

Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер

Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смирнин, А. С. Солдатов

Физико-энергетический институт, Обнинск

Ю. М. Ципенюк

Институт физических проблем, Москва

Обзор посвящен исследованиям вероятности фотоделения ядер в районе порога и в подбарьерной области энергий. В центре внимания следующие вопросы физики низкоэнергетического деления: спектр переходных состояний (каналов деления) холодных ядер, форма барьера, симметрия ядерной конфигурации в процессе деформации, особенности прохождения через барьер, связанные с существованием во второй яме квазистационарных состояний делительной и неделительной моды, взаимодействие их между собой и аналогичными состояниями в первой яме. Характер этого взаимодействия сильно зависит от энергии, что и определяет растущий интерес к новой области исследований — глубокоподбарьерному делению вблизи дна второй ямы, в частности обнаруженному при таких энергиях явлению «изомерный шельф». Дан критический анализ современного состояния работ этого направления.

The review is devoted to the investigations of the fission probabilities of the nuclei in the barrier and subbarrier excitation energy regions. There are following aspects of the low energy fission in question: the spectrum of the transition states (fission channels) of the cold nuclei, the shape of the barrier, the nuclear configuration symmetry in the process of deformation, the peculiarities of the passage through the barrier due to the existence of the quasistationary fissionable and nonfissionable states in the second well and their interactions between themselves and with the analogous states in the first well. The strong energy dependence of such interaction gives rise to a great interest in a new region of investigation — deep subbarrier fission near the bottom of the second well and, particularly, in the isomeric shelf effect. The critical analysis of the up to date situation in this field is done.

ВВЕДЕНИЕ

Структура поверхности потенциальной энергии ядра определяющим образом влияет на поведение делящейся системы в области потенциального барьера, возникающего в процессе деформации ядра, и, прежде всего, на важнейшую характеристику — вероятность деления. В течение длительного времени представления о форме барьера деления основывались на модели жидкой капли, которая давала плавную одногорбую кривую для зави-

симости потенциальной энергии ядра от основной деформационной координаты, ведущей к делению.

В 1966—1967 гг. В. М. Струтинским [1, 2] был развит метод оболочечной поправки, применение которого к делящимся системам показало, что энергия деформации ядра в процессе деления осциллирует относительно гладкой зависимости, описываемой моделью жидкой капли. Для актиноидных ядер эта фундаментальная закономерность приводит к предсказанию двугорбой формы барьера с близкими по высоте горбами. Совокупность новых представлений о процессе деления тяжелых ядер получила название модели двугорбого барьера [3—5].

Уточнение знаний о форме барьера оказало существенное влияние на физику процесса деления, вызвав значительную перестройку представлений, которые мало менялись на протяжении почти 30 лет, прошедших

после появления основополагающих работ Н. Бора, Уилера и Френнеля [6, 7]. Наличие в новой модели двух седловых точек со своими спектрами переходных состояний и достаточно глубокого минимума между ними, в котором может образоваться система квазистационарных уровней, взаимодействующих с уровнями первой ямы (рис. 1), усложнило и в то же время чрезвычайно обогатило картину деления интересными физическими следствиями. Развитие новых представлений [3—5, 8—10] позволило понять природу некоторых явлений и закономерностей, ставивших в тупик прежнюю теорию, — таких, как спонтанно делящиеся изомеры, различные типы резонансной структуры сечений подбарьерного деления, аномалии зависимости порогов деления и анизотропии углового распределения осколков от нуклонного состава ядра и др. Кроме того, новые представления стимулировали развитие экспериментальных исследований процесса деления и свойств anomalно деформированных состояний ядер.

Значительное повышение внимания физиков к исследованию глубокоподбарьерного деления закономерно. Вероятность процесса деления тяжелых ядер определяется взаимодействием между

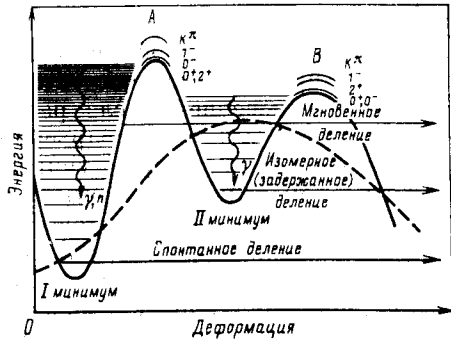


Рис. 1. Схематическое изображение потенциального барьера деления в модели двугорбого барьера:

A — внутренний горб; B — внешний горб. Приведен также результат расчета по модели жидкой капли (пунктир). Отрезками кривых вблизи вершин горбов показано возможное расположение каналов деления (для четно-четного ядра)

системами уровней первой и второй ямы и взаимодействием состояний делительной и неделительной природы внутри каждой системы, которые существенно изменяют свой характер при продвижении в подбарьерную область энергий как из-за экспоненциального уменьшения проницаемости горбов барьера, так и вследствие экспоненциального роста расстояний между уровнями. Интерес к этой новой ситуации в физике деления побуждает исследователей ставить эксперименты прежде всего для изучения сечения деления и углового распределения осколков в возможно более широком диапазоне подбарьерных энергий.

Поиски подходящего способа возбуждения для решения данной задачи приводят к реакции фотоделения, так как при использовании γ -квантов не возникает принципиальных ограничений по энергии, которые присущи реакции деления под действием нейтронов или заряженных частиц, а использование сильноточных ускорителей электронов в качестве источников тормозного излучения очень большой интенсивности позволяет существенно расширить пределы экспериментальных возможностей, устанавливаемые уменьшением числа регистрируемых актов вынужденного деления в глубоководбарьерной области. Кроме того, для фотопоглощения характерна уникальная простота спектра передаваемых ядру угловых моментов, имеющая первостепенное значение при исследовании квантовых эффектов в делении, описание и интерпретация которых сильно усложняются в модели двугорбого барьера. Остановимся на этом подробнее.

При энергиях, близких к порогу деления (около 6 МэВ), длина волны фотона λ существенно больше радиуса ядра R , а именно

$$R/\lambda \approx 1/5, \quad (1)$$

вследствие чего вклад фотонов с разной мультипольностью в полное сечение взаимодействия σ_γ быстро убывает с ростом момента l : $\sigma_\gamma^{E1}/\sigma_\gamma^{E1} \approx (R/\lambda)^{2l}$; $\sigma_\gamma^{M1}/\sigma_\gamma^{E1} \approx (R/\lambda)^{2(l+1)}$.

Преобладание электрического дипольного взаимодействия $E1$ характеризуется вытекающей из (1) и (2) оценкой отношения сечения σ_γ для ближайших низших мультипольностей:

$$\sigma_\gamma^{E2}/\sigma_\gamma^{E1} \approx \sigma_\gamma^{M1}/\sigma_\gamma^{E1} \approx (R/\lambda)^2 \approx 1/25, \quad (3)$$

откуда следует, что γ -квантами с мультипольностями выше $E2$ и $M1$ можно пренебречь. На рис. 2 показано распределение передаваемых ядру угловых моментов $\varphi(l)$ в реакциях, наиболее широко используемых при изучении околопороговых и подбарьерных эффектов в процессе деления тяжелых ядер. Простота спектра $\varphi(l)$ — несомненно, главное достоинство реакции (γ, f) , выдвигающее ее на особое место в физике деления.

С помощью реакции (γ, f) некоторые принципиальные результаты, в том числе открытие угловой анизотропии деления [11], были получены еще в 50-е годы, однако систематическое исследование низкоэнергетического фотоделения стало возможным позднее — с появлением трековых детекторов [12], полностью решивших проблему подавления фона γ -излучения при регистрации осколков, и с разработкой таких источников, как сильноточный микротрон [13, 14], обеспечивающий высокие параметры электронного пучка по интенсивности и энергетическому разрешению. Такие эксперименты начались в 1964 г. на микротроне Института физических проблем АН СССР с 17 орбитами и проводились в течение 15 лет совместно с Физико-энергетическим институтом. В них получено большинство накопленных к настоящему времени данных об околопороговом и особенно подбарьерном фотоделении тяжелых ядер. Преимущественно на этой экспериментальной информации основывается настоящий обзор.

В обзоре обсуждаются три основных вопроса.

1. Исследования фотоделения в районе порога, посвященные проверке и экспериментальному обоснованию тех представлений о спектре каналов деления, которые вытекают из гипотезы О. Бора и модели двугорбого барьера.

2. Экспериментальные исследования глубокоподбарьерного фотоделения и возникающего в этой области явления «изомерный шельф».

3. Интерпретация явлений подбарьерного фотоделения. Каналовый анализ экспериментальных данных в рамках описания вероятности деления, использующего концепцию входных состояний.

1. УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ И СТРУКТУРА БАРЬЕРА

Экспериментальная проверка гипотезы О. Бора. Открытие в 1952 г. Уинхолдом, Демосом и Халперном угловой анизотропии осколков в реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ явилось отправным пунктом в развитии квантовых аспектов в представлениях о механизме про-

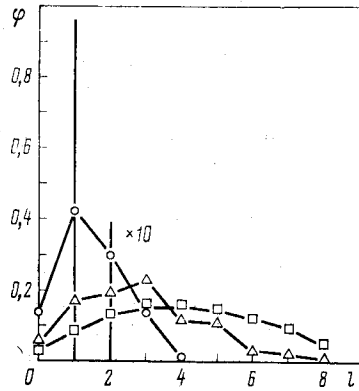


Рис. 2. Распределение орбитальных угловых моментов $\varphi(l)$, передаваемых ядру в реакциях (γ, f) — вертикальные линии ($E_\gamma = 5 \div 7$ МэВ); (n, f) — кружки ($E_n = 1$ МэВ); (d, pf) — треугольники ($E_d = 15$ МэВ); (t, pf) — квадраты ($E_t = 18$ МэВ)

цесса деления, строившихся ранее на основе классических понятий квазимолекулярной модели и модели жидкой капли. Эксперимент [11] показал, что при фотodelении ^{232}Th осколки деления разлетаются преимущественно под прямым углом к направлению пучка γ -квантов тормозного излучения, следуя распределению

$$|W(\vartheta)| = a + b \sin^2 \vartheta, \quad (4)$$

в котором отношение коэффициентов

$$b/a = W(90^\circ)/W(0^\circ) - 1, \quad (5)$$

характеризующее угловую анизотропию, падает с увеличением граничной энергии спектра $E_{\text{макс}}$. Это свойство было обнаружено у всех изученных четно-четных ядер от ^{226}Ra до ^{242}Pu [15—23].

Для объяснения анизотропии углового распределения осколков О. Бор [24] выдвинул в 1955 г. идею о каналах деления — специфических квантовых состояниях делящегося ядра в седловой точке — и подобии их спектра возбуждения ядра с равновесной деформацией. Особенность их заключается в том, что это состояния ядер с аномальной деформацией, и еще более в том, что они соответствуют не минимуму потенциальной энергии, как уровни обычных ядер, а максимуму — крайне неустойчивому состоянию в процессе деления. Далее, по гипотезе О. Бора каждому каналу деления отвечает своя поверхность потенциальной энергии деформации, определяемая набором квантовых характеристик: J — углового момента ядра; K — его проекции на направление деления, совпадающее с осью симметрии (как и в равновесном состоянии, ядро предполагается аксиально-симметричным); π — четности состояния. Предполагается, что K может оказаться достаточно «хорошим» приближенным квантовым числом в процессе спуска делящегося ядра с седловой точки к точке разрыва. Возникающая таким образом зависимость высоты барьера от квантовых характеристик $\lambda = (J, \pi, K)$ обеспечивает неоднородность распределения K , что при наличии определенной выстроенности угловых моментов составного ядра \mathbf{J} в пространстве приводит к угловой анизотропии разлета осколков относительно направления падающего пучка. Угловое распределение осколков при делении через канал с фиксированными квантовыми характеристиками J и K описывается соотношением

$$W_{JK}(\vartheta) = \frac{2J+1}{8} \{ |D_{M,K}^J(\vartheta)|^2 + |D_{-M,K}^J(\vartheta)|^2 \}, \quad (6)$$

где $D_{M,K}^J(\vartheta)$ — функция Вигнера; M — проекция J на направление пучка. Наблюдавшееся в реакции (γ, f) угловое распределение осколков (4) соответствует теоретически ожидаемому в случае $E1$ -взаимодействия с четно-четным ядром, для которого

$$J = l = 1; M = \pm 1; K = 0 \text{ и } 1,$$

в чем нетрудно убедиться из вида угловых зависимостей функций Вигнера:

$$W_{10}(\vartheta) \sim |D_{\pm 1,0}^1(\vartheta)|^2 \sim \sin^2 \vartheta; \quad W_{1,1}(\vartheta) \sim \\ \sim |D_{\pm 1,1}^1(\vartheta)|^2 \sim 1 - (1/2) \sin^2 \vartheta. \quad (7)$$

Предполагая, что высоты барьера деления для каналов $J^\pi = 1^-$, $K = 0$ и 1 разные, О. Бор объяснил не только природу угловой анизотропии деления, но и ее зависимость от энергии.

Плодотворность гипотезы О. Бора о каналах деления была немедленно оценена и широко использовалась при интерпретации различных данных о делении ядер вблизи порога. На ней основано современное описание вероятности деления. Между тем представлениям о каналах деления присуща неоднократно отмечавшаяся трудность интерпретации, о которой, например, в [25] говорится: «Предполагаемый спектр в седловой точке в лучшем случае является квазистационарным, и фактически понятие о таком спектре корректно только в том случае, если ядро в седловой точке находится более продолжительное время, чем период возбуждения». Вопрос о соблюдении условия квазистационарности спектра переходных состояний, тесно связанный с более общими вопросами о пространственно-временной картине деления, динамике процесса, вязкости ядерного вещества и другими, не мог быть решен в рамках теории (удовлетворительного ответа на него нет и сейчас). Поэтому адекватность представлений о спектре каналов деления можно было установить только экспериментально.

