает с уменьшающейся энергией возбуждения. Принципиально, при точном рассмотрении, мы

должны получить постепенным переходом формулы теории активированного комплекса к квантовомеханическому выражению проницаемости барьера. Физически, однако, туннельный распад урана малосуществен.

Мы можем таким же способом, применяя теорию активированного комплекса, подойти к вопросу о вероятности обратного испускания нейтрона. Именно наличие обратного испускания нейтронов и ограничивает выход деления при большой энергии возбуждения. Расчеты испарения нейтронов неоднократно приводились в литературе; особенно подробно этим вопросам занимались Л. Д. Ландау¹⁷ и В. Вайскопф¹⁸.

Рассмотрим снова введенный выше микроканонический ансамбль. По сравнению с предыдущим нам потребуется лишь небольшие изменения. Сейчас переходное состояние представляет собой ядро, у которого испускаемый нейтрон находится в тонкой сферической оболочке, как раз у поверхности ядра, площадь которой равна $4\pi R^2$, где R — радиус ядра.

Критическая энергия процесса совпадает, соответственно, с энергией связи нейтрона E_n . Плотность уровней возбуждения в переходном состоянии определяется плотностью ρ^{**} спектра возбужденного ядра, остающегося после испарения.

Выпишем число квантовых состояний в микроканоническом ансамбле с заданным импульсом испаряющегося нейтрона между p и $p + dp$ и при заданном направлении вылета нейтрона. Последнее мы характеризуем пространственным углом Ω и будем искать число уровней, отнесенное к единице толщины шарового слоя для состояния, в котором количество движения испаряющегося нейтрона заключено между p и $p + dp$, а направление испарения заключено в элементе пространственного угла $d\Omega$.

Объем, в котором заключен нейтрон в переходном состоянии, отнесенный к единице длины вдоль направления ухода нейтрона от ядра, численно равен величине поверхности ядра $4\pi R^2$. Окончательно общее число уровней в переходном состоянии, отнесенное к единице длины вдоль координаты R , описывающей испарение нейтрона, равно следующему выражению:

$$\frac{(4\pi R^2 p^2 dp d\Omega)}{(2\pi\hbar)^3} \rho^{**} (E - E_n - K) dE, \quad (44)$$

в котором первый множитель, заключенный в скобки, представляет число уровней нейтрона на единицу длины, а второй множитель — число уровней остающегося ядра (безразмерное), энергия возбуждения которого равна $E - E_n - K$.

Для того чтобы получить число нейтронов, испускаемых в единицу времени, мы должны умножить плотность нейтронов в шаровом слое (на единицу толщины) на скорость их удаления от ядра, равную $v \cos \theta$, где θ — угол между направлением движения нейтрона и радиусом-вектором, проведенным из центра ядра.

Подставляя $p^2 = 2mK$, $v dp = dK$ и интегрируя по всей полусфере, мы получим следующее выражение для числа актов эмиссии нейтрона, происходящих в единицу времени:

$$dE \left(\frac{4\pi R^2 \cdot 2\pi m}{(2\pi\hbar)^3} \right) \int \rho^{**} (E - E_n - K) K dK. \quad (45)$$

Это выражение мы должны отождествить с выражением для нейтронной ширины, которая составляет совершенно аналогично выражению для ширины деления. Выражая, таким образом, вероятность испускания нейтрона в энергетических единицах (как ширину уровня), получим число актов испускания нейтрона

$$\Gamma_n = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \cdot \frac{2mR^2}{\hbar^2} \int \rho^{**} (E - E_n - K) K dK. \quad (46)$$

Из формул (45) и (46) видно, что вероятность для остающегося ядра попасть на тот или иной возбужденный уровень не одинакова. Вероятность каждого уровня прямо пропорциональна кинетической энергии испаряющегося нейтрона. Но из закона сохранения энергии следует, что чем больше эта кинетическая энергия, тем меньше энергия возбуждения после испускания ядра. Таким образом, для остающегося после испускания нейтрона ядра отнесенная к каждому отдельному уровню вероятность оказывается меньше для уровней с большой энергией. Относительно более вероятно испарение нейтрона с большой кинетической энергией. Однако этот алгебраический фактор K в подынтегральном выражении в (45) и (46) с избытком перекрывается тем, что само число уровней в остающемся после испарения ядре быстро возрастает с увеличением энергии возбуждения.

Согласно общим принципам статистической механики, мы можем связать плотность уровней с энтропией возбужденного ядра. Энтропия есть логарифм общего числа уровней с энергией меньше данной *):

$$S = \lg N = \lg \int_0^E \rho(E) dE, \quad \int_0^E \rho(E) dE = e^{S(E)}, \quad (47)$$

$$\rho(E) = \frac{de^S}{dE} = e^S \frac{dS}{dE} = \frac{1}{T} e^S. \quad (48)$$

Определим, какой энергии вылетающих нейтронов отвечает максимум подынтегрального выражения в формулах (45) и (46), т. е. какова наиболее вероятная энергия вылетающих нейтронов:

$$\rho(E - E_n - K) K = \max. \quad (49)$$

Составим логарифмическую производную

$$\frac{d}{dK} \lg [\rho(E - E_n - K) K] = \frac{d}{dK} \lg \rho(E - E_n - K) + \frac{1}{K} = 0. \quad (50)$$

Дифференцируя выражение (48) для плотности уровней, пренебрегаем изменением предэкспоненциального множителя:

$$\frac{d \lg [\rho(E - E_n - K)]}{dK} + \frac{1}{K} = \frac{dS(E - E_n - K)}{dK} + \frac{1}{K} = -\frac{1}{T(E - E_n - K)} + \frac{1}{K} = 0, \quad (51)$$

$$K = T(E - E_n - K).$$

В уравнениях (48) и (51) мы использовали общее термодинамическое соотношение **)

$$dE = T dS, \quad \frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}.$$

Как показывают расчеты, средняя энергия

$$\bar{K} = 2T(E - E_n - K), \quad (52)$$

в то время как для свободных частиц в тепловом равновесии было бы, очевидно, $\bar{K} = (3/2)T$.

Особенно важно то, что энергия вылетающих нейтронов и сама вероятность испускания нейтронов зависят от температуры ядра, остаю-

*) Температуру мы ниже везде измеряем в единицах энергии (в эргах или в электрон-вольтах). В такой системе энтропия безразмерна, больцмановская константа равна единице.

**) В формулах (51) и (52) $T(E - E_n - K)$ есть температура ядра при энергии $E - E_n - K$.

щегося после испускания нейтрона, а не от начальной температуры ядра (в формулы входит $\rho^{**}(E - E_n - K)$, а не $\rho(E)$).

Бор преобразует уравнение (46), вводя нулевую кинетическую энергию частицы, находящейся в ядре: если на каждую частицу приходится объем в виде куба с ребром x , то длина дебройлевской волны не может быть больше x , чему отвечает импульс порядка

$$p \approx \frac{\hbar}{x}$$

(в согласии с принципом неопределенности Гейзенберга) и энергия

$$K' \approx \frac{p^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2mx^2}.$$

В ядре с общим радиусом R Бор подставляет $x = R/A^{1/3}$:

$$K' = \frac{A^{2/3}\hbar^2}{2mR^2}. \quad (53)$$

В результате формула (46) преобразуется к виду

$$\Gamma_n = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{A^{2/3}}{K'} \right) \sum_i K_i. \quad (54)$$

Суммирование производится по всем значениям кинетической энергии, отвечающим различным энергетическим уровням остающегося ядра. Бор подчеркивает аналогию выражения (54) и выражения (43) для вероятности деления: входящее в (43) общее число уровней N^* можно записать как $\sum_i 1$ по всем N^* уровням, так что

$$\Gamma_f = \frac{d}{2\pi} \sum_i 1. \quad (43a)$$

Численное значение Γ_n в уравнении (54) Бор оценивает в 9,3 эВ из данных о радиусах ядер. Не менее поучительным нам кажется следующее преобразование. Введем кинетическую энергию K'' нейтрона, у которой дебройлевская длина волны порядка размеров всего ядра (а не участка, приходящегося на долю одной частицы в ядре, как было раньше):

$$K'' \approx K' A^{-2/3}, \quad (55)$$

$$\Gamma_n = \frac{d}{2\pi} \frac{1}{K''} \sum_i K_i.$$

В (55) отчетливо видна связь обоих условий применения теории активированного комплекса: необходимо, чтобы кинетическая энергия вылетающих нейтронов превышала K'' для того, чтобы можно было говорить об их *положении и направлении* нейтрона в момент вылета.

