

§ 30. Теория деления ядер при малых энергиях возбуждения

Как уже отмечалось в § 27, чтобы деление происходило с заметной вероятностью, необходимо сообщить ядру дополнительную энергию, превышающую пороговую энергию деления. Конечно, следует иметь в виду, что надбарьерное деление непрерывно переходит в подбарьерное и строгое разделение обоих процессов невозможно.

Задачей теории деления являются вычисление порога деления для различных тяжелых ядер, вычисление вероятности деления, распределения осколков по массам, зарядам и энергиям, углового распределения осколков по отношению к направлению пучка частиц или γ -квантов, вызывающих деление, и т. д.

Естественно, что процесс деления ядер на две части примерно равной массы невозможно объяснить исходя из представления о движении одного или нескольких нуклонов внутри ядра. Деление ядра соответствует коллективным движениям большого числа нуклонов в ядре. Поэтому теория деления должна развиваться на основе исследования коллективных движений нуклонов в ядре. Наиболее простой (хотя и мало совершенной) моделью ядра, учитывающей коллективные движения нуклонов, является модель жидкой капли (см. § 18), согласно которой предполагается, что поведение ядерного вещества аналогично поведению капли почти несжимаемой жидкости, обладающей однородной плотностью массы и заряда. Вследствие малой сжимаемости ядерного вещества внутренние коллективные движения ядра соответствуют изменению формы поверхности ядра.

Если $Z^2/A < (Z^2/A)_{кр} \approx 49$, то согласно капельной модели ядра стабилизирующее действие поверхностного натяжения превосходит действие электростатических сил отталкивания. В этом случае ядро будет устойчивым по отношению к малым деформациям. Для дальнейшего введем параметр

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{кр}}.$$

Если предположить, что колебания происходят около равновесной сферической формы радиуса R_0 без нарушения аксиальной симметрии, то поверхность ядра в каждый момент времени можно выразить уравнением

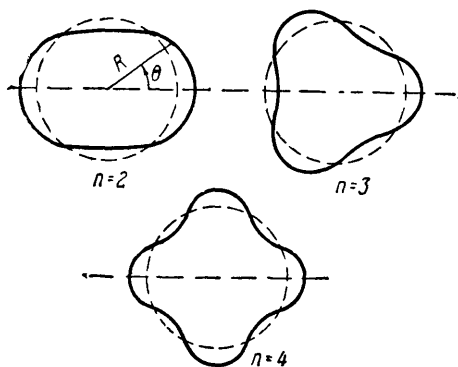
$$R(\theta) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{n \geq 2} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right\}. \quad (30,1)$$

На рис. 31 изображена форма поверхности ядра для случаев, когда в (30,1) отличен от нуля только один из коэффициентов α_n .

Как уже отмечалось, при $x < 1$ и малых отклонениях поверхности от равновесной формы ($\alpha_n \sim 0$) ядро остается устойчивым, т. е. при возрастании $\alpha_2, \alpha_3, \dots$ потенциальная энергия деформации возрастает. Однако при достаточно большой деформации ядро переходит в состоя-

ние неустойчивого равновесия. Эта критическая деформация тем больше, чем меньше x .

Порогом деления для данного типа деформации в капельной модели ядра называется максимальное значение потенциальной энергии, кото-



рое достигается при увеличении деформации α_2 (при фиксированных значениях других параметров $\alpha_3, \alpha_4, \dots$), если потенциальную энергию равновесной формы принять за нуль. Минимальное значение порога деления, достигаемое при вариации параметров $\alpha_n, n > 2$, называется *классическим порогом деления* или *энергией седловой точки*, а иногда и просто порогом деления.

Рис. 31. Форма поверхности ядра, соответствующая колебаниям поверхности, описываемым различными полиномами Лежандра.