Наряду с истолкованием на основе гипотезы о каналах деления была указана возможность безмодельного описания основных свойств анизотропии углового распределения осколков, в котором распределение K задается не на вершине барьера, а в момент образования осколков [26]. Способ устранения данной дилеммы, одновременно служащий проверкой гипотезы О. Бора, состоит в экспериментальном установлении таких однозначно интерпретируемых свойств угловой анизотропии деления, которых не может быть в альтернативном (осколочном) описании. Очевидно, что наиболее ярко эти свойства, отражающие дискретность спектра каналов деления, должны проявляться в районе порога деления. В альтернативном описании область порога ничем не выделена.

Конкретные предсказания из гипотезы О. Бора вытекают только для спектра каналов деления четно-четных ядер, у которых в процессе деформации благодаря спариванию нуклонов сохраняются характеристики основного состояния $K^\pi = 0^+$ и энергетическая щель в спектре внутренних возбуждений. О спектре коллективных возбуждений внутри энергетической щели О. Бор [24]

сказал следующее: «Для ядер, форма которых обладает зеркальной симметрией, спектр каналов содержит для $K = 0$ только ротационные уровни, для которых значения $J = 0, 2, 4, \dots$ все имеют положительную четность. Однако наблюдаемое соотношение между массами осколков деления указывает на отсутствие зеркальной симметрии у формы ядра в критической точке. В таком случае ротационная полоса содержит также уровни с нечетными значениями J , характеризующиеся отрицательной четностью. Уровни отрицательной четности располагаются по отношению к уровню с положительной четностью на расстоянии, равном $\hbar\omega_{\text{inv}}$, где ω_{inv} — частота туннельного движения между зеркальными изображениями асимметричного ядра. Чем резче выражена асимметрия, тем меньше будет ω_{inv} ». И далее: «Таким образом, можно ожидать, что вблизи седловой точки четно-четные ядра имеют самое низкое состояние $J^\pi = 0^+$ и близко расположенные уровни коллективного возбуждения типа (2^+) , (4^+) , \dots , так же как и состояния типа (1^-) , (3^-) , \dots , хотя и с несколько более высокими энергиями». Более сложным типам возбуждений соответствуют уровни с $K \neq 0$, расположенные выше.

Небольшое число участвующих в делении каналов и достаточное расстояние между ними — другое важное требование, которое обязательно для объекта исследования. Оно выдвигается в связи с конечной туннельной проницаемостью барьера

$$T(E, E_f^\lambda) = \{1 + \exp[(2\pi/\hbar\omega_\lambda)(E - E_f^\lambda)]\}^{-1} \quad (8)$$

при $E < E_f^\lambda$, которая сглаживает индивидуальные эффекты отдельных каналов деления, если расстояние между ними $E_f^{\lambda'} - E_f^\lambda \lesssim \hbar\omega/2\pi \approx 0,1 \div 0,2$ МэВ, где $\hbar\omega_\lambda = \hbar\omega$ — параметр кривизны барьера, принимаемый здесь и в дальнейшем (ради простоты и в связи с малостью $E_f^{\lambda'} - E_f^\lambda$ в сравнении с высотой барьера) одинаковым для всех рассматриваемых λ .

Четно-четные ядра и в этом смысле наилучший, если не единственно значимый источник информации о явлениях дискретной структуры спектра каналов деления. Однако существен выбор не только типа делящихся ядер, но и способа их возбуждения. Определенность интерпретации экспериментальных данных решающим образом зависит от того, насколько ограничен набор доступных состояний по спину и четности во входном канале реакции.

С изложенной точки зрения фотоделение четно-четных ядер представляет собой уникальную возможность для прямой проверки гипотезы О. Бора. Если энергия γ -квантов близка к порогу, то доминирующая роль в делении принадлежит всего двум каналам $J^\pi = 2^+$ и 1^- , $K = 0$, которые возбуждаются при электрическом квадрупольном ($E2$) и дипольном ($E1$) поглощении. Это первые возбужденные состояния, принадлежащие именно тем низшим

вращательным полосам каналов деления, которые предсказал О. Бор. Парциальный вклад каждого из них можно надежно установить экспериментально по форме углового распределения $W(\vartheta)$, а именно: квадрупольная компонента

$$W_{20}(\vartheta) \sim |D_{\pm 1,0}^2(\vartheta)|^2 \sim \sin^2 2\vartheta \quad (9)$$

имеет вид симметричного колокола с максимумом при $\vartheta = 45^\circ$, а дипольная $W_{10}(\vartheta)$ — при $\vartheta = 90^\circ$. Таким образом, с учетом квадрупольной компоненты

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta. \quad (10)$$

Более полное представление о физическом смысле коэффициентов в (10) и о вкладе различных каналов в угловое распределение осколков при фотоделении четно-четных ядер дает соотношение для дифференциального сечения

$$\begin{aligned} 2\pi \frac{d\sigma_f(\vartheta)}{d\Omega} \approx & \frac{3}{4} \sigma_V^{E1} \left[P_f^{11} + \left(P_f^{10} - \frac{1}{2} P_f^{11} \right) \sin^2 \vartheta \right] + \\ & + \frac{5}{4} \sigma_V^{E2} \left[P_f^{21} + \frac{1}{2} (P_f^{22} - P_f^{21}) \sin^2 \vartheta + \right. \\ & \left. + \left(\frac{3}{4} P_f^{20} - \frac{1}{2} P_f^{21} + \frac{1}{8} P_f^{22} \right) \sin^2 2\vartheta \right], \quad (11) \end{aligned}$$

в котором используется традиционное предположение о преобладании электрического взаимодействия, мотивируемое тем, что в приближении низких мультипольностей ($R/\lambda < 1$)

$$\sigma_V^{M2} \ll \sigma_V^{M1} \approx \sigma_V^{E2} \ll \sigma_V^{E1}, \quad (12)$$

а вкладом высокорасположенных состояний $J^\pi = 1^+$, возбуждаемых при $M1$ -взаимодействии, можно пренебречь. Делимость P_f^{JK} в канале с квантовыми характеристиками $\lambda = JK^*$ определяется так

$$P_f^{JK}(E) = \sigma_f^{JK}(E) / \sigma_V^{EJ}(E) \approx T_f(E, E_f^{JK}) / T_J(E), \quad (13)$$

где $T_J(E) = \sum_{|K| \leq J} T_f(E, E_f^{JK}) + T_n^J + T_V^J$ — полная проникаемость всех каналов распада с заданным спином как для деления [см. (8)], так и для конкурирующих процессов — эмиссии нейтрона T_n^J и радиационной разрядки T_V^J .

* Если доминируют каналы, возбуждаемые при взаимодействиях одного типа, EJ или MJ , как в случаях, рассматриваемых здесь и в дальнейшем, то вследствие однозначной связи между спином и четностью набор квантовых характеристик λ определяется величинами J и K : $\pi = (-1)^J$ для EJ -взаимодействия и $\pi = (-1)^{J+1}$ для MJ -взаимодействия.

При изучении влияния квантовой структуры высоты барьера E_f^λ на угловое распределение осколков (особенно в качественном анализе экспериментальных данных) удобно рассматривать отношения коэффициентов (10), которые, следуя неравенствам

$$E_f^{20} < E_f^{10}, E_f^{J0} < E_f^{JK}, \quad (14)$$

отражающим содержание гипотезы О. Бора, в соответствии с соотношением (11) можно представить в виде:

$$2b/a + 1 \approx T(E, E_f^{10})/T(E, E_f^{11}); \quad (15)$$

$$\frac{c}{b} \approx \frac{5}{4} \frac{\sigma_\gamma^{E2} P_f^{20}}{\sigma_\gamma^{E1} P_f^{10}} \approx \frac{5}{4} \frac{\sigma_\gamma^{E2} T(E, E_f^{20})}{\sigma_\gamma^{E1} T(E, E_f^{10})}; \quad (16)$$

$$\frac{T(E, E_f^\lambda)}{T(E, E_f^{\lambda'})} \approx \begin{cases} 1, & E > E_f^{\lambda'}; \\ \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E_f^{\lambda'} - E)\right], & E_f^\lambda < E < E_f^{\lambda'}; \\ \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E_f^{\lambda'} - E_f^\lambda)\right], & E < E_f^\lambda, \end{cases} \quad (17)$$

где мы предположили, что $\hbar\omega < 2\pi(E_f^{\lambda'} - E_f^\lambda)$, и проигнорировали в (16) разницу в отношениях делимостей P_f^λ и проницаемостей $T(E, E_f^\lambda)$ для двух каналов с разными комбинациями спина и четности. Из соотношений (15)—(17) вытекают следующие свойства углового распределения осколков фотоделения четно-четных ядер, которые можно рассматривать как характерные признаки «канальной» структуры барьера E_f^{JK} по О. Бору:

1) экспоненциальное увеличение отношений (15) и (16) в области $E_f^\lambda < E < E_f^{\lambda'}$;

2) существование излома этой зависимости в окрестности энергии $E \approx E_f^\lambda$, ниже которой она резко ослабевает или исчезает совсем, если $\hbar\omega_\lambda = \hbar\omega_{\lambda'}$.

Впервые совокупность указанных свойств $W(\vartheta)$ наблюдалась в работе [16] при изучении фотоделения ^{238}U на пучке тормозного излучения микротрона ИФП АН СССР. На рис. 3 приведены экспериментальные данные и результаты разложения $W(\vartheta)$ по компонентам согласно (10), которые были получены в [16] и при аналогичных измерениях для ^{232}Th и ^{240}Pu [17—19]. Несмотря на разницу в соотношении компонент общим для всех ядер является качественное соответствие энергетической зависимости их вклада в $W(\vartheta)$ предсказанию, выражаемому соотношениями (15)—(17). Этот вывод иллюстрируется с помощью рис. 4. Характерной особенностью приведенных на рисунке зависимостей является уве-

личение разброса данных в той области, где один из коэффициентов становится слишком малым: a — в верхней части, c — в нижней (пунктир). Несмотря на это хорошо видно, что рост отноше-

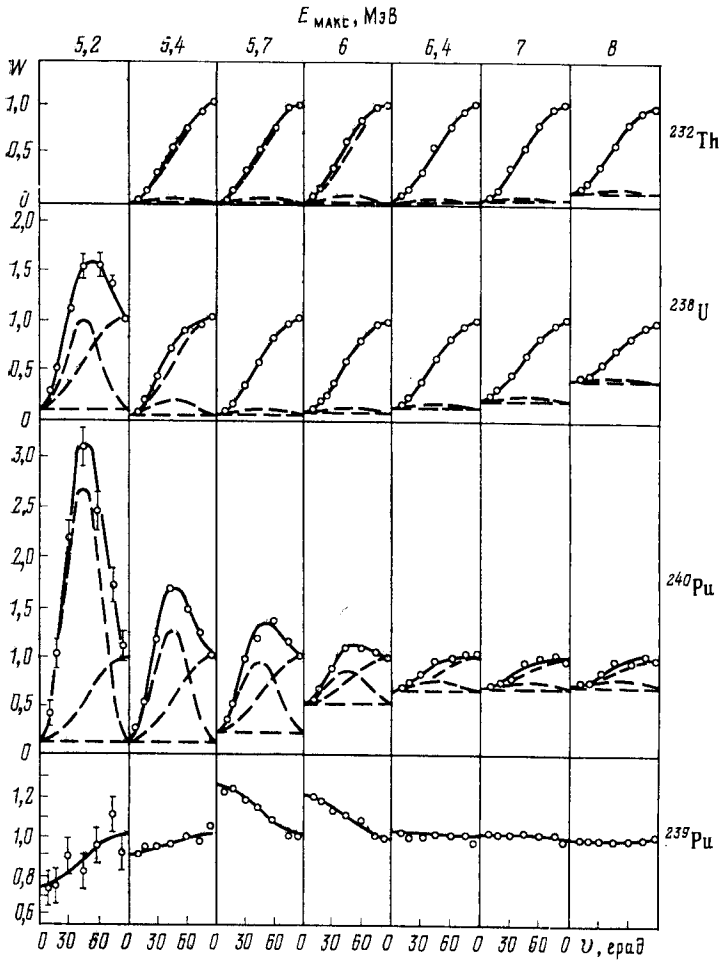


Рис. 3. Угловое распределение осколков при фотоделении тормозными γ -квантами для различных энергий электронов $E_{\text{макс}}$ [16—19, 31]:
пунктир — компоненты $W(\phi)$

ния b/a с уменьшением энергии прекращается примерно там, где начинается увеличение отношения c/b , а именно при переходе через барьер E_1^0 , как того требуют гипотеза О. Бора и соотноше-

ния (15)—(17). Уменьшение угловой анизотропии фотоделения при $E_{\text{макс}} \approx 5,2$ МэВ объясняется причинами, не связанными с дискретной структурой спектра каналов деления (см. разд. 3).

Для установления адекватности модели каналов деления О. Бора решающее значение имеет полученная в [16] информация

о квадрупольном фотоделении, поскольку до этого спорным был даже сам факт наблюдения компоненты, пропорциональной $\sin^2 2\theta$ [27], говоря уже о свойствах отношения c/b , по которым можно было бы судить о предполагаемой структуре спектра состояний делящегося ядра и связи их с седловой точкой.