Но если хотя бы некоторые K_i превышали K'' , то Γ_n было бы больше и уровни перекрывались бы.

По принципу детального равновесия вероятности захвата и обратного излучения нейтрона связаны между собой. Формулы (45), (46), (54), (55) отвечают сечению захвата быстрых нейтронов, равному геометрическому сечению ядра порядка

$$\sigma_c = \pi R^2 = \pi (1,48 \cdot 10^{-13})^2 A^{2/3} \approx 3 \cdot 10^{-24}.$$

Для медленных нейтронов квантовая механика приводит к постепенному росту сечения захвата при уменьшении энергии пропорционально $1/V$, т. е. пропорционально $1/\sqrt{K}$ (в случае перекрывающихся уровней).

Вылетающий обратно нейтрон обладает энергией, в точности равной энергии влетевшего нейтрона (это следует из распределения уровней в спектре остающегося ядра; см. ниже). Вероятность вылета медленного нейтрона

$$\Gamma_n \approx 10^{-3} \sqrt{K}, \quad (56)$$

если Γ и K выражены в эВ.

В суммировании здесь нет надобности, так как нейтрон может вылететь только в том случае, если он оставил ядро в основном состоянии: энергия недостаточна для возбуждения ядра.

Вкратце остановимся на вероятности других процессов. Энергия связи протонов и нейтронов в ядрах практически одинакова; уже отмечалось, что ядро с большой энергией связи протона β -активно, тогда как ядро с большой энергией связи нейтрона уменьшает свой заряд захватом K -электрона или — при достаточной энергии — испуская позитрон *).

При равной энергии связи нейтрона и протона, казалось бы, вылет протона должен быть столь же вероятен, как и вылет нейтрона. В действительности, вследствие электростатического отталкивания ядром, протон, энергия которого достаточна для того, чтобы из ядра удалиться на бесконечность, не может находиться вблизи ядра. При малой энергии вылетающего протона, т. е. в том случае, когда энергия исходного ядра лишь незначительно превышает энергию связи протона, вылет протона возможен только по квантовому механизму туннельного проникновения под барьером. Вероятность такого процесса очень мала. Но и в том случае, когда запас энергии ядра достаточен для классического перехода протона с большой энергией над барьером, такой процесс маловероятен.

Мы видели, что нейтрон вылетает из ядра с энергией порядка T или $2T$, где T — температура ядра.

Для протона вблизи ядра пригодно то же рассмотрение. Но если кинетическая энергия протона вблизи ядра порядка T , то, удаляясь от ядра, протон будет ускоряться в поле ядра, и на большом расстоянии его кинетическая энергия будет порядка $2T + 9$ МэВ (оценка электростатической энергии сделана для урана). Уносясь больше энергии, протон оставляет после испускания ядро в состоянии менее возбужденном, по сравнению с ядром, остающимся после испускания нейтрона. Чем меньше возбуждено ядро, тем меньше число отдельных уровней, т. е. тем меньше вероятность процесса.

В тяжелых ядрах ($Z > 30$) испусканием протона можно пренебречь при любой энергии возбуждения, так как оно всегда в миллионы раз слабее испускания нейтронов.

Такие же соображения относятся к вылету α -частиц. Высота барьера в этом случае вдвое выше (15—20 МэВ). Зато в тяжелых ядрах энергия связи α -частиц отрицательна, на что указывает естественная α -радиоактивность. Оба обстоятельства действуют в противоположных направлениях, так что из общих соображений трудно установить соотношения вероятностей испускания α -частицы и нейтрона возбужденным ядром, энергия которого достаточна для испарения нейтрона.

В интересующих нас случаях опыт показывает, что вероятность α -распада достаточно мала, и его нет надобности принимать во внимание.

Ядерные процессы, связанные с испусканием легких заряженных частиц — электронов и позитронов, — совершенно не поддаются класси-

*) Более точно, энергия связи нейтрона должна быть больше энергии связи протона на 0,7 МэВ — разность масс нейтрона и атома водорода, выраженную в энергетических единицах.

ческому описанию. Для нас достаточно знать, что вероятность их ничтожно мала по сравнению с вероятностью других процессов *) и к тому же сравнительно слабо зависит от энергии ядра. На этих процессах мы остановимся ниже в связи с вопросом о судьбе продуктов деления.

Последний по порядку, но не последний по значению процесс заключается в излучении γ -квантов. Снова статистическая теория, рассматривая равновесие между возбужденными ядрами и равновесным («черным») излучением при температуре в несколько миллионов электрон-вольт ($\sim 10^{10}$ К), устанавливает соотношение между сечением захвата γ -лучей и вероятностью их испускания возбужденным ядром.

Сечение захвата порядка 10^{-26} см² отвечает при этом времени γ -превращения порядка 10^{-14} с, т. е. вероятности испускания 10^{14} с⁻¹ или $\sim 0,1$ В в энергетических единицах.

Наши сведения о вероятности различных процессов суммированы на рис. 10.

По оси абсцисс отложена энергия возбуждения рассматриваемого ядра в миллионах электрон-вольт, по оси ординат — вероятность превращения того или иного типа (указанного на каждой кривой).

Для того чтобы уложить на одном чертеже такие процессы, как спонтанное деление (время полураспада $\sim 10^{20}$ лет) и испарение нейтрона из высоковозбужденного ядра (10^{-19} с), приходится применять сильно деформированную шкалу.

На левой шкале даны вероятности, выраженные в энергетических единицах, — ширины уровней.

Кривая вероятности испускания нейтрона вертикальна при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, так как нет никаких туннельных переходов, нет барьера. При энергии ядра чуть меньше энергии связи нейтрона испускание нейтрона совершенно невозможно; при малом избытке энергии вылет нейтрона небольшой скорости имеет значительную вероятность.

На рис. 10 показана общая вероятность испускания нейтрона Γ_n , отвечающая формулам (54) или (55), в которых производится суммирование по всем состояниям остающегося ядра и соответственно по всем возможным (при данной энергии возбуждения) значениям кинетической энергии вылетающего нейтрона.

Наряду с этим дана кривая Γ_n' , отвечающая первому члену суммы в выражениях (54) и (55); Γ_n' есть вероятность того, что нейтрон вылетит из ядра, унося с собой всю энергию, оставляя ядро невозбужденным, в основном состоянии. Если энергия возбуждения ядра превышает энергию связи нейтрона лишь на величину, которая меньше энергии возбуждения остающегося ядра, нейтрон обязательно уносит всю энергию, так как в ядре она остаться не может. Поэтому при малых энергиях обе кривые Γ_n и Γ_n' совпадают. Напротив, при большой энергии маловероятно,

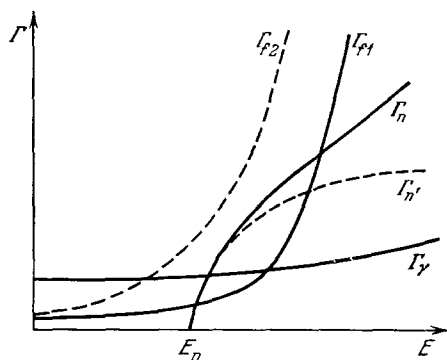


Рис. 10. Схематическая зависимость вероятности (ширины) различных процессов от энергии ядра.

*) Кроме туннельных, вероятность которых может быть очень мала.

чтобы нейтрон унес всю энергию, так как число степеней свободы ядра значительно больше, чем число степеней свободы нейтрона; как показано на рис. 10, в этом случае $\Gamma_n \ll \Gamma_n'$.

Вероятность вылета α -частицы и вероятность деления плавно переходят от классических значений к кривой проницаемости (квантовомеханической) барьера частицами недостаточной энергии.

В системе координат с резко деформированной шкалой прямая линия на рис. 10 означает мощную экспоненциальную зависимость вероятности распада от энергии ядра. От критической энергии деления зависит то значение энергии возбуждения ядра, при котором кривая вероятности деления переходит через значение $\Gamma_f \sim 0,1$ В, разделяющее классическую и квантовомеханическую части кривой.

Кривая вероятности деления дана на чертеже в двух вариантах: для критической энергии деления на 1 МэВ больше энергии связи нейтрона (сплошная кривая) и на 1 МэВ меньше (штриховая кривая); сдвинута относительно первой на 2 МэВ в сторону меньшей энергии.