В первоначальной работе Н. Бора и Уилера рассматривались только симметричные деформации α_2 и α_4 . При $x \approx 1$, когда критические деформации малы, для энергии порога деления было получено выражение

$$E_{f, \text{сим}} = E_s \left\{ \frac{98}{135} (1-x)^3 - \frac{11\,368}{34\,425} (1-x)^4 + \dots \right\}, \quad x \approx 1.$$

В работах [36] были учтены и члены, соответствующие несимметричным деформациям α_3, α_5 . Было показано, что минимальная пороговая энергия соответствует симметричному делению. В этих работах, так же как и в [1], исследовались только малые деформации (при $x > 0,8$). В дальнейшем Франкель и Метрополис [37] провели вычисления и для больших деформаций. Эти вычисления подтвердили выводы предыдущих работ о наибольшей вероятности симметричного деления. Этот основной вывод капельной модели ядра не согласуется с экспериментом.

Опыт показывает, что деление тяжелых ядер происходит преимущественно на осколки неравных масс. Если энергия возбуждения не очень велика по сравнению с порогом деления, то асимметрия в распределении масс осколков наблюдается как для вынужденного деления независимо от того, какая частица используется для возбуждения ядра (фотон, нейтрон, протон, α -частица), так и для спонтанного деления. На рис. 32 изображена так называемая двугорбая кривая выхода продуктов деления с различными массовыми числами. На вертикальной оси отложено отношение (в процентах) числа делений U^{235} , дающих осколки с данным массовым числом, к полному числу делений. Выход осколков сравнительно мало меняется в пределах изменения массы

осколка на 15—20 единиц в области максимумов. При дальнейшем же изменении массы осколка происходит резкое уменьшение выхода. Например, изменение массы легкого осколка с 90 до 75 соответствует уменьшению выхода примерно в 10⁴ раза. Таким образом, при делении получаются осколки разной массы, но значения этих масс заключены в резко ограниченных пределах. В среднем отношение массы легкого осколка к массе тяжелого осколка соответствует $\frac{2}{3}$. Для различных делящихся ядер характер асимметрии деления различен. С возрастанием массового числа оба максимума двугорбой кривой немного сближаются [38]. И. М. Франк [39] отметил, что такое сближение максимумов происходит в основном за счет изменения положения максимума кривой выхода легкого осколка. Наиболее вероятная масса тяжелого осколка почти не зависит от массы делящегося изотопа и близка к 139.

На рис. 33 представлена зависимость квадрата относительной асимметрии деления $\left(\frac{M_2 - M_1}{A}\right)^2$

в зависимости от значения параметра Z^2/A . Из этого рисунка следует, что при приближении Z^2/A к значению, равному примерно 42, асимметрия в распределении масс осколков исчезает. Исходя из анализа экспериментальных данных Святецкий [40] предлагает следующую формулу для разности масс осколков, соответствующих вершинам двугорбой кривой выхода:

$$M_1 - M_2 = 0,09 \left[(40,2 \pm 0,7) - \frac{Z^2}{A} \right] A,$$

где A — массовое число ядра; $M_1 + M_2 = A - \nu$; $\nu = 2,8$ — среднее число нейтронов, выделяемых при делении.

Выяснению возможности объяснения асимметричного деления в рамках капельной модели ядра были посвящены работы В. Г. Носова [41], Бусинаро и Галона [42] и Святецкого [43]. В этих работах отмечается, что для достаточно больших деформаций, которые превышают деформации, соответствующие седловой точке симметричного деления, появляется возможность асимметричного деления. Так, например, Носов показал, что при $x = 0,81$ ядро становится неустойчивым относительно несимметричных деформаций, если симметричная деформация

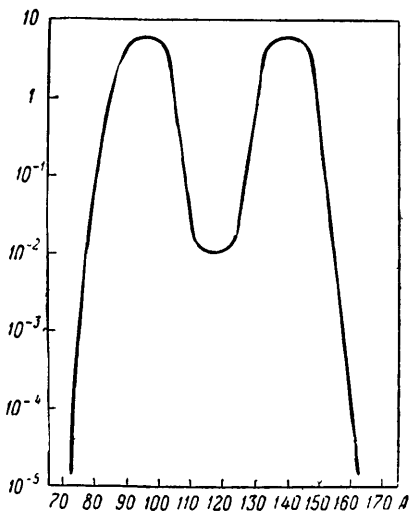


Рис. 32. Кривая выхода продуктов деления U^{235} в процентах.