В подбарьерной области энергий экспоненциальное уменьшение проходимости $T(E, E_1^{10})$ компенсирует малость отношения $\sigma_f^{E_2^2}/\sigma_f^{E_1^1}$ настолько, что квадрупольная компонента c , с трудом выделяемая в $W(\theta)$ в надбарьерной области, глубоко под порогом становится преобладающей. Этот механизм подбарьерного «усиления» относительного вклада квадрупольной компоненты $W(\theta)$, который впервые обсуждался Грифффином [25], «работает» согласно (17) лишь при достаточном расстоянии между каналами $E_1^{10} - E_2^{20} > \hbar\omega/2\pi$. Оцененное из экспериментальных данных на рис. 4 расщепление $E_1^{10} - E_2^{20} \approx 0,6 \div 0,7$ МэВ [17] сравнимо с расстоянием между соответствующими уровнями тяжелых ядер в обычном состоянии (равновесной деформации). Отсюда О. Бор [28] сделал вывод о зеркальной симметрии делящегося ядра в седловой точке и формировании асимметрии деления на более поздних стадиях, т. е. уточнил цитировавшиеся выше положения основополагающей

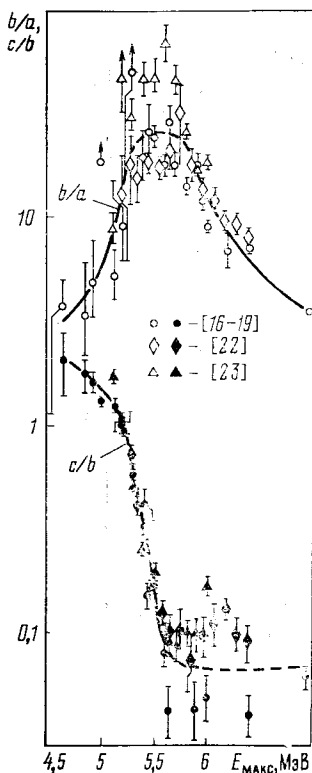


Рис. 4. Экспериментальная зависимость угловой анизотропии (отношения b/a , светлые значки) и относительного вклада квадрупольной компоненты (c/b , темные значки) для ^{238}U от граничной энергии спектра тормозного излучения $E_{\text{макс}}$

работы [24]. Ниже будет показано, что в процессе деления на самом деле вследствие двугорбой формы барьера реализуются оба случая: симметрия седловой точки, связанной с внутренним горбом, и асимметрия седловой точки, связанной с внешним горбом.

Возвращаясь к экспериментальной проверке гипотезы О. Бора, можно резюмировать, что наблюдаемая зависимость от энергии анизотропных составляющих углового распределения $W(\vartheta)$ в районе порога не только подтверждает ожидаемую структуру спектра каналов фотоделения четно-четных ядер $(J^\pi, K) = (2^+, 0), (1^-, 0)_+$, $(1^-, 1)$, но и свидетельствует о том, что характеристика K в процессе деления сохраняется, т. е. является достаточно «хорошим» квантовым числом: наблюдаются практические «чистые» $D_{M, K}^J$ -функции $|D_{\pm 1, 0}^2(\vartheta)|^2$ и $|D_{\pm 1, 0}^1(\vartheta)|^2$. Смешивание K , если бы оно было существенным при спуске с вершины барьера, привело бы к значительному вкладу изотропной компоненты (при однородном распределении K деление изотропно).

Угловое распределение осколков при фотоделении, согласующееся с изложенными представлениями, изучено для восьми четно-четных ядер от ^{226}Ra до ^{242}Pu [15—23]. Фотоделение ядер с нечетным числом нуклонов практически изотропно [15, 29]. Этот результат также предсказал О. Бор [24], связав его с большим набором доступных состояний по J , меньшей выстроенности угловых моментов вследствие наличия хаотически распределенного спина ядра-мишени, более высокой плотностью каналов деления $E_f^\lambda - E_f^\lambda \ll \hbar\omega/2\pi$. Исключение составляет ядро ^{239}Pu , имеющее минимальный спин $1/2$, угловое распределение для которого показано в нижней части рис. 3 [30, 31].

«Аномалии» зависимости отношений b/a и c/b от Z и двугорбая форма барьера деления. В предыдущем разделе для иллюстрации следствий гипотезы О. Бора и обсуждения экспериментальных данных использовано представление об одnogорбом барьере, которое мотивировано моделью жидкой капли. Рассчитанные для такого барьера зависимости делимости $P_{10} = \sigma_f^{10}/\sigma_Y^{E1} \approx T_{10}/(T_{10} + 2T_{11} + T_Y^1)$ и отношения $b/a = (T_{10} - T_{11})/2T_{11}$ от энергии возбуждения показаны на вставке к рис. 5, а. Одно из свойств этих характеристик удобно использовать при качественном анализе экспериментальных данных как характерный признак классической каналовой структуры: каналовые эффекты в угловой анизотропии (подъем и перегиб b/a) в случае одnogорбого барьера должны быть в надпороговой по сечению деления области энергий.

Данные об угловой анизотропии деления b/a для трех ядер представлены на рис. 5, а. Пунктиром показано положение наблюдаемого порога, который с точностью до 0,2 МэВ одинаков у этих ядер. Хорошо видно, что если для ^{232}Th реализуется «классическая картина», то для более тяжелых ядер положение излома кривой b/a противоречит ей: он находится не справа от наблюдаемого порога, а слева, причем расхождение тем сильнее, чем выше Z ядра. Интерпретация этого неожиданного свойства в рамках существовавших представлений вызвала значительные трудности [17, 32], которые удалось преодолеть лишь на основе теоретиче-

ского предсказания о существовании двугорбой формы барьера деления тяжелых ядер [12].

Объяснение аномалий угловой анизотропии фотоделения четных ядер в рамках модели двугорбого барьера состоит в следующем [18, 32]. Для формирования углового распределения

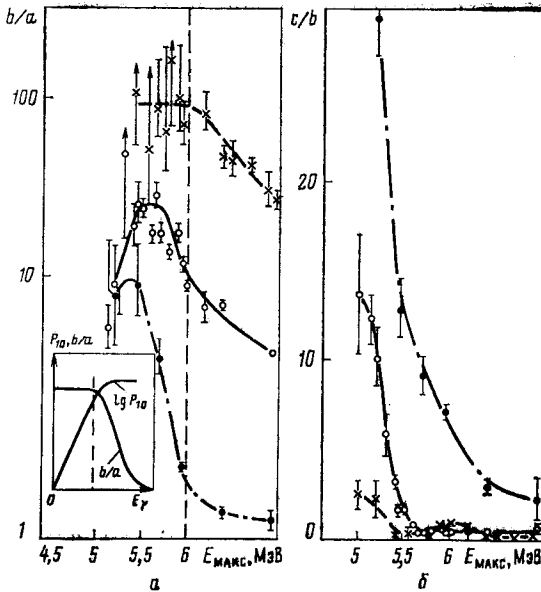


Рис. 5. Зависимости отношений b/a (а) и c/b (б) от граничной энергии спектра тормозного излучения $E_{\text{макс}}$ для ядер ^{232}Th (крестики), ^{238}U (светлые кружки), ^{240}Pu (темные кружки) [16—19]:

■ пунктир — положение наблюдаемого порога

осколков новое в модели двугорбого барьера, как уже отмечалось, заключается в существовании не одной, как прежде, а двух систем каналов деления E_{fA}^{λ} и E_{fB}^{λ} , соответствующих горбам A и B , между которыми в минимуме ядро может жить довольно долго. Если это время достаточно велико в сравнении с периодом миграции K , то ядро фактически «забывает», по какому из дипольных каналов, $(1^-, 0)$ или $(1^-, 1)$, оно прошло через внутренний барьер A , и анизотропия углового распределения осколков зависит от спектра каналов на внешнем барьере B . Поскольку порог, наблюдаемый в сечении, определяется высотой наибольшего из горбов, ожидаемая картина будет зависеть от соотношения между их высотами. Если порогом является горб B ($E_{fB} > E_{fA}$), то ситуация близка к той, которая ожидается в модели одногорбого барьера,

и она реализуется для ^{232}Th (γ, f). У изотопов плутония, в частности ^{240}Pu , выше горб A , вследствие чего каналовые эффекты в угловой анизотропии из-за механизма «забывания» (смешивания) K смещаются в подбарьерную по сечению деления область энергии (в соответствии с высотой горба B). На этом этапе работ по фотоделению, по-видимому, впервые удалось получить прямое экспериментальное подтверждение одного из наиболее важных предсказаний модели двугорбого барьера — зависимости высот горбов A и B от Z делящегося ядра [2—4].

С разрешением загадки о природе аномалии угловой анизотропии осколков b/a оставалась другая, которая была обнаружена еще в 1965 г. [17] и состояла в очень сильной зависимости отношения c/b в узком интервале Z ядер ($\text{Th} - \text{Pu}$), мало различающихся свойствами низколежащих равновесных состояний. Эта зависимость показана на рис. 5, б, хотя о ней легко составить представление и непосредственно по виду угловых распределений на рис. 3. Почему наблюдение заметного вклада квадрупольной компоненты в $W(\theta)$ в случае ^{240}Pu становится возможным уже в районе порога, у ^{238}U для этого необходимо снизиться по энергии в подпороговую область, а у ^{232}Th она и глубоко под порогом остается на уровне $\sigma_{\gamma}^{E2}/\sigma_{\gamma}^{E1}$ и еле заметна на рис. 3? Почему для ^{232}Th не участвует механизм подбарьерного усиления квадрупольной компоненты, «безотказный» во всех других исследованных случаях для шести четно-четных изотопов урана и плутония от ^{234}U до ^{242}Pu [17, 18, 22, 23, 33], в чем причина данной аномалии? На эти вопросы удалось получить ответ лишь с дальнейшим развитием представлений о барьере деления тяжелых ядер, в частности с изучением влияния на барьер деления] асимметричных деформаций типа $\alpha_3, \alpha_5, \dots$

Расчеты потенциальной энергии деформации в работах В. В. Пашкевича, Мёллера, Нильссона и др. [9, 10] показали, что энергетически наиболее выгодной седловой точке внешнего горба B соответствует зеркально-асимметричная грушевидная конфигурация делящегося ядра, в то время как в процессе прохождения внутреннего горба A и во второй яме она сохраняет симметрию отражения. Данное теоретическое предсказание влечет за собой в зависимости от симметрии седловой конфигурации изменение именно той части спектра низколежащих каналов деления четно-четных ядер, которая влияет на отношение c/b . Как отмечал еще О. Бор [24], потеря ядром симметрии отражения должна сопровождаться значительным уменьшением расщепления между уровнями состояний $K = 0$ положительной ($K^{\pi} = 0^{+}$) и отрицательной ($K^{\pi} = 0^{-}$) четности вследствие сильной зависимости $\hbar\omega_{\text{инв}}$ от высоты барьера для туннельно происходящего перехода между зеркально-противоположными конфигурациями. Кривые потенциальной энергии как функции октупольной деформации α_3 для

седловых точек *A* и *B* и соответствующие им каналы деления схематически показаны на рис. 6.

Из изложенного следует, что наблюдаемая картина каналовых эффектов сильно зависит от того, какой из горбов барьера выше (рис. 7), в частности:

а) у изотопов плутония горб *A* выше, он определяет порог, наблюдаемый в сечении, и благодаря значительной разнице $E_{fA}^{10} - E_{fA}^{20} > \hbar\omega/2\pi$ — «нормальную» энергетическую зависимость отношения *c/b*;

б) для ^{232}Th ответственным за порог, наблюдаемый в сечении деления, является горб *B*, при прохождении которого утрачивается зеркальная сим-

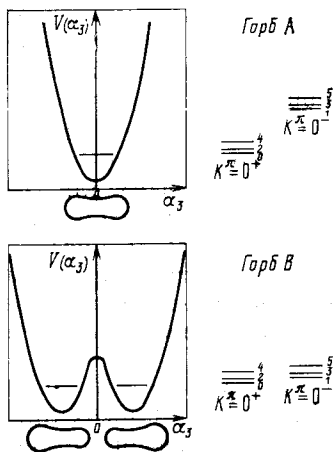


Рис. 6. Расположение полос состояний положительной и отрицательной четности для ядра зеркально-симметричной формы (горб *A*) и при наличии октупольной равновесной деформации (горб *B*):

цифрами справа от линий полос указано значение *J*

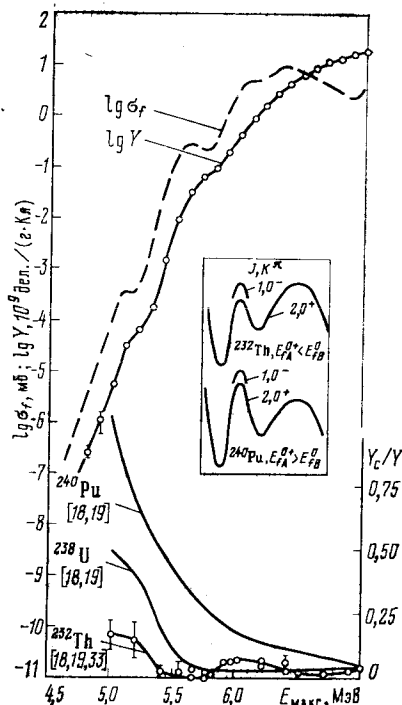


Рис. 7. Энергетическая зависимость относительного вклада квадрупольной компоненты в полный выход Y_c/Y (внизу) и зависимость выхода реакции $^{232}\text{Th} (\gamma, f)$ от граничной энергии спектра тормозного излучения [37] (вверху):

пунктир — зависимость сечения фотоделения ^{232}Th [37]. На вставке схематически изображена структура барьеров деления ^{232}Th и ^{240}Pu

метрия ядра, а с нею — расщепление $E_{fB}^{10} - E_{fB}^{20}$ и связанный с ним механизм подбарьерного «усиления» квадрупольной компоненты.

Рассмотренная интерпретация, основные идеи которой принадлежат Ванденбошу [34], легко объясняет долго ставшую исследу-

дователей в ту же зависимость вклада квадрупольной компоненты от Z делящегося ядра. Однако в рамках данной интерпретации оставалось неясным, почему в случае ^{232}Th не наблюдается эффект, обусловленный «вступлением» дискретных каналов $K^\pi = 0^-$ и затем $K^\pi = 0^+$ барьера A при уменьшении энергии γ -квантов. Тривиальное объяснение, а именно что не достигнута в измерениях высота барьера E_{fA} , противоречило результатам анализа других реакций для ^{232}Th и соседних с ним изотопов, которые приводили к значениям $E_{fA} \sim E_{fB} = 6 \div 6,5$ МэВ [8]. Между тем это объяснение, по-видимому, и является правильным.