Вероятность излучения, как видно из чертежа, слабо зависит от энергии и изображается почти горизонтальной линией.

Перед разбором опытных данных вкратце подытожим данные о распределении уровней в спектрах тяжелых ядер. Из изучения γ -спектров можно было установить, что нижние уровни очень резкие и что расстояние между ними порядка 50 000—100 000 В. При увеличении энергии возбуждения число уровней быстро нарастает. Статистическая трактовка понятий температуры и энтропии ядра применима только тогда, когда число уровней становится достаточно большим.

Общие теоретические аргументы заставляют ожидать, что вплоть до энергий в сотни миллионов электрон-вольт свободная энергия ядра будет зависеть от его температуры по закону

$$F = -\frac{\alpha}{2} T^2, \quad (57)$$

Применим простые термодинамические преобразования

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T} = \alpha T, \quad E = F + TS = \frac{\alpha T^2}{2}, \quad S = \sqrt{2\alpha E}. \quad (58)$$

Выражение (57) следует из требования теоремы Нернста, чтобы энтропия обращалась в нуль *) при температуре, равной нулю. Формулы (57) и (58) приводят к теплоемкости, пропорциональной абсолютной температуре. Пропорциональная температуре теплоемкость была наблюдаема на опыте Кеезомом в металлах при низкой температуре. При этом теплоемкость решетки зависит от температуры как T^3 (закон Дебая), так что наблюдаемая Кеезомом теплоемкость относилась к электронам металла.

Если аналогия между электронами в металле и веществом в ядре и не строга, то во всяком случае выражения (57) и (58) являются разумным приближением, которое неплохо согласуется с опытными данными об уровнях тяжелых ядер. Формула (58) позволяет предвидеть быстрое нарастание числа уровней с ростом энергии, пропорциональное $\exp(\sqrt{2\alpha E})$. В «Успехах физических наук» уже печатались статьи Бора ⁵ с описанием свойств распределения уровней, отвечающего формуле (58). Для ядер,

*) Энтропия, равная нулю, обозначает, что система находится на *одном* определенном уровне, во вполне определенном состоянии. В нашем изложении мы следуем Л. Д. Ландау ¹⁷.

близких к урану, можно ожидать, что среднее расстояние между уровнями порядка 50 000—100 000 В для первых уровней падает до 20 В при энергии возбуждения 6 МэВ и до 0,2 В — при энергии возбуждения 8,5 МэВ.

Эти сведения понадобятся нам ниже для описания опытных данных.

§ 4 ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ПРОЦЕССЕ ДЕЛЕНИЯ, ВЫЗВАННОМ НЕЙТРОНАМИ

Работы последних полутора лет значительно способствовали выяснению основных фактов. Ряд заключений, которые Бор устанавливал путем тонкого сопоставления различных возможностей, в настоящее время получили прямое экспериментальное подтверждение; в особенности это относится к вопросу о роли различных изотопов урана (см. конец § 2).

В нашей статье мы изложим принятые в настоящее время представления, основывающиеся на рассмотренной в § 1—3 теории, опуская доказательства их единственности.

Масс-спектрографические исследования устанавливают существование трех изотопов урана: с атомным весом 238 (99,3%), 235 (0,7%) и 234 (0,006%). В § 2 мы установили, что критическая энергия деления, зависящая от отношения Z^2/A , должна быть наименьшей для самого легкого — и соответственно самого редкого — изотопа с $A = 234$ и растет дальше от U^{235} к U^{238} .

Концентрация самого легкого изотопа весьма мала и сейчас нет ли прямых данных о его поведении, ни каких-либо особенностей поведения природной смеси изотопов урана, которые требовали бы привлечения U^{234} для своего объяснения. Поэтому мы исключим его из дальнейшего рассмотрения.

Замечательны свойства урана с атомным весом 235 *). Этот изотоп является родоначальником актинового ряда. Так же как U^{238} , U^{235} обладает естественной α -радиоактивностью, однако с несколько меньшим периодом полураспада. Таким образом, несколько сот миллионов лет назад изотопный состав урана был более благоприятен. Осуществление цепного распада урана в ту отдаленную эпоху было бы гораздо более легкой задачей. Для нас легкий изотоп представляет интерес потому, что он подвергается делению при действии медленных нейтронов.

Последние расчеты И. И. Гуревича и авторов настоящего обзора показывают, что для осуществления цепного деления урана с выделением огромных количеств энергии достаточно десятка килограммов чистого изотопа урана-235.

Такие свойства объясняются, с одной стороны, тем, что ядро, образующееся при захвате нейтрона ураном-236, — ядро урана-236 — имеет сравнительно малую критическую энергию деления, всего около 5 МэВ; с другой стороны, велика энергия связи нейтрона в ядре урана-236, состоящем из четного числа протонов и четного числа нейтронов. По оценке Бора, энергия связи нейтрона порядка 6,2 МэВ. Таким образом, на рис. 10 мы имеем дело со случаем, которому отвечает штриховая кривая деления. При всех энергиях вероятность деления во много раз (по крайней мере в 100 раз) больше вероятности обратного испускания нейтрона. Энергия возбуждения ядра, образующегося при захвате нейтрона, не меньше энергии связи нейтрона. При этом, как видно из рис. 10, вероятность деления значительно превышает также вероятность потери энергии — излучения γ -кванта. Таким образом, при бомбардировке урана-235 захват нейтрона с вероятностью, не отличающейся от единицы, ведет к делению.

*) Так называемого актиноурана.

Для захвата нейтрона необходим резонанс (равенство энергий) системы ядро — нейтрон и образующегося составного ядра (U^{236} в рассматриваемом случае).

Облучаемое ядро находится в основном состоянии со строго определенной энергией. Ядро U^{236} , получающееся при захвате нейтрона, несет энергию возбуждения около 6 МэВ (при захвате теплового нейтрона). При такой энергии возбуждения среднее расстояние между отдельными уровнями энергии составного ядра порядка 10—20 эВ. Но ширина уровней, зависящая от вероятности деления возбужденного ядра, превышает среднее расстояние между ними; энергетический спектр составного ядра следует считать сплошным (состоящим из перекрывающихся уровней).

Опыт устанавливает эффективное сечение деления при действии тепловых нейтронов комнатной температуры порядка $2,5 \cdot 10^{-24}$ см² для природной смеси изотопов урана. Отнесенное к урану-235 сечение оказывается равным $350 \cdot 10^{-24}$ см². При увеличении энергии нейтронов сечение падает обратно пропорционально скорости, т. е. как $K^{-1/2}$ (K — кинетическая энергия нейтрона).

С другой стороны, при бомбардировке очень быстрыми нейтронами сечение ядра не отличается от геометрического сечения, т. е. порядка $2,4 \cdot 10^{-24}$ см². Связывая простейшим способом две области, мы найдем сечения деления:

$$\begin{aligned}\sigma_f &= \frac{350 \sqrt{0,025}}{\sqrt{K}} \cdot 10^{-24} = \frac{55}{\sqrt{K}} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, & K < 10^3 \text{ В}, \\ \sigma_f &= 2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, & K > 10^3 \text{ В}.\end{aligned}\tag{59}$$

В действительности в интервале K от 10^3 до 10^6 В очень трудно предсказать ход сечения в зависимости от энергии. Выражением (59) можно пользоваться в этом интервале только за отсутствием других данных (см. ниже).

Основной изотоп урана ведет себя, к сожалению, иначе. Большая масса при данном заряде уменьшает электростатическую энергию; критическая энергия деления составного ядра урана-239, образующегося при захвате нейтрона основным изотопом, порядка 5,5 МэВ. Наряду с этим образование ядра с нечетным атомным весом из четного ядра с четным зарядом и весом при захвате нейтрона сопровождается меньшим выделением энергии — около 5 МэВ. Соотношение вероятности различных процессов мы видим на рис. 10, принимая во внимание кривую деления (сплошную).

При малой энергии падающего нейтрона энергия образующегося ядра близка к энергии связи нейтрона. При энергии меньше критической деление возможно только за счет туннельного перехода, причем вероятность такого процесса очень невелика.

Основные конкурирующие процессы после захвата нейтрона небольшой энергии — обратный вылет нейтрона и излучение γ -кванта. Излучение γ -кванта, после которого энергия возбуждения ядра, во всяком случае, становится меньше энергии связи нейтрона, приводит к образованию еще более тяжелого изотопа — урана-239 *).