$\frac{c}{a} \geq \sqrt{0,87}$, где a — большая ось эллипсоида, а c — линейный эксцентриситет.

Указанные работы хотя и показывают на основе капельной модели возможность асимметричного деления, однако не дают даже качественного объяснения основных закономерностей асимметричного деления.

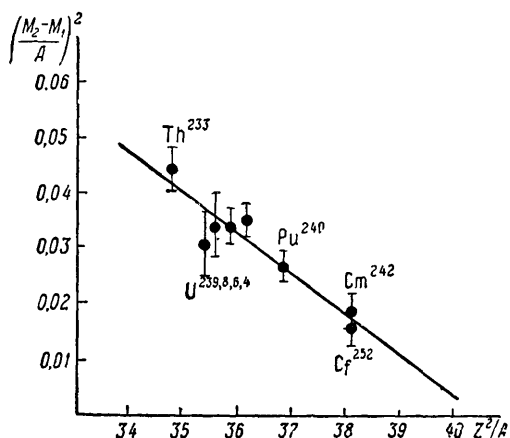


Рис. 33. Квадрат относительной асимметрии деления как функция Z^2/A . M_1 и M_2 — массовые числа, соответствующие пикам двугорбой кривой выхода.

Отмеченная выше неизменность массы тяжелого осколка и возрастание массы легкого осколка при увеличении массового числа делящегося ядра, несомненно, указывают на то, что явление асимметричного деления существенно связано с оболочечной структурой ядра. Это заключение также подтверждается уменьшением асимметрии деления при возрастании энергии возбуждения ядра (см. § 32), когда эффекты оболочечной структуры ядра становятся менее существенными.

Влияние оболочечной структуры на асимметрию деления отмечалось еще в работе Майер [44]. Из более поздних работ, в которых исследовался этот вопрос, следует отметить работы Хилла [45], Кюри, Фонга и др. [46]. В большинстве работ, учитывающих оболочечную структуру ядра, не принимается во внимание большая вытянутость делящихся ядер. Возможно, что несферическая форма делящихся ядер способствует асимметричному делению. В работе В. В. Владимирского [47] на основе качественного исследования состояний отдельных нуклонов в аксиально-симметричном ядре показано, что наличие избыточных нуклонов с большими значениями проекции момента на ось симметрии ядра может привести к потере устойчивости ядра по отношению к симметричным деформациям в точке перевала.

Масс-спектроскопическое определение выходов стабильных изотопов показало наличие тонкой структуры на кривой выхода продуктов деле-

ния (рис. 34). По-видимому, тонкая структура кривой выхода непосредственно связана с оболочечной структурой ядра (большая энергия связи в ядрах с числом нейтронов, близким к числу нейтронов в замкнутых оболочках 50, 82, 126).

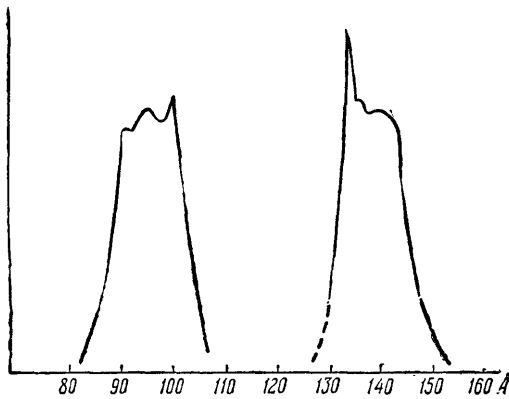


Рис. 34. Тонкая структура кривой выхода продуктов деления ядра.