Определить высоту меньшего из горбов у легких ($E_{fA} < E_{fB}$) актиноидов труднее, чем у тяжелых ($E_{fA} > E_{fB}$). Во-первых, горб A значительно уже (примерно в два раза). Это практически исключает возможность наблюдения эффекта «вступления» барьера A по изменению наклона кривой проницаемости. Во-вторых, нет таких надежно идентифицируемых способов распада в первую очередь, каким явилось спонтанное деление изомеров при определении E_{fB} . Наконец, в-третьих, в связи с предсказанием дополнительной структуры барьера B , приводящей к трехгорбой потенциальной кривой, становится неопределенным анализ резонансов сечения, поскольку при наличии третьего минимума нелегко решить, к какому из них они относятся. Тем не менее именно это обстоятельство явилось одним из аргументов, которые позволили понять, что прежний анализ подбарьерных резонансов и связанные с ним значения E_{fA} недостоверны [8, 35]. Таким образом, экспериментальной информации о барьере A ториевых ядер фактически нет, существуют лишь результаты теоретических расчетов, которые систематически показывают, что $E_{fA} < E_{fB}$ и составляет менее 5 МэВ [8]. Значительная разница в спектре низших каналов $K = 0$ для барьеров A и B может служить как раз тем свойством, используя которое наконец удастся с помощью реакции (γ, f) определить высоту барьера A и в этом случае. Недавно [36] у ^{232}Th наблюдали, хотя и меньшее в сравнении с более тяжелыми четно-четными ядрами, но вполне заметное возрастание квадрупольной компоненты (см. рис. 7), которое можно трактовать как «включение в игру» барьера A . Однако оценке E_{fA}^0 и E_{fB}^0 из хода кривой c/b препятствует сильная резонансная структура проницаемости обоих каналов. Для этой цели требуются экспериментальные данные об угловом распределении осколков при еще более низких энергиях γ -квантов $E_{\text{макс}} < 5$ МэВ.

На рис. 8 схематически (без учета резонансных эффектов в предположении «забывания» K во второй яме) показаны свойства важнейших характеристик вероятности фотоделения четно-четных тяжелых ядер. Левый рисунок иллюстрирует крайнюю ситуацию, характерную для ^{232}Th и более легких ядер, которая реализуется при достаточной разнице высот горбов $E_{fA} - E_{fB} <$

< 0 . Она в основном соответствует картине, ожидавшейся О. Бором для зеркально-симметричного ядра, когда в районе порога доминируют каналы дипольного фотоделения.

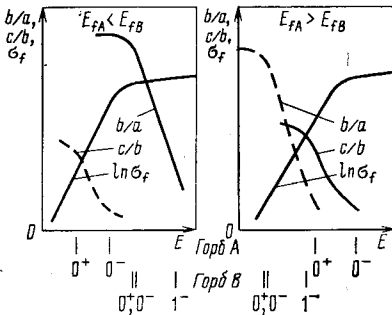


Рис. 8. Структура нижних каналов K^π на горбах A и B (нижняя часть рисунка) при $E_{fA} < E_{fB}$ и $E_{fA} > E_{fB}$; обусловленное этой структурой поведение сечения фотоделения и основных характеристик углового распределения осколков b/a , c/b :

сплошными линиями в основной части рисунка изображены характеристики, определяемые более высоким из горбов

когда разница высот горбов A и B настолько велика, что $E_{fA}^0 > E_{fB}^0$. Она может встретиться у еще неизученных ядер Sm или Sf с разницей горбов $E_{fA} - E_{fB} > 1$ МэВ.

Можно заключить, что экспериментальные данные об угловом распределении осколков при фотоделении благодаря простоте спектра доступных каналов чрезвычайно информативны по спектру переходных состояний, форме барьера, симметрии ядерной конфигурации на различных стадиях процесса. Чтобы продемонстрировать это достоинство реакции (γ, f) наиболее наглядно, мы сознательно ограничились качественным анализом, не выходящим за рамки обсуждения характерных признаков экспериментально исследовавшихся величин. Между тем изучавшиеся характеристики являются интегральными, усредненными по сплошному спектру тормозного излучения, вследствие чего затушевывается резонансная структура сечений, также связанная с квантовыми состояниями делящегося ядра, но не на вершинах барьера, а в его минимумах. Анализ усредненной структуры позволил упростить картину и выделить в ней эффекты, обусловленные дискретностью спектра каналов деления. Представляет интерес более полное, количественное описание характеристик фотоделения, объединяющее всю совокупность свойств делящейся системы. Для этого прежде необходимо рассмотреть экспериментальную информацию

разницы $E_{fA} - E_{fB}$ рост отношения c/b , связанный с каналами барьера A , смещается к порогу, наблюдаемому в сечении, а увеличение отношения b/a , связанное с каналами барьера B , наоборот, — в подпороговую область энергий. Значения энергий, при которых наблюдается увеличение рассматриваемых характеристик по мере увеличения Z (т. е. продвижения от тория к плутонию), не только сравниваются [эта тенденция подтверждается экспериментом в области $Th - Pu$ (см. рис. 5, а, б)], но и меняются местами. Последнему случаю соответствует картина каналовых эффектов, показанная в правой части рис. 8, которая возникает,

о сечении фотоделения и его угловых компонентах, являющихся непосредственным объектом такого анализа.

2. СЕЧЕНИЕ И ДЕЛИМОСТЬ ДЛЯ РЕАКЦИИ (γ , f) В РАЙОНЕ ПОРОГА

Сечение фотоделения актиноидов. Систематическим и детальным исследованиям сечений подбарьерного и околопорогового фотоделения тяжелых ядер посвящено всего несколько работ [15, 18, 37]. На рис. 9 и 10 представлены результаты работы [37], в которой при одинаковой постановке эксперимента измерен выход

$$Y(E_{\text{макс}}) = c \int_0^{E_{\text{макс}}} \sigma_f(E) N(E, E_{\text{макс}}) dE \quad (18)$$

и в едином подходе к решению уравнения (18) восстановлено сечение фотоделения $\sigma_f(E)$ в области энергий* от 4,4 до 7,0 МэВ для девяти нуклидов от ^{232}Th до ^{241}Am , составляющих большинство (2/3) актиноидов, исследованных в районе порога деления. Для нахождения сечений по измеренным интегральным выходам в работе [37] был применен метод минимизации направленного расхождения, в котором в качестве априорной информации используется физическое условие неотрицательности решения. Как показали тестовые расчеты [37, 38], этот метод, предложенный М. З. Тараско [39], оказался весьма эффективным в преодолении трудностей решения задачи о восстановлении сечения фотоделения, которая принадлежит к классу некорректно поставленных задач.

Кривыми на рис. 9 и 10 показаны результаты других работ, в которых использовались различные методы монохроматизации γ -квантов [40—43]. Наиболее хорошо изученные случаи (^{232}Th , ^{238}U) показаны на рис. 9, б. В экспериментальных данных проявляется резонансная структура, несмотря на расхождения (примерно вдвое) результатов измерения $\sigma_f(E)$ отдельными группами. Видно также, что слабая интенсивность квазимонохроматических γ -квантов значительно ограничивает область применения соответствующих методик со стороны низких энергий. Кроме того, достаточно условно само понятие монохроматизации: в работах [40—43] энергетическое разрешение γ -квантов составляло 200—300 кэВ.

Полученные данные о сечении фотоделения свидетельствуют о значительном влиянии нуклонного состава делящегося ядра на свойства барьера деления.

1. Сечение фотоделения нечетных ядер (см. рис. 10) в сравнении с сечением фотоделения четно-четных ядер (см. рис. 9) обнаружи-

* Энергия γ -квантов, как и равная ей энергия возбуждения составного ядра, обозначена E , а на отдельных рисунках E_γ . На рис. 9, а, 10 и 21 дана единая шкала энергий $E_{\text{макс}}$ и E .

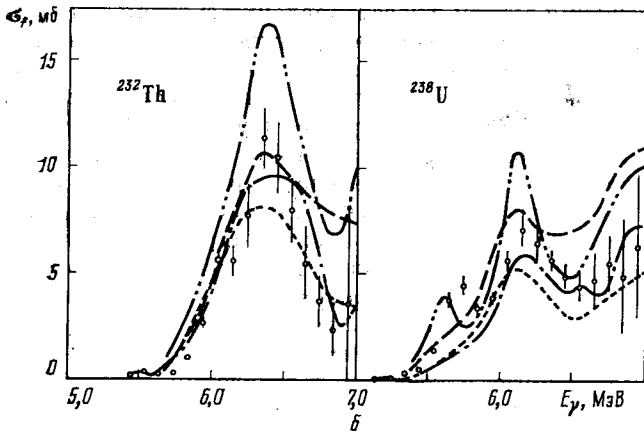
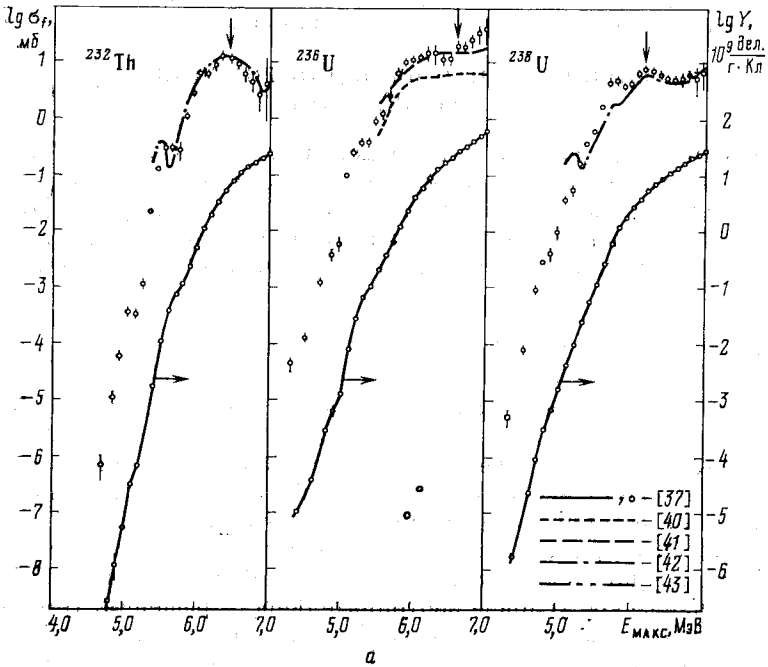


Рис. 9. Выход $Y(E_{\text{макс}})$ и сечение реакции фотоделения ядер ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U (а), а также сравнение зависимостей $\sigma_f(E_\gamma)$ для ^{232}Th и ^{238}U , полученных в опытах на пучке тормозного излучения (точки) и с использованием квазимонохроматических γ -квантов (б):

обозначения кривых на рисунках а и б одинаковы. Стрелками сверху показано положение порога реакции (γ , n)

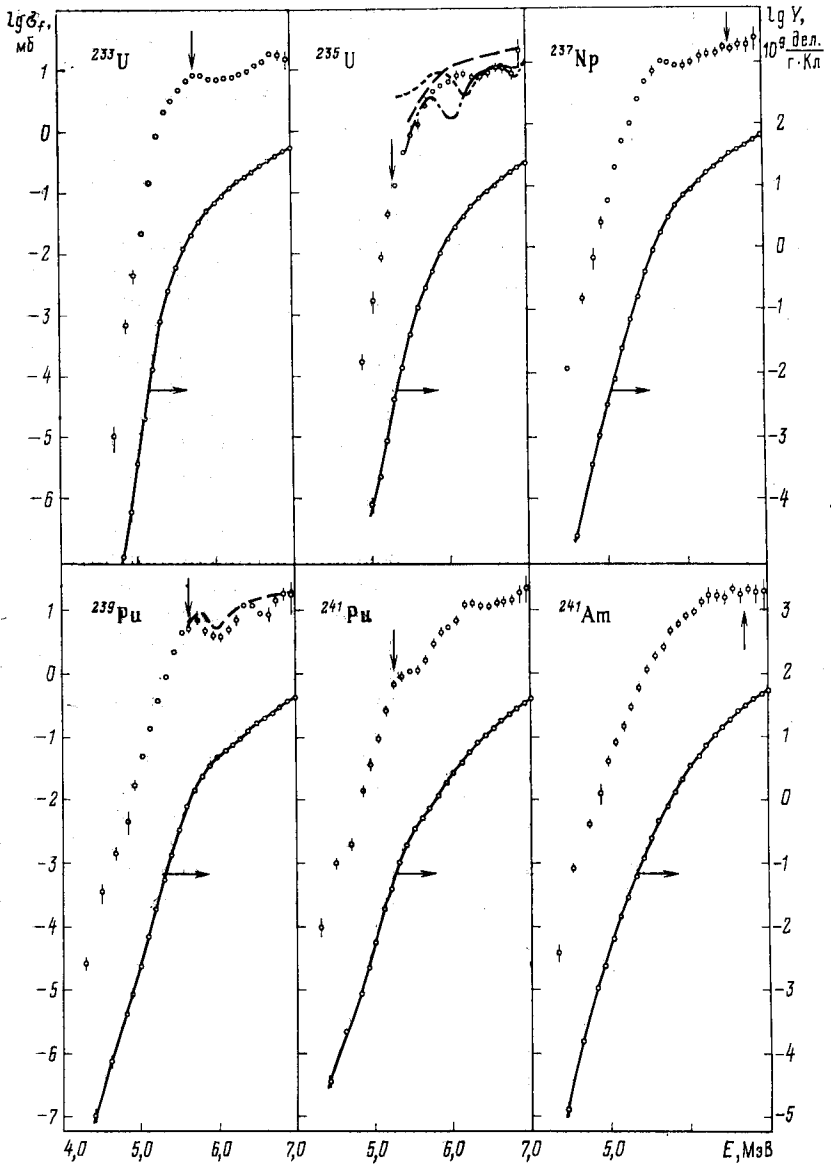


Рис. 10. Выход Y ($E_{\text{макс}}$) и сечение σ_f фотodelения нечетных ядер, исследованных в [37]:
 обозначения те же, что на рис. 9

вают заметно большую крутизну на подбарьерном участке энергий. Это свойство обычно связывают с влиянием четности числа нуклонов на массовый параметр, определяющий параметр кривизны в формуле (8).