Вероятность обратного вылета нейтрона при небольшой энергии порядка $\Gamma_n = 10^{-3} \sqrt{K}$, K и вероятность Γ_n выражены в вольтах.

*) По замечанию Л. Д. Ландау, на основании законов черного излучения можно ожидать, что наиболее вероятная энергия γ -кванта имеет порядок температуры ядра, выраженной в энергетических единицах. Температура ядра меньше его энергии, так что возбужденное при захвате нейтрона ядро, вероятно, отдает свою энергию несколькими порциями, в виде нескольких γ -квантов.

Вероятность излучения γ -кванта порядка 0,1. Вплоть до энергии падающих нейтронов 1000—10 000 В захват нейтрона приводит к образованию ядра урана-239 в невозбужденном состоянии — после того, как энергия связи будет отдана излучением. Но ядро урана-239 содержит избыток нейтронов. Происходит испускание β -лучей и уран-239 превращается в элемент № 93 — трансурани — с тем же атомным весом. Заметим, что именно получение трансураниевых элементов с номером больше 92 было первоначальной целью исследователей, подвергших уран действию нейтронов. β -превращение урана-239 в трансурани происходит с полупериодом около 20 мин. Количество образующегося элемента № 93 очень мало, так что о дальнейшей его судьбе и свойствах известно мало.

Мак-Миллан и Абельсон¹⁹ установили, что элемент 93—239, в свою очередь, с периодом полураспада в 2,3 дня подвергается дальнейшему β -распаду, образуя элемент 94—239. Исследование последнего не показало какой-нибудь активности. Чувствительность методики позволяет утверждать, что время спонтанного деления или спонтанного α -распада элемента 94—239 не менее миллиона лет*). Это значит, что нейтроны, захваченные основным изотопом урана-239 с образованием трансурани-93, следует считать потерянными для цепного процесса. Именно этим и обуславливается то, что невозможно без разделения изотопов осуществить цепной распад металлического урана.

При энергии падающих нейтронов, превышающей разность критической энергии деления и энергии связи нейтрона в составном ядре, энергия возбуждения составного ядра превышает критическую энергию деления; становится возможным делением по классическому механизму. Расчет вероятности этого процесса был сделан в предыдущем параграфе методом активированного комплекса. Вероятность деления растет с ростом энергии возбуждения в соответствии с тем, что растет число уровней ядра в критическом состоянии, через которые возможен переход. Вскоре вероятность деления становится значительно больше вероятности излучения γ -квантов. Теперь, при больших энергиях падающих нейтронов, остаются два конкурирующих процесса — деление и обратный вылет нейтрона. Отношение вероятностей обоих процессов для урана-239 и тория показано на рис. 11, заимствованном у Бора и Уилера².

Бор полагает, что для урана-239 разность критической энергии деления и энергии связи нейтрона равна 0,75 МэВ, для тория — 1,75 МэВ.

В верхней части рисунка даны отношения вероятности обратного испускания нейтрона и вероятности деления к среднему расстоянию d

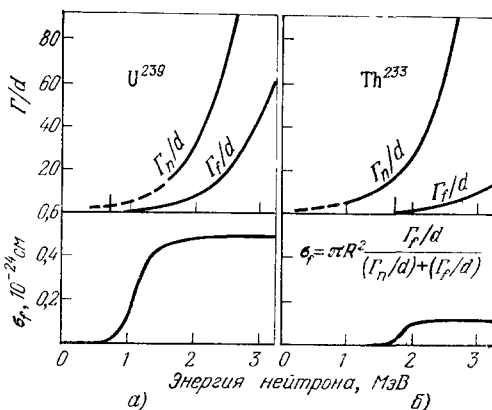


Рис. 11. Зависимость вероятности различных процессов Γ для урана-239 (а) и тория-233 (б) и сечения деления урана-239 и тория-232 в зависимости от энергии нейтронов.

(Займствовано у Бора и Уилера.)

*) По самым последним данным²⁰ (февраль 1941 г.) поведение тория при облучении нейтронами вполне аналогично поведению урана: имеет место $(n\gamma)$ -захват β -излучение с периодом 20 мин с образованием Ra_{91}^{233} и дальнейшее β -излучение (период 27 дней) с образованием долгоживущего нового изотопа урана U_{92}^{233} .

между уровнями в ядре. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия нейтрона. Энергия возбуждения ядра, образующегося при захвате нейтрона, равна сумме энергии связи нейтрона и его кинетической энергии.

Для значительной энергии нейтрона общее сечение захвата определяется геометрическими размерами ядра

$$\sigma = \pi R^2. \quad (60)$$

После захвата у ядра есть определенная вероятность деления Γ_f и вероятность обратного испускания нейтрона Γ_n . Таким образом, отношение к одному из процессов, например делению, сечение дается формулой

$$\sigma_f = \sigma \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} = \pi R^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}. \quad (61)$$

Дополняющая до полного сечения πR^2 величина представляет собой сечение рассеяния нейтрона (захват с последующим обратным испусканием)

$$\sigma_n = \sigma \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f + \Gamma_n} = \pi R^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f + \Gamma_n}, \quad \sigma_f + \sigma_n = \sigma = \pi R^2. \quad (62)$$

В самом грубом приближении, пренебрегая всеми предэкспоненциальными множителями, мы найдем соотношение Γ_f и Γ_n , замечая, что каждая из этих величин пропорциональна числу уровней переходного состояния для соответствующего процесса. Принимая для «теплоемкости» (связи между энергией, температурой, энтропией) переходного состояния сформулированные выше законы, запишем

$$\Gamma_f \approx \exp \sqrt{2\alpha(E - E_f)}, \quad \Gamma_n \approx \exp \sqrt{2\alpha(E - E_n)}. \quad (63)$$

Каждая из вероятностей зависит от избытка энергии над минимально необходимой для процесса, т. е. от энергии возбуждения переходного состояния.

В нижней части рисунка показаны кривые сечения деления урана-238 и тория, проведенные Бором и Уилером компромиссно, в соответствии с формулами (62), (63) и опытными данными, которыми они располагали летом 1939 г.

В краткой аннотации доклада четырех американских физиков, опубликованной в середине 1940 г., имеется утверждение, что порог деления для урана ниже, чем полагали Бор и Уилер, и составляет 0,35—0,1 МэВ²¹. Однако краткая аннотация без указания методики и конкретных результатов опыта не позволяет судить об обоснованности заключения.

С другой стороны, итальянские авторы²² наблюдали деление урана с сечением $0,1 \cdot 10^{-24}$ см² при энергии нейтронов около 0,2 МэВ. Однако, интерпретируя свои результаты, эти авторы пишут, что нет оснований пересматривать порог, принятый Бором около 0,7 МэВ; деление с сечением $0,1 \cdot 10^{-24}$ см² следует приписать изотопу U^{235} , для которого сечение в таком случае получается равным $137 \cdot 0,1 \cdot 10^{-24} = 14 \cdot 10^{-24}$ см². Сечение это больше геометрических размеров ядра (ср. формулу (59)), но не превышает заметно $\lambda^2/\pi = 13 \cdot 10^{-24}$ см² — предел, который устанавливает для сечения волновая механика (λ — длина дебройлевской волны нейтрона с данной энергией, равной 0,2 МэВ).

Весьма интересен протактиний Ra_{91}^{231} , по своим свойствам занимающий промежуточное положение между обоими изотопами урана, так как, если основываться на величине Z^2/A , критическая энергия деления образующегося ядра Ra_{91}^{232} меньше, чем у U_{92}^{239} (хотя и превышает энергию U_{92}^{238}).

Действительно, эксперимент ²³ показал, что сечение деления протактиния велико — около $2,3 \cdot 10^{-24}$ см² — при действии быстрых нейтронов. Сравнительно низок порог энергии нейтронов, вызывающих деление ($< 0,25$ МэВ).

В письме, дополняющем основную статью, Бор и Уилер, исправляя прежний недосмотр, показывают, что эти данные согласуются с их теорией ²⁴. В более поздней статье ²⁵ Бор дает оценку важнейшей величины:

$$\Delta E = E_f - E_n = -0,27(238 - A) + 1,32(92 - Z) + \begin{cases} -0,6 & (A - Z) \text{ четное,} \\ +0,4 & (A - Z) \text{ нечетное.} \end{cases} \quad (64)$$

Все величины — в том числе и A — отнесены к ядру, получающемуся после захвата нейтрона.