Перейдем теперь к оценке вероятности деления. Как уже отмечалось, деление тяжелых ядер может происходить с заметной вероятностью только в том случае, когда энергия возбуждения ядра превышает

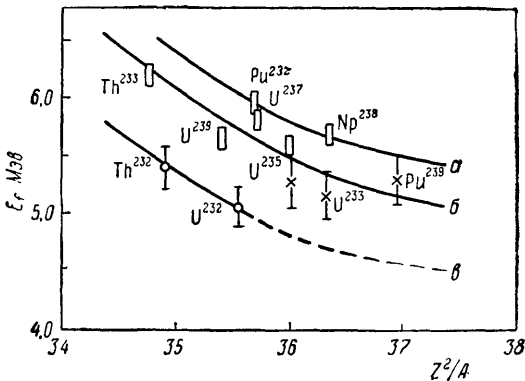


Рис. 35. Зависимость пороговой энергии деления от Z^2/A : а — нечетно-нечетные ядра; б — нечетные А; в — четно-четные ядра.

пороговую энергию деления E_f . На рис. 35 представлена зависимость порога деления как функция параметра Z^2/A (см. [48]). Кружки и крестики относятся к данным, полученным при исследовании фотоделения. Прямоугольники представляют порог деления, вызываемый нейтронами.

В этом случае энергия порога равна сумме энергии нейтрона и энергии связи нейтрона с ядром-мишенью.

В связи с тем, что подбарьерное и надбарьерное деления непрерывно переходят друг в друга, экспериментальное измерение энергии порога деления очень сложно. Величина определяемого порога деления зависит от чувствительности применяемой аппаратуры.

Эффективное сечение деления резко возрастает начиная с некоторой энергии возбуждения, а затем становится практически постоянным (первое плато). При дальнейшем возрастании энергии сечение деления снова возрастает, однако не превышает более чем в 2—3 раза значения сечения деления на первом плато. Чтобы устранить зависимость экспериментально определяемого значения пороговой энергии от чувствительности аппаратуры, предлагалось [49] определять пороговую энергию как энергию, при которой эффективное сечение деления становится равным половине своего значения на первом плато.

Даже в том случае, когда энергия возбуждения ядра превышает пороговую энергию деления E_f , деление ядра не является единственным процессом. Наиболее существенными процессами, протекающими наряду с делением, являются испускание γ -квантов и нейтронов. Испускание нейтрона возможно в том случае, если энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона. В связи с тем, что энергии возбуждения, соответствующие делению, сравнительно велики, можно думать, что относительные вероятности указанных выше конкурирующих с делением процессов определяются отношением парциальных ширин этих процессов ($\Gamma_f, \Gamma_\gamma, \Gamma_n, \dots$) к полной ширине $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$.

Если энергия E возбуждения ядра ниже порога деления (E_f), то энергетический ход делительной ширины Γ_f в основном определяется вероятностью прохождения потенциального барьера, поэтому можно написать:

$$\Gamma_f \sim e^{-\frac{E_f - E}{\alpha}},$$

где $\alpha \sim 100$ кэв. Таким образом, вплоть до энергии $E = E_f$ делительная ширина представляет экспоненциально растущую функцию энергии. В области энергий, не очень сильно превышающих пороговую, энергетическая зависимость делительной ширины определяется особенностями энергетических состояний составного ядра. Наконец, в области значительных возбуждений можно применить статистическую теорию для оценки величины делительной ширины.

Измеренные эффективные сечения деления ядер U^{233} , U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} как функции энергии нейтронов обнаруживают тесно расположенные резонансы для энергии нейтронов, меньшей нескольких сотен эв. Характерный пример такой зависимости изображен на рис. 36, где приведено эффективное сечение деления U^{235} медленными нейтронами. Оказалось, что с точностью до экспериментальных ошибок все резонансы, наблюдаемые в полном сечении, наблюдаются и в сечении деления.