2. Крутизна кривых $\lg \sigma_f$ в подбарьерной области существенно уменьшается с увеличением Z делящегося ядра. Эта закономерность, как показано на рис. 11, находящаяся в резком противоречии с результатами расчетов в рамках модели жидкой капли, объясняется двугорбой формой барьера деления тяжелых ядер и разной кривизной его горбов. Так, быстрое уменьшение $\sigma_f(E)$

в случае наиболее легких ядер (наименьшие значения $\hbar\omega$ на рис. 11) связано с туннельным прохождением обоих горбов, тогда как для более тяжелых ядер, например ^{241}Am , — только с проникаемостью более высокого и узкого внутреннего горба [44, 45].

3. Резонансная структура сечения фотоделения четно-четных ядер выражена значительно резче, что объясняют меньшей плотностью состояний внутреннего возбуждения, с которыми связано колебательное движение во второй яме, и меньшим числом каналов деления в сравнении с нечетными ядрами.

Несмотря на отмеченные различия барьеров деления и обусловленных ими свойств сечений наблюдаемый в них порог (высота наибольшего из горбов $E_f^{\text{макс}}$) мало изменяется от ядра к ядру, о чем уже говорилось

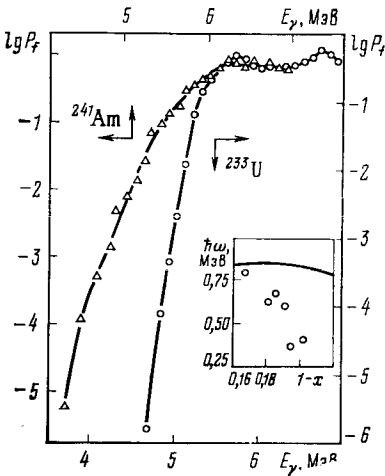


Рис. 11. Сравнение энергетических зависимостей делимости ^{233}U и ^{241}Am [37] и сравнение параметра эффективной кривизны $\hbar\omega \approx 2\pi \times (d \ln P_f/dE)^{-1}$ (точки) с расчетами по модели жидкой капли [86] (сплошная кривая):

$x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$ — параметр делимости, где $(Z^2/A)_{\text{крит}}$ принято равным 45

в предыдущем разделе. Это объясняется влиянием нуклонных оболочек на потенциальную энергию деформации ядра в процессе деления [5]. Совокупность отмеченных выше свойств вероятности фотоделения и вытекающих из них следствий для барьера деления находится в согласии с результатами исследования еще более широкого круга ядер в прямых реакциях [44—46].

Положение порога реакции (γ, n) рассчитано по энергии связи B_n из [47]. Значения B_n , как правило, коррелируют с нерегулярностями сечения деления — спадами в области плато для N -четных ядер ($B_n > E_f^{\text{макс}}$) и уменьшением крутизны на подбарьерном

участке для N -нечетных ядер ($B_n < E_f^{\text{макс}}$) — явлением, обусловленным конкуренцией процессов деления и эмиссии нейтрона.
Угловые компоненты сечения фотоделения. Кроме сечения

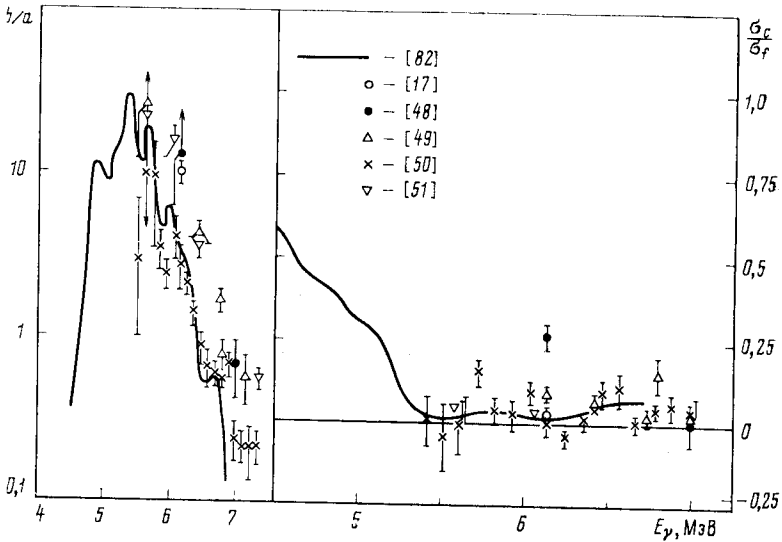


Рис. 12. Зависимости угловой анизотропии b/a и квадрупольной составляющей полного сечения σ_c/σ_f фотоделения ^{238}U от энергии γ -квантов

фотоделения $\sigma_f(E)$ значительный интерес представляют его угловые компоненты $\sigma_a(E)$, $\sigma_b(E)$, $\sigma_c(E)$, которые тем же способом, что и полное сечение

$$\sigma_f = \sigma_a + \sigma_b + \sigma_c,$$

могут быть восстановлены в соответствии с интегральным уравнением (18) из соответствующих компонент полного выхода:

$$Y_a = \frac{a}{v} Y; Y_b = \frac{2}{3} \frac{b}{v} Y; Y_c = \frac{8}{15} \frac{c}{v} Y; v = a + \frac{2}{3} b + \frac{8}{15} c, \quad (19)$$

где Y_i , Y , a , b , c являются функциями $E_{\text{макс}}$.

Физическая интерпретация угловых компонент сечения непосредственно следует из предыдущего раздела, а именно из соотношений (11) — (14), которые легко позволяют получить связь σ_i с парциальными сечениями

$$\sigma_f^{JK} = \sigma_v^{EJ} P_f^{JK}, \quad (20)$$

выражающими вклад в полное сечение конкретных каналов деления:

$$\sigma_a = \frac{3}{2} \sigma_f^{11} + \frac{5}{2} \sigma_f^{21} \approx \frac{3}{2} \sigma_f^{11}; \quad (21a)$$

$$\sigma_b = \sigma_f^{10} - \frac{1}{2} \sigma_f^{11} + \frac{5}{6} (\sigma_f^{22} - \sigma_f^{21}) \approx \sigma_f^{10} - \frac{1}{2} \sigma_f^{11}; \quad (21б)$$

$$\sigma_c = \sigma_f^{20} - \frac{2}{3} \sigma_f^{21} + \frac{1}{6} \sigma_f^{22} \approx \sigma_f^{20}. \quad (21в)$$

Приближенные равенства в последних соотношениях получены в пренебрежении малыи квадрупольными членами по сравнению с дипольными в σ_a и σ_b и с учетом преобладания канала $K = 0$ в σ_c вблизи порога. В этом приближении можно определить составляющие сечения для всех важнейших каналов фотоделения четно-четных ядер. В канальном анализе вероятности деления эта возможность является исключительно важным фактором, его значение будет продемонстрировано в дальнейшем.

На рис. 12 приведены восстановленные из результатов измерений $Y(E_{\text{макс}})$, $a(E_{\text{макс}})$, $b(E_{\text{макс}})$ и $c(E_{\text{макс}})$ для ^{238}U энергетические зависимости квадрупольной составляющей сечения и угловой анизотропии фотоделения

$$b/a = W(90^\circ)/W(0^\circ) - 1 = (3/2) \sigma_b(E)/\sigma_a(E),$$

которые сравниваются с аналогичными величинами, непосредственно измеренными в экспериментах с моноэнергетическими γ -квантами [17, 48—51]. Из представленной на рис. 9 и 12 информации следует, что возможности современных средств монохроматизации γ -квантов сильно ограничены по интенсивности и при изучении подбарьерных энергий возбуждения пучкам тормозного излучения альтернативы пока нет.

Сечения электрического дипольного и квадрупольного фотопоглощения. Значительный интерес представляет сопоставление вероятностей деления при различных способах возбуждения ядра: γ -квантами, быстрыми нейтронами и в прямых реакциях. Указанные способы возбуждения сильно различаются характером распределения орбитальных угловых моментов $\Phi(l)$ (см. рис. 2). Абсолютные значения и энергетические зависимости сечения образования составного ядра $\sigma_{\text{сопр}}(E)$ в этих случаях также очень сильно различаются, поэтому сопоставлять имеет смысл не сами сечения деления, а делимости ядер $P_f = \sigma_f/\sigma_{\text{сопр}}$, гораздо менее чувствительные к индивидуальным особенностям входного канала.

Экспериментальные данные по делению в прямых реакциях обычно представляют в виде величины $P_f(E)$. Сечение реакции (n, f) легко привести к такому виду, используя достаточно богатую информацию о сечении взаимодействия быстрых нейтронов с тяжелыми ядрами. Данные о сечении фотопоглощения гораздо беднее,

а прямых измерений в интересующей нас области энергий 4,5—7 МэВ вообще нет.

Для сечения дипольного электрического фотопоглощения σ_{γ}^{E1} часто используют полуэмпирические оценки типа формулы Акселя [52] или экстраполяцию сечения из области $E > 7 \div 8$ МэВ. Для

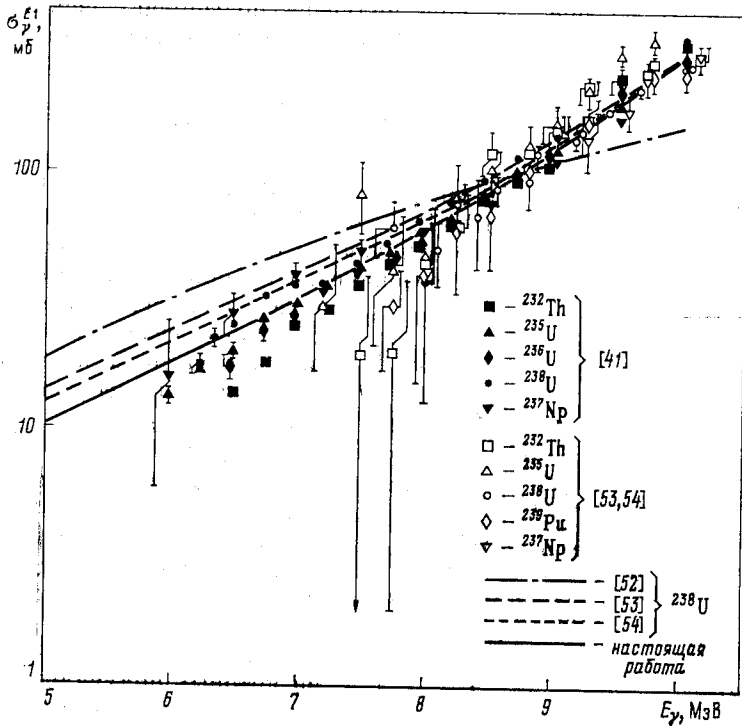


Рис. 13. Совокупность данных о сечении дипольного фотопоглощения σ_{γ}^{E1} : сплошная линия — результат подгонки данных [41] по формуле (22) в области $E_{\gamma} = 6 \div 10$ МэВ

описания последнего привлекают представление о лоренцевой зависимости, а точнее — суперпозиции двух лоренцианов, с помощью которой воспроизводят расщепление гигантского резонанса.

На рис. 13 представлены наиболее подробные данные о сечении фотопоглощения для тяжелых ядер при $E \leq 10$ МэВ. В работе [53] они получены методом пропускания, в [41, 54] — методом сложения парциальных сечений для основных конкурирующих процессов — деления и эмиссии нейтронов, т. е. в предположении $\sigma_{\gamma} \approx \sigma_f + \sigma_{\gamma n}$. В последнем случае не учтен вклад процесса ра-

диационной разрядки составного ядра, которым, вследствие малости и слабой энергетической зависимости радиационной ширины, можно пренебречь при достаточности больших энергиях возбуждения над порогами деления E_f или нейтронной эмиссии B_n . Через совокупность данных мы провели плавную (сплошная на рис. 13) кривую, которая использовалась для расчета делимостей, представленных на рис. 15. Она получена подгонкой совокупности данных в области $E = 6 \div 10$ МэВ с помощью суперпозиции двух лоренцианов

$$\sigma_{\gamma}^{E1}(E) = \sum_{i=1, 2} \sigma_i \frac{(\Gamma_i E)^2}{(E^2 - E_i^2)^2 + (\Gamma_i E)^2} \quad (22)$$

с параметрами: $\sigma_1 = 250$ мб; $E_1 = 10,5$ МэВ; $\Gamma_1 = 2,5$ МэВ; $\sigma_2 = 300$ мб; $E_2 = 14$ МэВ; $\Gamma_2 = 4,5$ МэВ.

Эти параметры заметно отличаются от тех, которые обеспечивают описание гигантского резонанса. Наоборот, параметры, даю-

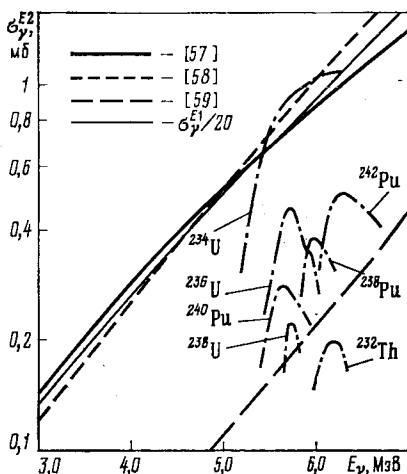


Рис. 14. Совокупность данных о сечении квадрупольного фотопоглощения σ_{γ}^{E2} :

сплошная (жирная) и пунктирные кривые — результаты расчета по формуле (23)

щие наилучшее описание гигантского резонанса, приводят к заметному завышению σ_{γ}^{E1} при интересующей нас достаточно далекой экстраполяции (22).