Формула (64) удовлетворительно описывала опытные данные (до появления американской работы ²¹, якобы снижающей ΔE для основного изотопа урана). Покажем ее применение на примерах в табл. 4, в которой

Таблица 4

Ядро	Z	A	A _{сост}	$\Delta E = E_f - E_n$
U	92	235	236	$-0,27 \cdot 2 + 1,32 \cdot 0 - 0,6 = -1,14$
U	92	234	235	$-0,27 \cdot 3 + 1,32 \cdot 0 + 0,4 = -0,41$
Pa	91	231	232	$-0,27 \cdot 6 + 1,32 \cdot 1 + 0,4 = +0,14$
U	92	238	239	$-0,27 \cdot 1 + 1,32 \cdot 0 + 0,4 = +0,67$
Th	90	232	233	$-0,27 \cdot 5 + 1,32 \cdot 2 + 0,4 = +1,69$
Ra	88	226	227	$-0,27 \cdot 12 + 1,32 \cdot 4 + 0,4 = +2,46$
Hg	80	200	201	$-0,27 \cdot 38 + 1,32 \cdot 12 + 0,4 = +5,98$

ядра расположены в порядке возрастающей трудности деления при нейтронной бомбардировке, в то время как раньше мы располагали их по критической энергии деления, не задумываясь над тем, откуда будет взята эта энергия.

Опытные данные, в согласии с теорией, показывают, что с ростом ΔE не только растет необходимая для того, чтобы вызвать деление, энергия нейтронов, но и падает сечение деления для нейтронов, обладающих достаточной энергией. Сравнение целесообразно производить только при значительной энергии нейтрона, когда длина волны не больше размеров ядра и нет специфических ($1/\nu$) эффектов.

Таким образом, мы сможем сопоставить: σ равно $3 \cdot 10^{-24}$ см² для Ra; $0,5 \cdot 10^{-24}$ см² для U²³⁸ и $0,1 \cdot 10^{-24}$ см² для Th.

Для других элементов (в таблице в качестве примера произвольно выбраны радий и один из изотопов ртути) следует ожидать весьма малых сечений деления. Трудность их деления, следовательно, связана не только с необходимостью снабдить ядро большой энергией возбуждения, но и с тем, что при энергии возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона в ядре, подавляюще велика вероятность того, что энергия возбуждения окажется израсходованной на испарение нейтронов, а не на деление.

§ 5. ИСПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ И ЦЕПНОЕ ДЕЛЕНИЕ

Интерес к делению урана в значительной мере связан с принципиальной возможностью осуществления цепного процесса благодаря тому, что при делении, наряду с осколками, образуются также нейтроны в количестве больше одного.

Подробно явление образования нейтронов при делении исследовано при действии медленных нейтронов на природную смесь изотопов урана. Деление в этом случае приводит к образованию от 2 до 3,5 нейтронов (по измерению разных авторов наиболее вероятно значение 2,4).

Как мы знаем, процесс в этом случае обязан взаимодействию нейтронов с изотопом U^{235} .

До настоящего времени нет определенных данных о выходе нейтронов при делении основного изотопа U^{238} при действии быстрых нейтронов. Вопрос исследуется в настоящее время Курчатовым и Флеровым в Ленинградском физико-техническом институте. Тем более, отсутствуют данные в других случаях (Th, Pa).

Каков механизм испускания нейтронов при делении? Бор и Уилер выдвигают две гипотезы. С одной стороны, они указывают на то, что при делении жидкой капли в месте образования перемычки обычно наблюдается образование нескольких мелких капелек. Нейтроны можно было бы отождествить с такими каплями. Однако нам такая гипотеза представляется чрезвычайно искусственной. Если законно название «капли» в применении к ядрам, содержащим 100—200 частиц, то под «капельками» скорее можно было бы понимать какие-то мелкие ядра, но никак не нейтроны. Здесь аналогия между ядром и жидкой каплей заведена слишком далеко.

Напротив, гораздо правдоподобнее предположение о том, что нейтроны испускаются осколками, возбужденными при делении. Это предположение органически связано с соображениями, устанавливающими необходимость деления через деформированные состояния осколков (§ 2). В тот момент, когда осколки еще соприкасаются, энергия системы значительно ниже, если осколки имеют грушевидную форму, соприкасаются вытянутыми концами. Состояние, в котором два шаровидных осколка соприкасаются между собой, потребовало бы энергии на 60—100 МэВ превышающей критическую.

Деление заведомо проходит стадию соприкасающихся деформированных осколков. Пока они соприкасаются, деформация нужна для того, чтобы уменьшить энергию системы. Но стоит нам развести осколки на значительное расстояние (так, чтобы энергия их электростатического взаимодействия была невелика), как окажется, что минимальной энергии отвечает именно шарообразная их форма. Если мы «заморозим» осколки в той форме, которую они имели в момент деления (момент соприкосновения), и разведем их на значительное расстояние, то окажется, что осколки «возбуждены» — обладают значительной потенциальной энергией деформации порядка 30—40 МэВ каждый (Зельдович и Зысин; см. ч. I).

При «оттаивании» осколков, разошедшихся в «замороженном» состоянии, потенциальная энергия деформации перейдет в колебательную, рассеется между различными степенями свободы ядра и сможет быть использована для испарения нейтрона.

Напротив, если мы разводим осколки нарочито медленно, они будут проходить последовательность состояний, отвечающих минимальной энергии, и при этом на достаточном расстоянии примут форму шара и дадут невозбужденные ядра.

Таким образом, вопрос о возбуждении ядер осколков и об испарении ими нейтронов оказывается связанным с деталями движения осколков уже после прохождения критического состояния и состояния соприкасающихся осколков. Проблемы такого рода слишком сложны; мы слишком мало знаем о динамике ядерной жидкости. Можно утверждать лишь, что развитые выше соображения не противоречат опытным данным, но все соображения, существующие в настоящее время, недостаточны для того, чтобы предсказать те или иные зависимости, например зависимость выхода нейтронов от энергии падающего нейтрона или от того, какое ядро мы бомбардируем.

На первый взгляд кажется, что и энергия нейтронов, вызывающих деление, и критическая энергия деления настолько малы по сравнению с общим выделением энергии при делении (до 200 МэВ ^{*}), что изменение их никак не может повлиять на выход нейтронов. В действительности мы видели, что доля энергии, идущая на возбуждение осколков, существенно зависит от скорости прохождения через состояние соприкасающихся осколков, в котором энергия деления еще не выделилась. Поэтому даже ограниченное утверждение о постоянстве выхода нейтронов в разных случаях деления следует считать недоказанным.

Энергия вылетающих нейтронов определяется энергией возбуждения ядер осколков. Наряду с этим необходимо иметь в виду, что нейтроны испускаются возбужденным ядром через 10^{-14} — 10^{-16} с после его возбуждения. (Напомним, что прямые опыты, упомянутые в нашей статье, доказывают, что время деления и время испускания нейтронов меньше $5 \cdot 10^{-3}$ с.)

Кинетическая энергия осколков 100 МэВ, что отвечает скорости порядка 10^9 см/с. За время испарения нейтрона, следующее из теоретических оценок, осколки разойдутся на расстояние 10^{-5} — 10^{-7} см. Это расстояние достаточно велико для того, чтобы электростатическая энергия взаимодействия осколков успела перейти в кинетическую энергию разлета осколков; этим *post factum* оправдывается принятое значение скорости разлета 10^9 см/с.

Вместе с тем расстояние 10^{-5} — 10^{-7} см значительно меньше того расстояния, на котором тормозится тяжелый осколок даже в плотном веществе ($\sim 10^{-3}$ см). Таким образом, нейтрон испаряется из осколка, движущегося с большой скоростью.

К энергии, полученной нейтроном от возбужденного осколка (зависящей от температуры ядра, остающегося после испарения), добавляется средняя кинетическая энергия движения, приходящаяся на одну частицу в осколке, который, как целое, движется с энергией 100 МэВ. Таким образом, средняя энергия нейтронов, образующихся при делении, превышает 1 МэВ.

Этой энергии достаточно для того, чтобы вызвать деление основного изотопа урана-238. Однако сечение деления урана, равное $0,5 \cdot 10^{-24}$ см², составляет не более 1/6 геометрического сечения ядра. Следовательно, в пяти столкновениях из шести нейтрон будет захвачен, но вызовет обратное, не вызвав деления.