Сечение деления для отдельного резонансного уровня выражается формулой Брейта — Вигнера (см. § 54).

$$\sigma_f(E) = \frac{2\pi\lambda\lambda_0}{1 + \frac{4(E - E_0)^2}{\Gamma^2}} \frac{2g\Gamma_n\Gamma_f}{\Gamma^2},$$

где E и $2\pi\lambda$ — энергия и соответствующая ей длина волны нейтрона; E_0 и $2\pi\lambda_0$ — энергия и длина волны, соответствующие резонансу; Γ_f и Γ_n — соответственно делительная и нейтронная ширины; $\Gamma = \Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ — полная ширина; g — статистический множитель.

Из измерений на неделиющихся ядрах известно, что Γ_γ мало изменяется от ядра к ядру (за исключением магических ядер) и равно $\sim 0,03 - 0,04$ эв. Малое изменение Γ_γ связано с очень большим числом возможностей испускания γ -излучения в результате переходов на многочисленные более низко расположенные уровни. Нейтронная ширина Γ_n изменяется очень сильно от уровня к уровню в данном ядре. При малых энергиях падающих нейтронов возможно только упругое рассеяние и $\Gamma_n \ll \Gamma_f$, поэтому полное сечение взаимодействия складывается в основном из сечения деления σ_f и сечения γ -излучения σ_γ ; при этом

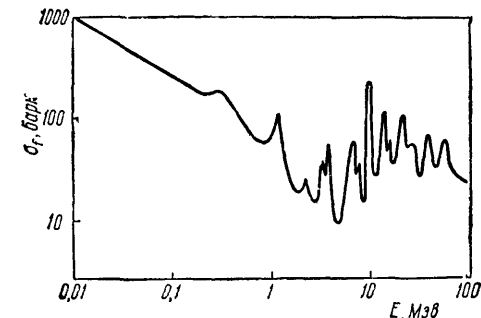


Рис. 36. Эффективное сечение деления U^{235} как функция энергии нейтронов.

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} \sim \frac{\Gamma_f}{\Gamma}.$$

В таблице 20 приведены значения Γ_f , Γ_n и Γ_f/Γ , усредненные по нескольким резонансам, для трех ядер.

Таблица 20. Делительная (Γ_f), радиационная (Γ_γ) и нейтронная (Γ_n) ширины

Ядро-мишень	Γ_f , эв	Γ_γ , эв	Γ_n , 10^{-3} эв	Среднее Γ_f/Γ	Энергия связи нейтрона	Спин
U^{235}	0,077	0,03	0,09	0,72	6,40	$\frac{7}{2}$
Pu^{239}	0,079	0,04	0,5	0,66	6,38	$\frac{1}{2}$
U^{233}	0,23	0,04	—	0,81	6,69	$\frac{5}{2}$

Из таблицы 20 видно, что делительные ширины значительно изменяются от ядра к ядру. По-видимому, делительные ширины слабо

зависят от спина ядра и зависят от энергии связи нейтрона. Ядра, делящиеся тепловыми нейтронами, обычно содержат нечетное число нейтронов и, следовательно, характеризуются большой энергией связи.

Эффективное сечение деления ядер нейтронами, имеющими энергию в области миллиона эв, изменяется плавно с энергией. При этой энергии нейтронов энергия возбуждения составного ядра соответствует области тесно расположенных, перекрывающихся уровней, поэтому детальное поведение индивидуальных состояний составного ядра становится несущественным. В этом случае для исследования энергетической зависимости делительной ширины можно применять статистические методы.