До недавнего времени единственным источником информации о квадрупольном электрическом поглощении γ -квантов тяжелыми ядрами служили данные о квадрупольном фотоделении [18, 19], из которых получали оценку для отношения сечения дипольного электрического фотопоглощения к сечению квадрупольного электрического поглощения $\sigma_{\gamma}^{E1}/\sigma_{\gamma}^{E2} \approx 25 \div 30$, удовлетворительно согласующуюся с электродинамическими расчетами. Форму энергетической зависимости

сечения квадрупольного фотопоглощения принимали обычно такой же, как и для дипольного поглощения.

В последние годы появились экспериментальные данные (см., например, обзоры [55, 56]), указывающие на существование «новых гигантских резонансов», в частности резонанса, расположенного при $E = (60 \div 65) A^{-1/3}$ МэВ (A — массовое число). Считается,

что его можно идентифицировать как изоскалярный электрический квадрупольный резонанс. На проявление этого резонанса в сечении квадрупольного фотопоглощения ядром ^{238}U указывается в работах [57—59].

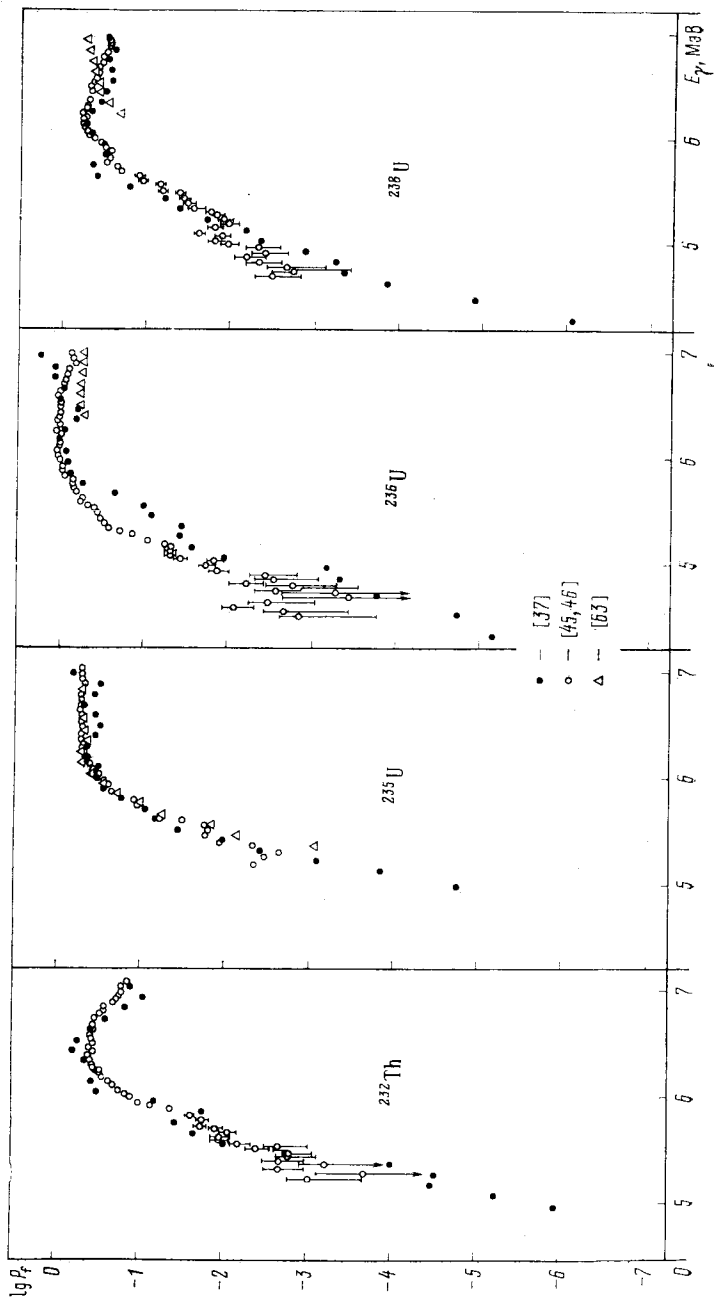
На рис. 14 приведены лоренцевы энергетические зависимости сечения квадрупольного фотопоглощения, которые были рассчитаны с параметрами лоренцианов, рекомендованными в работах [57—59]. В работе [58] резонанс возбуждался в реакции $^{238}\text{U}(e, e'\alpha)$, в работе [59] — в реакции $^{238}\text{U}(e, e')$. Для сравнения с фотоделением особенно интересны данные работы [57], где исследовалось электроделение $^{238}\text{U}(e, e'f)$, поскольку в спектре виртуальных фотонов компонента E_2 намного интенсивнее, чем E_1 [60]. В спектре реальных фотонов компоненты всех мультипольностей представлены одинаково. Штрихпунктирными кривыми на том же рисунке показаны значения сечения квадрупольного фотоделения, полученные в опытах с тормозными γ -квантами. Для ядер ^{232}Th , $^{238, 240, 242}\text{Pu}$ использованы результаты работы [18], для ^{234}U — [22], для $^{236, 238}\text{U}$ — [22, 33]. Из рисунка видно, что параметры [59] дают низкие значения сечения, которые не согласуются с данными по фотоделению и работами [57, 58]. Сечения из [57, 58] в интересующей нас области энергий ниже 7 МэВ примерно одинаковы, не противоречат данным по фотоделению и соответствуют значению $\sigma_V^{E_1}/\sigma_V^{E_2} \approx 20$ при принятом нами $\sigma_V^{E_1}$ (см. рис. 14). В настоящей работе использовалась лоренцева энергетическая зависимость сечения квадрупольного электрического фотопоглощения

$$\sigma_V^{E_2}(E) = \sigma_m \frac{(\Gamma_m E)^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + (\Gamma_m E)^2} \quad (23)$$

с параметрами из работы [57]: $\sigma_m = 2,8$ мб; $E_m = 9,9$ МэВ; $\Gamma_m = 6,8$ МэВ.

Влияние способа возбуждения на делимость ядер. Полученная в предыдущем разделе оценка составляющих сечения фотопоглощения позволяет сопоставить делимости тяжелых ядер в районе порога при различных способах возбуждения, применяемых в этой области энергий: в реакциях (γ, n) , (n, f) и прямых реакциях (t, pf) , (d, pf) и др. Этот вопрос обсуждался в ряде работ, например [61, 62], наиболее подробно в работе [37]. Рассмотрим лишь наиболее интересные примеры и вытекающие из них следствия.

На рис. 15 приведены экспериментальные данные о делимости ядер, выход и сечение фотоделения которых изучены в работе [37]. Во всех случаях над порогом и для четырех из пяти нечетных ядер, кроме ^{239}Pu , в подбарьерной области энергий делимости удовлетворительно согласуются, несмотря на разницу в кинематике сопоставляемых реакций, из чего можно заключить, что в указанных ситуациях доступно достаточно большое число каналов,



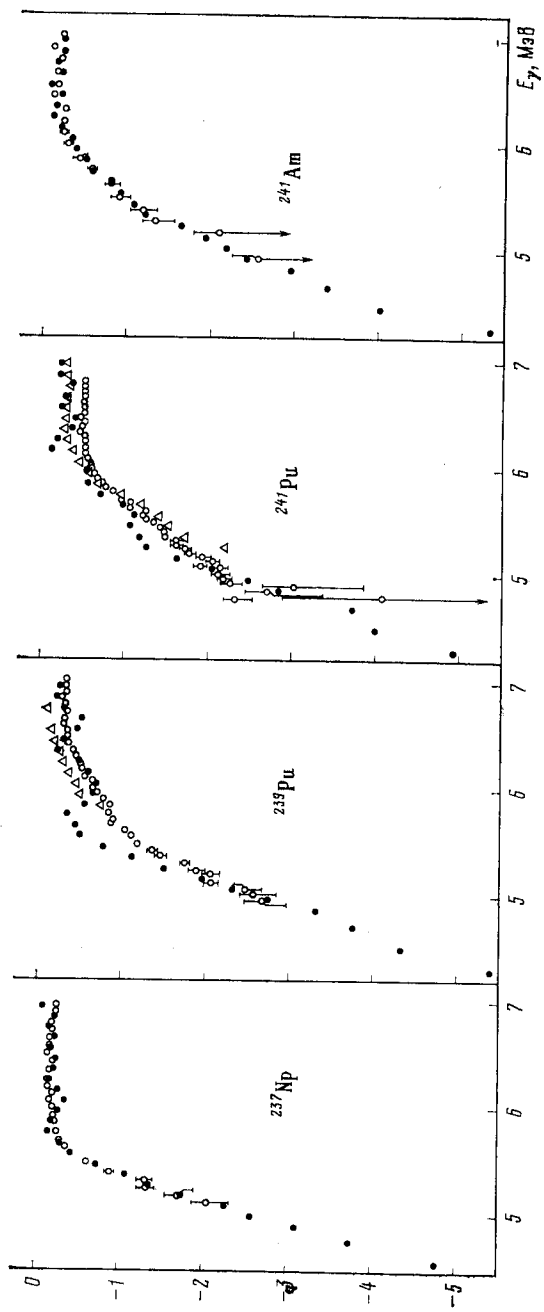


Рис. 15. Делимость R_f в реакциях (γ, f) (кружки) и в прямых реакциях (треугольники)

чтобы наблюдаемая делимость

$$|P_f| = \left(\sum_{J, \pi} \alpha_{J\pi} P_f^{J\pi} \right) / \sum_{J, \pi} \alpha_{J\pi} \quad (24)$$

слабо зависела от различий в распределениях $\varphi(l)$ входного канала (см. рис. 2), определяющих спектр возбуждений составного ядра $\alpha_{J\pi}$ наряду со спином ядра-мишени.

Резонансы делительной проницаемости могут приводить к более резким проявлениям состояний, чем дискретная структура спектра каналов деления, особенно если $\Delta E_f^{\lambda\lambda'} \approx \hbar\omega/2\pi$, как в рассматриваемом случае нечетных ядер. С такой ситуацией, по-видимому, мы сталкиваемся в реакции $^{239}\text{Pu}(\gamma, f)$. Она уни-

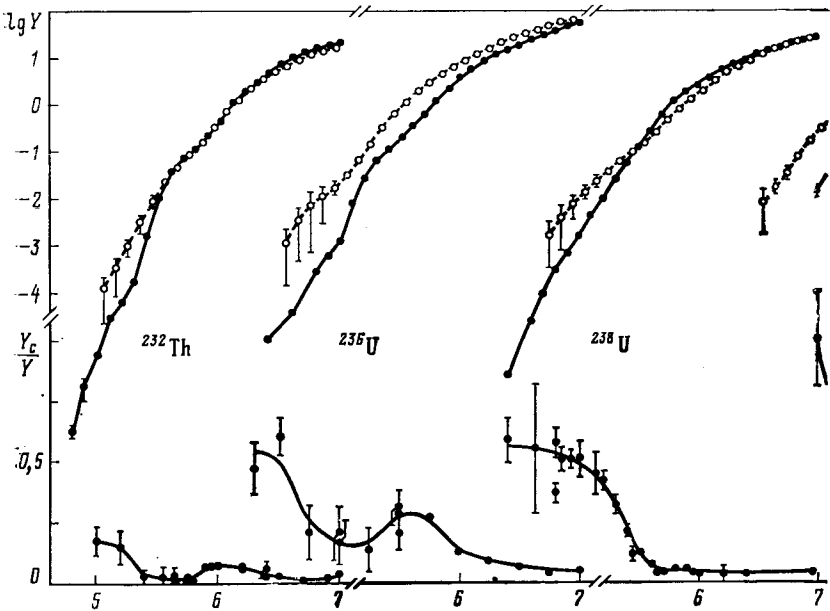
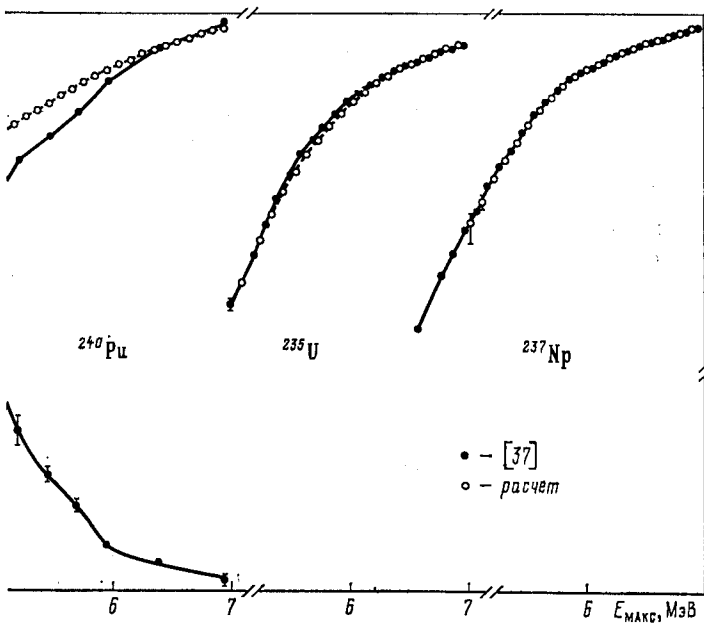


Рис. 16. Сравнение выходов реакции (γ, f) с результатами расчетов по формуле (24). Данные о делимости в (t, pf) -реакции взяты из [45, 46] (для ^{237}Np использованы данные вклада квадрупольной компоненты в полный

кальна в том смысле, что в ней благодаря спину ядра-мишени $1/2^+$ реализуется самый узкий при фотоделении нечетных ядер набор компаунд-состояний $J^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$, а проницаемость канала $K^\pi = 3/2^-$, как показал анализ в [31], имеет резонанс при $E = 5,6$ МэВ, отчетливо проявляющийся на рис. 10 и 15. Участие в делении $^{238}\text{Pu}(n, f)$ в этой области энергий каналов $J^\pi = K^\pi = 1/2^+$, возбуждаемых s -нейтронами, а в реакции $^{238}\text{Pu}(d, pf)$

и других каналов, приводит к уменьшению роли состояний $J^\pi = 3/2^-$ в P_f в сравнении с реакцией (γ, f) .