В таком процессе в большинстве случаев нейтрон, вылетая из ядра, будет уносить только часть кинетической энергии, с которой он влетел, оставляя ядро возбужденным. При энергии нейтрона 2—3 МэВ энергия возбуждения ядра, которое испустило нейтрон обратно, недостаточна для

^{*}) М. Гендерсон определил энергию, выделяющуюся при делении, прямым калориметрическим опытом ²⁸. Его результат $\approx 180 \pm 5$ МэВ.

деления *); энергия эта будет испущена в виде γ -квантов. Одновременно мы получаем замедленный нейтрон (в целом процесс носит название неупругого рассеяния). Для того чтобы имело место неупругое рассеяние, с отбором от нейтрона определенной порции кинетической энергии, необходимо, чтобы у рассеивающего ядра был соответствующий энергетический уровень. Так как первые возбужденные уровни отстоят от нижнего на 0,1 МэВ, неупругое рассеяние становится слабым, начиная с энергии падающих нейтронов 0,1—0,2 МэВ. Как видно из рис. 10, при этой энергии полная нейтронная ширина Γ_n , характеризующая общую вероятность испускания составным ядром нейтрона, не отличается от частной ширины Γ_n вероятности испускания нейтрона без потери энергии.

Таким образом, для возможности цепного деления основного изотопа урана существенны: число нейтронов, образующихся в акте деления, соотношение между вероятностью деления и вероятностью неупругого рассеяния, соотношение между критической энергией нейтрона, необходимой для деления, и граничной энергией, до которой активно действует замедление неупругим рассеянием.

Как показали авторы настоящей статьи в своей первой работе ²⁷, существенно, чтобы была исключена потеря энергии при упругом рассеянии нейтронов легкими элементами. Но даже при применении металлического урана оценка различных факторов приводит к пессимистическим выводам о неосуществимости цепи. Однако мы слишком плохо знаем все перечисленные выше факторы, так что окончательное решение может дать только прямой опыт.

Напротив, цепной процесс весьма вероятен при применении протактиния. В этом случае сечение деления близко к сечению неупругого рассеяния; к тому же, даже после нескольких актов неупругого рассеяния нейтрон еще способен вызывать деление протактиния. Распространенность протактиния в природе равна распространенности радия. Соотношение их распространенности зависит от соотношения распространенности родоначальников уранового ряда и актинового ряда — урана-238 и его изотопа — урана-235 — и от соотношения периодов распада.

Химическое выделение протактиния значительно сложнее химического выделения радия, так что в настоящее время протактиний доступен экспериментаторам гораздо менее, нежели радий, и накопление критической массы порядка десятка килограммов явится весьма трудной и дорогостоящей работой.

Для вопроса о цепном делении урана-235 под действием медленных нейтронов весьма существен захват нейтронов присутствующим тут же основным изотопом урана. Механизм процесса был рассмотрен выше, в § 4. Излучение γ -квантов после захвата нейтрона приводит к образованию U^{239} , превращающегося при β -распаде в трансуран экарений Ека Re_{93}^{239} . Для захвата нейтрона существует резонанс между падающим нейтроном и образующимся возбужденным ядром.

Ближайший уровень возбужденного ядра лежит, как показывает опыт, на несколько вольт выше энергии системы $U_{92}^{238} +$ покоящийся нейтрон. Ширина уровня определяется вероятностью γ -излучения (которая здесь больше вероятности обратного испускания нейтрона); для

*) Ср. § 7 о действии очень быстрых 6—7 МэВ-нейтронов. Однако при делении число нейтронов с такой энергией ничтожно, и возникающими здесь эффектами при рассмотрении цепного деления мы можем пренебречь. По той же причине, так как средняя энергия образующихся при делении нейтронов не превышает 2—3 МэВ (хотя и наблюдались единичные нейтроны с энергией до 10 МэВ), нельзя заметно помочь цепному процессу с помощью реакции $n \rightarrow 2n$ выбивания нейтронов из ядра быстрыми нейтронами.

γ -радиации при энергии возбуждения порядка 5 МэВ можно ожидать ширины порядка 0,1 эВ. Заметим, что среднее расстояние между уровнями в составном ядре при данной энергии возбуждения порядка 20—50 эВ. Таким образом, мы имеем дело с изолированными, не перекрывающимися уровнями; это заключение согласуется с экспериментальными данными, согласно которым в уране имеет место резонансный захват нейтронов определенной энергии. Вместе с тем (нижеследующее заключение трудно проверить экспериментально) следует ожидать, что наряду с исследованным резонансным уровнем существуют и другие, отвечающие большей энергии и отстоящие друг от друга на 20—50 В. Учет их необходим, по-видимому, для описания поглощения нейтронов при замедлении их в смеси урана и водорода (см. статью авторов²⁸).

Резонансное поглощение нейтронов наблюдается также в случае тория²⁰.

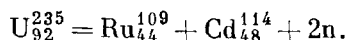
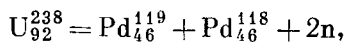
§ 6. ПОВЕДЕНИЕ ОСКОЛКОВ

В § 1 была определена энергия, выделяющаяся при делении урана или его ближайших соседей на два ядра с аномальным соотношением между нейтронами и протонами (с избытком нейтронов). Есть основания думать (§ 2, 5), что осколки в момент образования обладают также значительной энергией возбуждения. Часть ее расходуется на испарение (1—1,5 нейтрона на каждый осколок), часть уводится γ -квантами.

Через время меньше 10^{-11} с эти процессы заканчиваются. Мы имеем дело с осколками невозбужденными, но сохранившими почти целиком свой избыток нейтронов. Избыток нейтронов, по сравнению с устойчивыми ядрами с тем же зарядом, составляет около 15—20 нейтронов на оба осколка.

Значит ли это, что будет испущено такое количество нейтронов? Отнюдь нет. Когда мы говорим об избытке нейтронов, то это вовсе не значит, что энергия связи нейтрона равна нулю. Избыток нейтронов означает, что энергия связи нейтрона меньше энергии связи протона, хотя и положительна *), и указывает на возможность β -превращения.

Для нескольких серий последовательных β -превращений данные о выделении энергии суммированы на рис. 12, заимствованном у Бора и Уилера². По оси абсцисс отложен атомный вес ядра, вдоль косых линий, поднимающихся слева направо, сохраняется заряд ядра; применение такой системы координат делает чертеж чрезвычайно компактным. β -превращение, увеличивающее заряд при постоянном атомном весе, изображается вертикальной, направленной вниз стрелкой. У каждой стрелки проставлено выделение энергии в миллионах электрон-вольт при соответствующем превращении. Для определения возможных первичных осколков можно написать множество вариантов реакции деления, удовлетворяющих законам сохранения. Например,



Об экспериментальных данных относительно массы и заряда осколков см. § 8.

На рис. 12 устойчивые изотопы элементов показаны черными кружками, штриховая линия показывает наиболее выгодный заряд при данном атомном весе (ср. рис. 7).

*) К энергии связи протона надо добавить еще разность собственных энергий свободных нейтрона и протона (см. § 1).

Указанные выделения энергии относятся к β -превращениям, при которых исходное и конечное ядра находятся в своем основном состоянии. Как известно, при таком переходе в действительности получается распределение вылетающих электронов по энергиям, при котором энергия реакции представляет только верхнюю границу распределения. Средняя

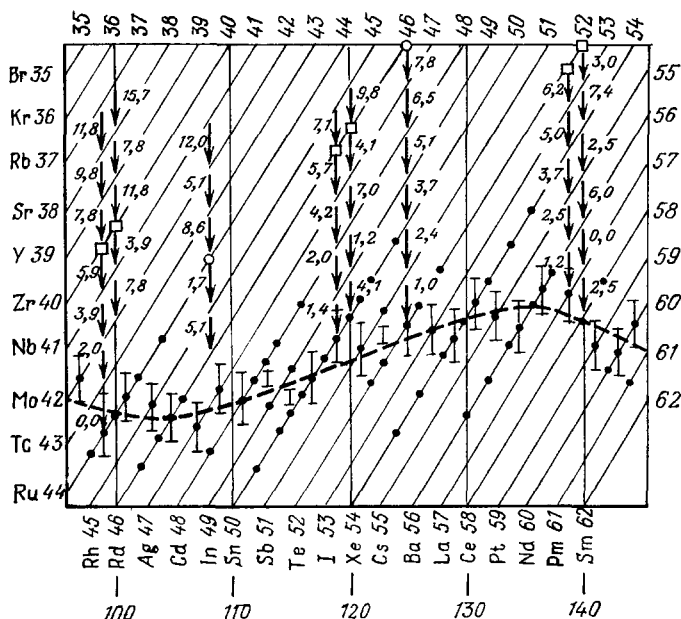


Рис. 12. β -распад осколков деления.