Вероятность деления пропорциональна вероятности нахождения ядра в состоянии, в котором деление возможно, т. е. в таком состоянии, когда на делительной степени свободы сосредоточится энергия, превышающая E_f . Если через $N(\epsilon)$ обозначить число уровней составного ядра с энергией возбуждения, не превышающей ϵ , то вероятность сосредоточения на делительной степени свободы энергии, превышающей E_f , при энергии возбуждения ядра E будет равна

$$W_f = \frac{N(E - E_f)}{N(E)}.$$

Теперь для вероятности деления $\frac{\Gamma_f}{\hbar}$ можно написать:

$$\frac{\Gamma_f}{\hbar} = \frac{\omega}{2\pi} W_f = \frac{\hbar\omega}{2\pi\hbar} \frac{N(E - E_f)}{N(E)},$$

где ω — циклическая частота колебаний, соответствующая степени свободы, связанной с делением. Таким образом, для делительной ширины получаем формулу, предложенную В. Г. Носовым [50]:

$$\Gamma_f \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} \frac{N(E - E_f)}{N(E)}. \quad (30, 2)$$

Если энергия возбуждения значительно превосходит пороговую энергию деления, то, учитывая, что число состояний $N(E)$ составного ядра связано с энтропией $S(E)$ простым равенством:

$$N(E) = \exp S(E), \quad (30, 3)$$

можно написать:

$$\frac{N(E - E_f)}{N(E)} = \exp \left\{ -\frac{\partial S}{\partial E} E_f \right\}, \quad E \gg E_f.$$

Поскольку $\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{\theta}$, θ — температура в энергетических единицах, то равенство (30, 2) примет вид

$$\Gamma_f = \frac{\hbar\omega}{2\pi} \exp \left(-\frac{E_f}{\theta} \right), \quad E \gg E_f. \quad (30, 4)$$

Если же энергия возбуждения незначительно превышает пороговую энергию, то знаменатель в (30, 2) будет по-прежнему монотонно возрастающей функцией энергии, числитель же $N(E - E_f)$ будет ступенчатой функцией энергии. В непосредственной близости от порога $N(E - E_f) \sim 1$ и

$$\Gamma_f = \frac{\hbar\omega}{2\pi} \exp\{-S(E)\}, \quad E \sim E_f.$$

При дальнейшем увеличении энергии, когда в интервал энергии $E - E_f$ попадает второй уровень с данными свойствами, величина $N(E - E_f)$ скачком увеличится до 2 и т. д. Таким образом, можно ожидать немонотонной зависимости делительной ширины от энергии в области энергий, незначительно превышающих пороговую энергию деления.

§ 31. Фотоделение

Фотоделение было впервые обнаружено экспериментально при использовании монохроматических γ -квантов, испускаемых при ядерных реакциях (реакции $F^{19}(p, \gamma)$ и $Li(p, \gamma)$; в первой из них энергия γ -квантов 6,3 Мэв, во второй — 17,5 Мэв). Исследования в области больших энергий производились с помощью тормозного излучения, испускаемого бетатронами и синхротронами. Большинство результатов, получаемых в настоящее время по исследованиям эффективных сечений фотоделения, относятся к области энергии от порогов деления до 30 Мэв. В таблице 21 приведены экспериментальные значения порогов деления, полученные в работе Коха, Мак-Эллини и Гастейгера [51].

Таблица 21. Пороговые энергии деления некоторых ядер

Ядро	U ²³⁸	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Th ²³²
E_f , Мэв	$5,08 \pm 0,15$	$5,18 \pm 0,27$	$5,31 \pm 0,25$	$5,31 \pm 0,27$	$5,40 \pm 0,22$

Уже в первых работах по фотоделению урана и тория [52] отмечалось, что сечение фотоделения увеличивается от очень малых значений при энергиях фотонов, лежащих в области 5 Мэв, до максимального значения в области 15 Мэв, а затем уменьшается. Это изменение сечения деления с энергией подобно изменению сечения других фотоядерных реакций (см. § 81), т. е. кривые сечений фотоделения имеют резонансную форму с большой полушириной — «гигантский резонанс».

Обычно при поглощении фотонов с энергией, соответствующей области большого резонанса, наиболее вероятна реакция (γ, n) , другие конкурирующие реакции (γ, γ') , (γ, p) и т. д. относительно мало