Еще больший интерес в связи с конкретными предсказаниями, вытекающими из гипотезы О. Бора о спектре каналов деления, представляет сопоставление данных о делимости четно-четных ядер, в особенности для реакций (γ, f) и (t, pf) , в которых квантовые характеристики заселяемых компаунд-состояний $\alpha_{J\pi}$ определяются единым правилом $J = l, \pi = (-1)^l$. Существенное их различие состоит в том, что если вблизи порога после прямой реакции вследствие широкого распределения передаваемых угловых моментов l в процессе деления участвуют полосы каналов (для четно-четных ядер это $K^\pi = 0^+$ и 0^-), то при фотоделении — только один



муле (18), где $\sigma_f = \sigma_\gamma^{E1} P_f^{t, pf}$.

[45] о реакции $^{238}\text{U} (^3\text{He}, df) ^{237}\text{Np}$. Внизу — экспериментальные данные об относительном выходе реакции фотоделения [18, 19, 33, 36]

из них $J^\pi = 2^+$ и 1^- . Делимости в сравниваемых реакциях вблизи порога можно представить как

$$P_f^{(\gamma, t)} = \frac{\sigma_\gamma^{E1} P_f^- + \sigma_\gamma^{E2} P_f^+}{\sigma_\gamma^{E1} + \sigma_\gamma^{E2}} \approx P_f^- + \frac{\sigma_\gamma^{E2}}{\sigma_\gamma^{E1}} P_f^+; \tag{25}$$

$$P_f^{(t, pf)} = (\alpha^+/\alpha) P_f^+ + (\alpha^-/\alpha) P_f^- \approx (1/2) (P_f^+ + P_f^-), \tag{26}$$

где P_j^+ и P_j^- — делимости для отдельных каналов с характеристикой $K^\pi = 0^+$ и 0^- , принятые ради простоты одинаковыми в пределах одной полосы; $\alpha^+ = \sum_{J; \pi=+1} \alpha_{J\pi}$; $\alpha^- = \sum_{J; \pi=-1} \alpha_{J\pi}$. Последнее приближение (26) соответствует предположению об одинаковых вероятностях заселения состояний составного ядра положительной и отрицательной четностей α^+ и α^- .

При энергиях выше барьера с характеристикой $K^\pi = 0^-$ $P_j^+ \approx P_j^- \approx P_j^{(t, pf)}$, а в фотоделении вследствие $\sigma_\gamma^{E2} \ll \sigma_\gamma^{E1}$ $P_j^{(\gamma, f)} \approx \approx P_j^- \approx P_j^{(t, pf)}$. Это объясняет отсутствие существенных расхождений экспериментальных данных о делимости при разных способах возбуждения реакции деления ядер вблизи порога, что отмечалось еще в [61]. Однако ситуация должна измениться достаточно глубоко под барьером, когда из-за разницы высот барьеров с характеристиками $K^\pi = 0^+$ и $K^\pi = 0^-$ заметно увеличивается отношение P_j^+/P_j^- . Это легко увидеть, рассмотрев предельный случай, соответствующий такому сильному неравенству $P_j^- \ll P_j^+$, чтобы можно было пренебречь P_j^- в сравнении с $P_j^+ \sigma_\gamma^{E2} / \sigma_\gamma^{E1}$. Из (25) и (26) следует тогда, что

$$P_j^{(t, pf)} / P_j^{(\gamma, f)} \approx \sigma_\gamma^{E1} / 2\sigma_\gamma^{E2} \gg 1, \quad (27)$$

т. е. делимость в (t, pf) -реакции может превосходить фотоделимость примерно на порядок. В общем случае должна быть корреляция с вкладом квадрупольного фотоделения.

Для некоторых ядер на рис. 16, взятом из [37], приведены (нижняя часть рисунка) данные об относительном вкладе квадрупольной компоненты в полный выход

$$\frac{Y_c}{Y} = \frac{8}{15} c / \left(a + \frac{2}{3} b + \frac{8}{15} c \right).$$

В верхней части рисунка приведены данные о самом выходе, который сравнивается с аналогичной величиной, полученной из наблюдаемой делимости [45, 46] интегрированием сечения, равного $\sigma_\gamma^{E1} P^{(t, pf)}$, по спектру тормозного излучения. Данные о выходе как четно-четных ядер над порогом, так и нечетных во всей перекрывающейся области энергий совпадают, в связи с чем отметим, что никакой нормировки «сконструированного выхода» к измеренному выходу (γ, f) -реакции не производилось. Корреляция между приведенными на рис. 16 зависимостями очень отчетливая: везде, где в подбарьерной области энергий значителен вклад Y_c в Y , «выход» $Y^{(t, pf)}$ отклоняется от Y , как того требует соотношение (27). Особенно эффектно сопоставление крайних случаев: ^{240}Pu , у которого и вклад Y_c в Y , и отклонения $Y^{(t, pf)}$ от Y заметны уже вблизи порога (около 6 МэВ) и быстро возрастают с уменьшением энергии, и ^{232}Th , где небольшой эффект намечается лишь

глубоко под порогом — вблизи границ чувствительности методик измерения $P_f^{(t, pf)}$ и $W(\theta)$ в реакции (γ, f) .

Из экспериментальных данных об угловых компонентах сечения фотоделения и оценки σ_V^{E1} и σ_V^{E2} по формулам (20) и (21) можно восстановить парциальные делимости четно-четных ядер $P_f^{20} \approx P_f^+$ и $P_f^{10} \approx P_f^-$, которые позволяют произвести более детальное сопоставление вероятностей деления в реакциях (γ, f) и (t, pf) в сравнении с анализом интегральных характеристик. На рис. 17 представлены энергетические зависимости $P_f^{(t, pf)}$ [46], P_f^{20} и P_f^{10} для четырех рассматривавшихся выше ядер ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U и ^{240}Pu . При их обсуждении необходимо иметь в виду, что информационную ценность представляет не столько сравнение абсолютных

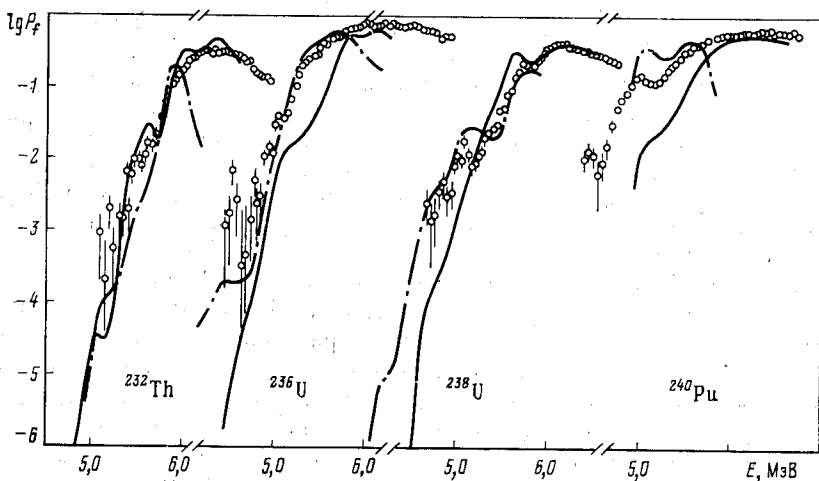


Рис. 17. Сравнение делимостей ядер ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U , ^{240}Pu в реакциях (t, pf) (кружки [46]) и (γ, f) (сплошная линия для дипольного фотоделения, штрихпунктирная — для квадрупольного [18, 89])

значений делимости, погрешность измерения которых для реакции (γ, f) , как уже отмечалось, может быть значительной, сколько новые, полученные при фотоделении сведения о распределении наблюдаемой в прямой реакции делимости по отдельным полосам каналов. С этой точки зрения согласие энергетических зависимостей на рис. 17 (в целом и в отношении многих деталей) является весьма оградным фактом. Например, обе группы данных обнаруживают совпадающие по энергии резонансы, при этом данные (γ, f) -реакции позволяют легко идентифицировать характеристики K^π , а именно: ^{232}Th — 5,5 МэВ (0^-); ^{236}U — 4,6 МэВ (0^+); ^{238}U — 5,1 МэВ (0^+), 5,8 МэВ (0^-); ^{240}Pu — 5,1 МэВ (0^+). Наличие широ-

кого максимума в делимости ^{238}U при энергии 6,2 МэВ (см. также рис. 15) независимо от способа возбуждения дает возможность заключить, что природа эффекта связана не со свойствами входного канала (нерегулярностями сечения фотопоглощения), как предполагалось в работах [64, 65], а с другими причинами. В работе [37] обсуждается корреляция этой особенности в ходе $P_f(E)$ с порогом вылета фотонейтронов $E = B_n = 6,14$ МэВ и возможность объяснения ее нейтронной конкуренцией (см. разд. 4).

Значительный интерес представляет соотношение P_f^{20} и P_f^{10} и их вклад, точнее, вклад близких величин P_f^+ и P_f^- в делимость при (t, pf) -реакции. Особенно сильно различается картина у двух «крайних» ядер: наиболее легкого — ^{232}Th и наиболее тяжелого — ^{240}Pu . В последнем случае, как и у других четно-четных изотопов плутония [18], парциальная делимость P_f^{20} [ей в $W(\Phi)$ соответствует квадрупольная компонента] преобладает от самого порога, наблюдаемого в дипольном сечении при $E \approx 6$ МэВ, тогда как у ^{232}Th при E от 6 до 5 МэВ сечение падает на пять порядков, а $P_f^{20} \approx P_f^{10}$ с точностью до резонансных эффектов. Это явление, как было показано выше в связи с обсуждением зависимости квадрупольной компоненты в угловом распределении осколков от Z , объясняется изменением симметрии делящегося ядра при переходе от внутреннего горба к внешнему и разницей их высот E_{fA} и E_{fB} .

Напомним, что ядро в первом переходном состоянии (на горбе A) зеркально-симметрично, и ему, как обычному ядру с равновесной деформацией, свойственна разница высот барьеров $E_{fA}^{0-} - E_{fA}^{0+} = \hbar\omega_0$, где $\hbar\omega_0$ — энергия октупольных колебаний. При большей деформации, во втором переходном состоянии, ядро утрачивает зеркальную симметрию, а с нею и энергетическое расщепление между полосами $K^\pi = 0^+$ и 0^- , обеспечивающее разницу P_f^{20} и P_f^{10} . У ядра ^{240}Pu горб A примерно на 1 МэВ выше, чем горб B , у ^{232}Th — наоборот, что и объясняет наблюдаемую зависимость $P_f^{20}/P_f^{10} \sim c/b$ от Z делящегося ядра. Характерные черты барьеров деления и спектров переходных состояний этих ядер схематически показаны на рис. 7. В частности, на рисунке идеализируется эффект статической зеркально-асимметричной деформации — предполагается $E_{fB}^{0-} - E_{fB}^{0+} = \hbar\omega_{\text{inv}} \rightarrow 0$.

Результаты этого анализа важны в двух отношениях. С одной стороны, они свидетельствуют о хорошей взаимосогласованности разнородных экспериментальных данных и соответствии всей использованной информации единым представлениям о спектре каналов деления тяжелых ядер, рассмотренным раньше. С другой стороны, они ярко демонстрируют значительное влияние на делимость различий в распределении вносимых угловых моментов и вероятности заселения $\alpha_{J\pi}$ состояний составного ядра в тех случаях, когда число доступных делительных состояний мало (деление четно-

четных ядер вблизи порога, подбарьерный резонанс в делимости ^{239}Pu). Приведем еще один пример неожиданного влияния входного канала реакций на делимость ядер, который, по-видимому, связан с наличием спина у ядра-мишени.

На рис. 18 приведена делимость в реакции $^{235}\text{U} (d, pf)$ [66], значения которой в околопороговой области энергий оказываются в несколько раз меньше, чем делимость того же составного ядра ^{236}U в реакциях $^{234}\text{U} (t, pf)$ и $^{236}\text{U} (\gamma, f)$. Такая же разница в $P_f(E)$ для реакций (d, pf) и (t, pf) обнаруживается при сравнении экспериментальных данных [44, 46] для других четно-четных ядер ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{248}Cm , при этом масштаб эффекта коррелирует со значением спина ядра-мишени в (d, pf) -реакции. В то же время делимости нечетного ядра ^{241}Pu в реакциях $^{240}\text{Pu} (d, pf)$ и $^{239}\text{Pu} (t, pf)$ близки [44, 46], что, как уже отмечалось в связи с обсуждением рис. 15, характерно для ядер этого типа. Напрашивается вывод, что эффект присущ только четно-четным ядрам и, поскольку он максимален в области порога, где преобладающую роль в (γ, f) - и (t, pf) -реакциях играют каналы $K = 0$, именно с подавлением вклада этих каналов следует связывать уменьшение делимости в (d, pf) -реакции.