Числа у стрелок — энергия распада в МэВ. (Займствовано у Бора и Уилера.)

энергия значительно меньше; разность приписывают энергии нейтрино, не обнаруженной до сих пор легкой частице, не обладающей зарядом.

В данном случае мы должны считаться также с тем, что при заданном невозбужденном состоянии исходного ядра возможны переходы не только на основной, но и на возбужденные уровни образующегося ядра.

С одной стороны, это приводит к тому, что энергетический спектр электронов оказывается наложением многих элементарных спектров (рис. 13). С другой стороны, образующееся возбужденное ядро способно к дальнейшим реакциям и прежде всего — к испусканию γ -квантов (рис. 14). Вероятность испускания электрона пропорциональна, по теории Ферми, пятой степени энергии электрона *).

Однако чем больше энергия электрона, тем меньше энергия возбуждения $E(T)$ образующегося ядра, а следовательно, тем меньше число уровней образующегося ядра в единичном интервале энергии.

Статистические соображения показывают, что наиболее вероятно выделения энергии (сумма энергии электрона и нейтрино), равной $5T$, где T — температура остающегося ядра. Таким образом, состояние возбужденного ядра при наиболее вероятном процессе определяется из уравнения

$$E_{\text{превр}} = E(T) + 5T, \quad (65)$$

здесь $E_{\text{превр}}$ — энергия превращения исходного ядра, находящегося в основном состоянии, в конечное ядро в основном состоянии (табл. 5).

*) Точнее, суммы энергии электрона и нейтрино.

Таблица 5

Преобразование		Выделение энергии, МэВ	Связь нейтрона в конечном ядре, МэВ	Преобразование		Выделение энергии, МэВ	Связь нейтрона в конечном ядре, МэВ
Исходное ядро	Конечное ядро			Исходное ядро	Конечное ядро		
Zr_{40}^{99}	Nb_{41}^{99}	6,3	8,2	In_{49}^{130}	In_{50}^{130}	7,6	7,1
Nb_{41}^{100}	Mo_{42}^{100}	7,8	8,6	Te_{52}^{140}	I_{53}^{140}	5,0	3,5
Pd_{46}^{125}	Ag_{47}^{125}	7,8	6,7	I_{53}^{140}	Xe_{54}^{140}	7,4	5,9
Ag_{47}^{125}	Cd_{48}^{125}	6,5	5,0				

Вся кривая распределения образующихся ядер по энергии возбуждения показана на рис. 14. Кривая на рис. 13 не является дополнением кривой рис. 14, так как часть энергии уносится нейтрино.

По-видимому, испускание нейтронов с полупериодом около 10 с, наблюдаемое после облучения урана нейтронами, связано именно с возбуждением ядра в результате β -превращения. Подобное предположение

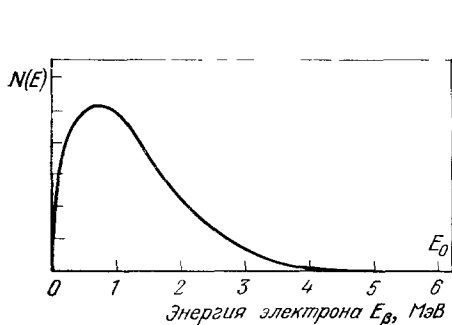


Рис. 13. Спектр электронов β -распада осколков деления.
(Заимствовано у Бора и Уилера.)

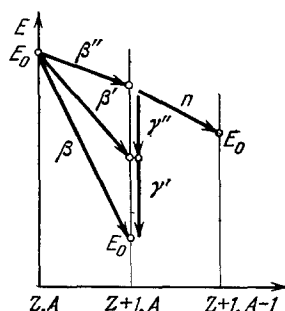


Рис. 14. Схема β -распада на основной и возбужденные уровни ядра с последующим испусканием γ -лучей или запаздывающих нейтронов.

объясняет значительное запаздывание вылета нейтрона, что было бы необъяснимо для прямого испарения, так как в этом случае либо нейтрон вылетает за время меньше 10^{-12} — 10^{-13} с, либо энергия возбуждения уходит в виде γ -квантов и испускание нейтрона становится невозможным. Между тем, в нашем предположении 10 с — не что иное, как время β -превращения, вполне естественное, согласующееся по порядку величины с периодом других β -превращений. После испускания β -частицы вылет нейтрона (если для него хватает энергии) происходит практически мгновенно.

Оценка энергии β -превращения и связи нейтрона (см. табл. 5) допускает такой процесс. К тому же наблюдаемое число задержанных (по времени вылета) нейтронов невелико — в среднем около 1 нейтрона на 120 осколков.

Как показали авторы ²⁹, вблизи критических условий развития цепной реакции, когда система чрезвычайно чувствительна, даже это малое количество нейтронов заметно меняет такие свойства, как время релаксации системы.

§ 7. ДЕЛЕНИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАЗНЫХ ЧАСТИЦ

Для подкрепления всех рассуждений, в которых наряду с критической энергией деления важную роль играла энергия связи нейтрона, значительный интерес представляет исследование деления при действии на ядро других частиц.

Так, за время, истекшее с момента публикации статьи Бора и Уилера, удалось наблюдать деление урана при действии γ -квантов³⁰. При этом сечение деления составляло $(3,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-27}$ см² при энергии квантов 6,3 МэВ. Тем самым непосредственно установлена критическая энергия деления (впрочем, для U^{238} , тогда как выше нас интересовало, главным образом, составное ядро U^{239}). Сечение фотоделения для тория составляло $(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-27}$ см² для тех же γ -квантов.

Сопоставляя величины Z^2/A для ядер урана и тория, мы можем оценить критическую энергию деления; критическая энергия всегда несколько меньше, чем для такого же ядра, захватившего нейтрон и увеличившего A на единицу. Эти сведения, полученные в действительности в результате теоретической обработки данных о делении нейтронами, мы заимствуем из табл. 3 (ч. I, с. 399): E_f равно 5,8 МэВ для урана-238 и 6,6 МэВ для тория. Таким образом, для урана процесс вполне возможен; для тория он происходит с несколько пониженной вероятностью, требует туннельного перехода, но с весьма малой высотой барьера над уровнем энергии ядра (или вовсе над барьером, если все значения критических энергий несколько завышены; ср.²¹).

Обсуждая вопрос о делении при нейтронной бомбардировке, мы видели, что важнейшим конкурирующим с делением процессом является испускание нейтрона возбужденным ядром. В общей схеме ядерных реакций Бора это обстоятельство никак не связано со способом возбуждения ядра: вылет нейтрона остается конкурирующим с делением процессом, каким бы способом мы ни возбуждали ядро.

В случае воздействия γ -квантов весьма благоприятно то обстоятельство, что у ядер U^{238}_{92} и Th^{232}_{90} все величины Z , A , $A - Z$ четные, т. е. энергия связи велика. Составляя согласно формуле (64) выражение $E_f - E_n = \Delta E$, найдем: для урана-238 $\Delta E = -0,6$ МэВ и для тория $\Delta E = +0,4$ МэВ.

Таким образом, для урана есть все основания ожидать, что каждое поглощение γ -кванта должно вести к делению.

Сечение $3,5 \cdot 10^{-27}$ см² соответствует имеющимся сведениям о сечениях взаимодействия тяжелых ядер с γ -квантами. В случае тория, по-видимому, фотоделение идет с вероятностью около 1/2 на захваченный γ -квант.

При бомбардировке урана заряженными тяжелыми частицами прежде всего необходимо, чтобы частица преодолела силы электростатического отталкивания. Эти силы создают вокруг ядра энергетический барьер, эффективная высота которого (для частицы с зарядом $+e$) порядка 10 МэВ.

Протоны и дейтроны с такой энергией взаимодействуют с тяжелым ядром с сечением порядка геометрических размеров ядра. Возникающее возбуждение чрезвычайно велико; к тому же увеличение заряда на единицу снижает критическую энергию деления.

Исход процесса после захвата снова определяется конкуренцией деления и испускания нейтрона.

Применение формулы Бора (64) показывает, что для ядра, образующегося при захвате дейтрона основным изотопом, вероятность деления близка к единице, так как энергия возбуждения ядра больше 15 МэВ, тогда как для элемента с $Z = 93$, $A = 240$, $E_f - E_n = \Delta E = -0,4$ деление более вероятно, чем вылет нейтрона.

При меньшей энергии бомбардирующих частиц сечение будет определяться вероятностью прохождения их под барьером.

По оценке Бора и Уилера, при энергии 6 МэВ можно ожидать для протонов сечения 10^{-28} и для дейтронов — 10^{-29} см².

С этими результатами любопытно сопоставить экспериментальные данные Якобсона и Лассена³¹, полученные на циклотроне Института теоретической физики в Копенгагене. Наблюдались деление урана и тория при облучении их дейтронами. Деление обнаруживалось при 7,5 МэВ и продолжало расти так, что экстраполяция давала 10^{-24} см² для 11 МэВ (экспериментально кривая прослежена только до 9,5 МэВ).

Сечение тория на всем протяжении исследованных энергий составляет 0,75 от сечения урана.

Интересны соображения Бора²⁵ о действии весьма быстрых нейтронов на уран-238. Как бы велика ни была энергия в образующемся возбужденном ядре урана-239, вероятность деления меньше вероятности обратного испускания нейтрона; сечение деления меняется мало. Но, начиная с энергии нейтрона около 6 МэВ, в игру входит новый фактор; остающееся после испускания нейтрона ядро может оказаться достаточно возбужденным для того, чтобы делиться. Становится возможным деление при *неупругом рассеянии нейтрона*, в противоположность делению при *захвате* нейтрона, которое мы подробно рассматривали в § 4.

По своему характеру деление при неупругом рассеянии ближе к делению под действием γ -кванта, вследствие чего мы и вынесли его обсуждение в настоящий параграф.

В случае урана особенно благоприятно то обстоятельство, что после неупругого рассеяния не изменяются ни заряд, ни атомный вес. В формуле (64) мы ожидаем $\Delta E = -0,4$ МэВ. Следовательно, вылет нейтрона из возбужденного U^{238} менее вероятен, чем деление. Новая возможность деления возбужденного ядра должна привести к значительному увеличению сечения деления урана, когда энергия нейтронов превзойдет 6 МэВ. Увеличение сечения для весьма быстрых нейтронов действительно наблюдается итальянскими авторами³².

Снова следует отметить, что для вопроса о цепном делении это увеличение сечения при больших энергиях не существенно, так как энергия подавляющего большинства нейтронов недостаточна для такого каскадного процесса с увеличенным сечением.

§ 8. О МАССЕ ОСКОЛКОВ

Энергетические соображения, развитые в первой части статьи *), устанавливают, что наиболее выгодно деление на две, равные как по заряду, так и по массе, части. Однако этим вовсе не устанавливается необходимое направление процесса, так как и при весьма несимметричном делении (так же как, например, и при делении на три части), процесс остается экзотермическим.

После того как система перевалила через критическое состояние, ее кинетическая энергия быстро возрастает. Направление вектора скорости в многомерном пространстве параметров, описывающих деление, может быть разнообразным, особенно в случае «вязкого движения» ядерной жидкости.

Даже в том случае, если критическая форма симметрична, как полагают Бор и Уилер, при делении возможно образование значительного разнообразия осколков. Высокая энергия частиц, вызывающих деление,

*) См. УФН, 1941, т. 25, с. 381.

увеличивает избыток энергии системы над критической; при этом становится возможным прохождение частицы на большем расстоянии, сбоку от наиболее выгодной, седлообразной точки. Можно было бы ожидать, согласно прямому указанию Бора и Уилера, что при большей энергии асимметрия деления только увеличится. Однако именно в этом вопросе имеющийся опытный материал до настоящего времени не удалось согласовать с теорией.

Наиболее подробная работа Петржака³³ показывает, что при делении кинетическая энергия осколков неодинакова. Осколки делятся на две довольно резкие группы с энергией 60 и 85 МэВ.

Полагая общую кинетическую энергию ядер, образующихся при делении, одинаковой, Петржак заключает, что ядро распадается на две неравные части *): кинетическая энергия каждой части обратно пропорциональна ее массе, так как по закону сохранения количества движения $m_1 |u_1| = m_2 |u_2|$. Отношение энергий отвечает делению ядра общим весом 239 на две части весом около 140 и 100. Химические факты подтверждают такую асимметрию.

Американские авторы опубликовали³⁴ сообщение о незаконченном количественном исследовании различных рядов β -превращений осколков.

При асимметричном делении тяжелые осколки идентифицируются лучше легких. Идентифицировать удастся лишь осколки, подвергающиеся дальнейшим превращениям.

Приводим данные о распределении числа осколков, в процентах от числа делений, по атомному весу (в процессе последующих β -превращений A остается постоянным, только Z растет):

A :	127	129	131	133	135	139	140
%:	0,18	0,34	1,6	7,6	9	6,4	8,4

Часть рядов (не помещенных здесь) не идентифицирована, часть не обнаружена, общий баланс не сходится с числом делений.

Наряду с этим есть указания о более симметричном делении при большей энергии бомбардирующих нейтронов³⁵.

В настоящее время еще трудно судить о достоверности приведенных выше фактов и их интерпретации. Трудно судить о том, потребуют ли эти факты какого-то усовершенствования теории с учетом индивидуальных свойств ядер или коренной ломки теории. Так или иначе, ценность современных теоретических представлений о механизме деления, мы надеемся, достаточно отчетливо видна из всего предшествующего изложения вопросов спонтанного деления, роли различных изотопов, поведения осколков.

В рамках настоящей статьи мы лишены возможности остановиться на весьма интересных вопросах поведения осколков с зарядом около 40, массой около 100 и энергией до 100 МэВ при их пробеге в газе, в фотоэмульсии. Интересен вопрос об их заряде, т. е. о числе электронов, которые осколок тащит с собою, о пробеге, скорости потери энергии и т. п. Здесь мы можем только сослаться на литературу^{36, 37}.

В заключение авторы считают своим долгом выразить искреннюю благодарность И. И. Гуревичу за просмотр рукописи и ряд ценных указаний.

*) Более точно анализируя распределение осколков по энергиям, Петржак приходит к выводу, что наряду с асимметричным делением имеет место и процесс с образованием осколков равной энергии и равной массы.

ЛИТЕРАТУРА

14. Eyring H.— J. Chem. Phys., 1935, v. 3, p. 107.
15. Wigner E.— Trans. Far. Soc., 1938, v. 34, p. 29.
16. Kramers H. A.— Physica, 1940, v. 7, p. 284.
17. Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, 1937, т. 7, с. 819.
18. Weisskopf V. F.— Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 295.
19. Mac Millan E., Abelson P. H.— Ibid., 1940, v. 57, p. 1185.
20. Grosse A., Booth E. T., Dunning J. R.— Ibid., 1941, v. 59, p. 322.
21. Haxby R. O., Shoupp W. E., Stephens W. E., Wells W. H.— Ibid., 1940, v. 58, p. 199.
22. Ageno M., Amaldi E., Bocciarelli D., Cacciapuotti B. N., Trabacchi G. C.— Ric. Sci., 1940, v. 11, p. 302.
23. Grosse A., Booth E. T., Dunning J. R.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 382.
24. Bohr N., Wheeler J. A.— Ibid., 1939, v. 56, p. 1065.
25. Bohr N.— Ibid., 1940, v. 58, p. 864.
26. Henderson M.— Ibid., p. 200.
27. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1425.
28. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 29.
29. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б.— Ibid., с. 477.
30. Haxby R. O., Shoupp W. E., Stephens W. E., Wells W. H.— Phys. Rev., 1941, v. 59, p. 57.
31. Jacobsen J. C., Lassen N. O.— Ibid., 1940, v. 58, p. 867.
32. Ageno M., Amaldi E., Bocciarelli D., Trabacchi G.— Ric. Sci., 1940, v. 11, p. 413.
33. Петржак К. А.— ДАН СССР, 1940, т. 27, с. 208.
34. Anderson H. L., Fermi E., Grosse A. V.— Phys. Rev., 1941, v. 59, p. 52.
35. Nischina J., Jasaki T., Kimura K., Ikawa M.— Ibid., p. 323.
36. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1163.
37. Bohr N.— Phys. Rev., 1941, v. 59, p. 270.