Имеется прямое экспериментальное свидетельство, показывающее, что при делении четно-четных ядер, образованных из нечетных ядер-мишеней с высоким спином, происходит подавление каналов $K = 0$, и это явление свойственно не только процессу (d, pf) . Речь идет об угловом распределении осколков при делении ориентированных ядер $^{235}\text{U} (7/2^-)$ и $^{233}\text{U} (5/2^+)$ медленными нейтронами [67, 68], позволяющем определить вклад каналов с разными K для многих состояний составного ядра (нейтронных резонансов) с известными спинами J . Восстановленные из этих данных распределения K при всех J обнаруживают преобладание $K \neq 0$ как бы в противоречии с существующими представлениями о спек-

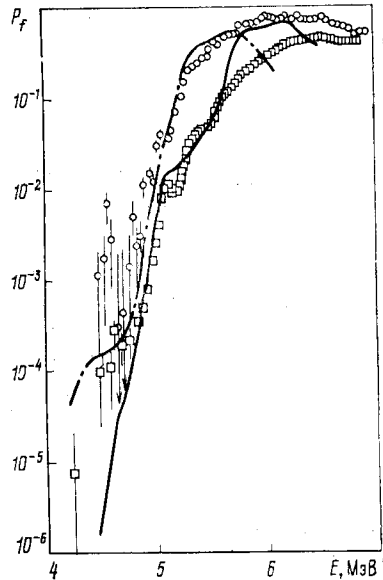


Рис. 18. Сравнение вероятностей мгновенного деления ядра ^{236}U в реакциях (t, pf) (кружки [46]), (d, pf) (прямоугольники [66]) и (γ, f) (сплошная линия для дипольного фотоделения, штрихпунктирная — для квадрупольного [89])

тре каналов деления четно-четных ядер. Наблюдаются аномалии и в анизотропии углового распределения осколков в реакции ^{235}U (d, pf) [66] и при делении ^{235}U p -нейтронами [69]. Видимо, трудности описания подбарьерного деления типичны для четно-четных ядер, образующихся из нечетных ядер с высоким спином основного состояния.

Совокупность изложенных фактов трудно объяснить конкретными особенностями механизма реакций, приводящих к делению. Обсуждаемый эффект, скорее, свидетельствует о том, что возбужденным ядрам присуща «консервативность» по отношению к изменению внутреннего момента, «запасенного» в виде спина ядра-мишени, в процессе обмена между коллективными и нуклонными степенями свободы [70].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБОКОПОДБАРЬЕРНОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Изомерный шельф. При обсуждении свойств сечения и угловой анизотропии фотоделения мы сознательно ограничились областью энергий выше 4,5 МэВ. Во-первых, при более низких энергиях измерениям препятствует трудноустраняемый фон побочных делений под действием фотонейтронов, с которым связан достигнутый в работе [37] предел для большинства нечетных ядер (см. рис. 10). Во-вторых, и это самое главное, для ядер, имеющих достаточно высокий порог в реакции (n, f), область достигнутых энергий расширяется. В результате проведенных в ней измерений [71, 72] было обнаружено новое явление в энергетической зависимости выхода и сечения фотоделения, получившее название «изомерный шельф» и оказавшее значительное влияние на развитие экспериментальных работ в подбарьерной области энергий.

На рис. 19, б показаны результаты эксперимента Боумана с соавт. [71], в котором при изучении вероятности глубокоподбарьерного фотоделения ^{238}U впервые наблюдалось обсуждаемое явление. Поведение сечения фотоделения при энергии ниже 4,5 МэВ аномально: в области II оно обнаруживает достаточно резкое замедление скорости своего изменения по сравнению с хорошо изученной областью I, а по мере приближения к дну второй ямы, разделяющей области I и III, еще более резко меняет свой характер. Природа аномалии связана с задержанным делением, т. е. заселением и распадом наиболее долгоживущих состояний во второй яме — изомеров формы. Роль этого процесса, дающего незначительный вклад в полный выход вблизи порога деления, с уменьшением энергии возрастает и в области II становится доминирующей.

Схематически вклад задержанного деления показан на рис. 19, а. Попав в процессе деления во вторую яму, ядро может разделиться двумя способами: не изменив энергии, т. е. мгновенно, и испытав радиационный распад, спонтанно из состояний изомера формы на дне ямы, т. е. с запаздыванием, характеризуемым средним временем жизни ядра. Поскольку в экспериментах [71, 72] такие события во времени не разделяются, наблюдаемая кривая

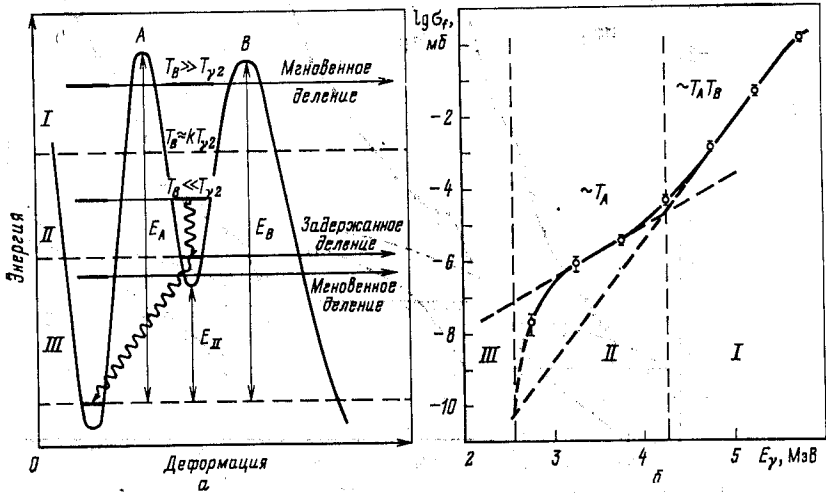


Рис. 19. Схематическое изображение преобладающих возможностей прохождения двугорбого барьера для разных областей подбарьерных энергий возбуждения (а), причем радиационный распад в первой яме на схеме не показан, и поведение сечения фотоделения в соответствующих областях энергий [71] (б)

выхода описывает суммарный эффект мгновенных и задержанных делений. Конкуренция этих способов деления ядра из второй ямы определяется соотношением двух проникаемостей: T_B — для прохождения через внешний горб B и $T_{\gamma 2}$ — для радиационной разрядки в состоянии изомера. Пока $T_B \gg T_{\gamma 2}$, а более точно $T_B \gg kT_{\gamma 2}$, где $k \ll 1$ — коэффициент ветвления, определяющий отношение вероятностей спонтанного деления и радиационного распада в первую яму для изомерных состояний, в полном выходе доминирует мгновенное деление (область I). В противоположном случае ($T_B \ll kT_{\gamma 2}$) процесс деления осуществляется в основном заселением и распадом изомера формы (область II). Поскольку энергетическая зависимость сечения мгновенного деления определяется проникаемостью всего барьера, пропорциональной $T_A T_B$, а та же зависимость сечения задержанного деления — проникаемостью его более узкого внутреннего горба $A \sim T_A$, ожидается

ся, что в точке $T_B \approx kT_{\gamma 2}$ суммарное сечение деления будет иметь достаточно резкий излом. В рамках этой качественной интерпретации [73], опирающейся на теоретическое описание Линна [74], можно было ожидать, что пологий участок сечения будет продолжаться почти до дна второй ямы, вблизи которой

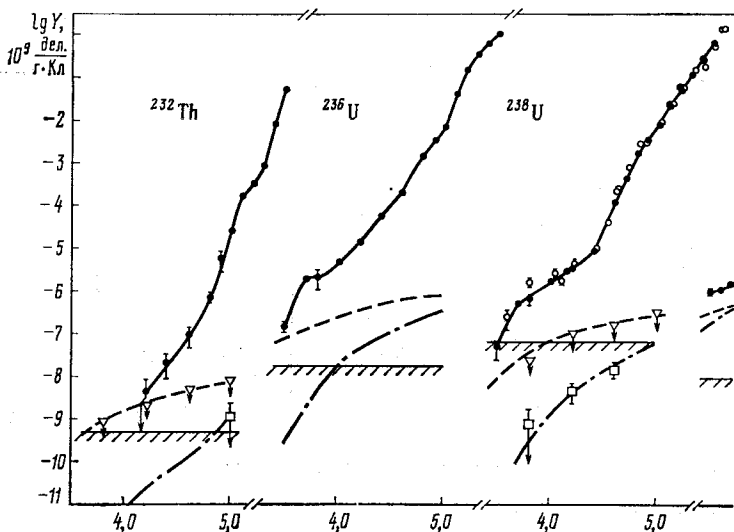


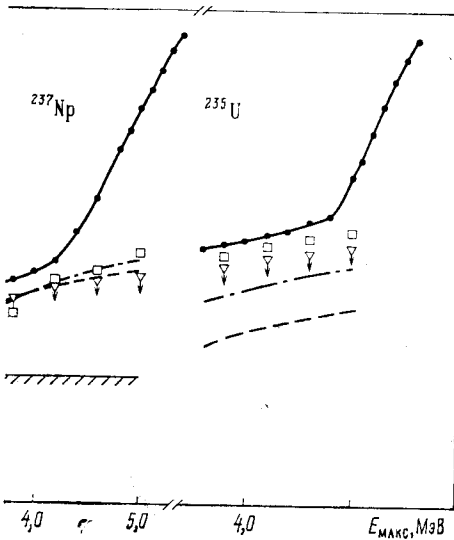
Рис. 20. Результаты измерений выхода $Y(E_{\text{макс}})$ реакции фотоделения (тип) оценки фона делений быстрыми нейтронами в реакциях $\text{Be}(\gamma, n)$ и ^{238}U штриховкой показан уровень фона спонтанных делений

наступит спад, еще более резкий, чем на крутом участке $T_B \gg \gg kT_{\gamma 2}$, где преобладает мгновенное деление.

Вслед за работой [71] на микротроне ИФП АН СССР были получены данные, свидетельствующие об аналогичных эффектах в выходе глубокоподбарьерного фотоделения ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np [72].

Сечение фотоделения в области изомерного шельфа ничтожно мало (менее 10^{-10} б), и уже это обстоятельство определяет большие экспериментальные трудности его изучения. Не последнюю роль играет чистота используемых нуклидов. Самостоятельную проблему при регистрации маловероятных событий составляет изучение и ограничение фона побочных делений — спонтанных и инициированных фотонейтронами, которые могут образовываться при интересующих нас низких энергиях γ -квантов в реакции (γ, n) на ядрах дейтерия и бериллия, если таковые входят в состав материала конструкций и защиты, находящихся в поле излучения. О значении его свидетельствует рис. 20, на котором представлена совокупность экспериментальных данных, полученных авторами

настоящего обзора, о выходе реакции (γ, f) в глубокоподбарьерной области энергий [75], которая, кроме информации по ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , значительно более полной и совершенной в сравнении с первым сообщением [72], и данных по ядру ^{238}U , исследованному позднее [76], содержит результаты изучения нейтронного фона.



(кружки), а также экспериментальная (треугольники) и теоретическая (пункт-Д (γ, n)) (прямоугольники — эксперимент, штрих-пунктир — теория): и делений под действием космического излучения

Мы полагаем, что резкий излом выхода для ^{235}U , также показанного на рис. 20, целиком объясняется делениями под действием нейтронов, в том числе и замедленных в стенах помещения. Аналогичный вид имеет выход (γ, f) -реакции для ядер ^{233}U и ^{239}Pu .

Окончательный вывод работы [75], сделанный из анализа экспериментальной информации, которая приведена на рис. 20, состоит в том, что для ядер ^{236}U и ^{238}U твердо установлены свойства энергетической зависимости выхода, которые связываются с изомерным шельфом. Для двух других ядер ситуация не ясна по следующим причинам: несколько серий измерений для ^{232}Th в совокупности не обнаруживают статистически обусловленного эффекта; наблюдаемый эффект для ^{237}Np объясняется во многом исследованными источниками нейтронного фона.

Экспериментальному изучению изомерного шельфа посвящены еще две опубликованные работы, выполненные в США и Италии. Боуман с соавт. [77] привели результаты исследований глубокоподбарьерного фотоделения ^{232}Th и ^{235}U при той же постановке

эксперимента, которая привела к обнаружению изомерного шельфа в выходе и сечении реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$. Подробные измерения выхода фотоделения ^{238}U при E от 3,5 до 6 МэВ выполнила группа итальянских физиков [23, 78]. Полная подборка данных об обсуж-

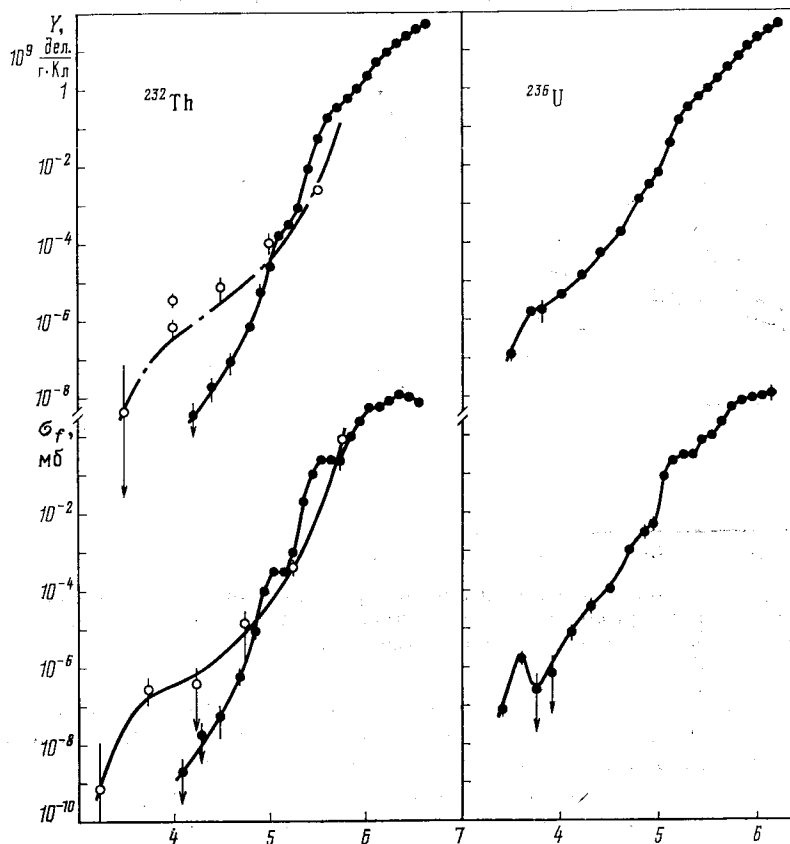
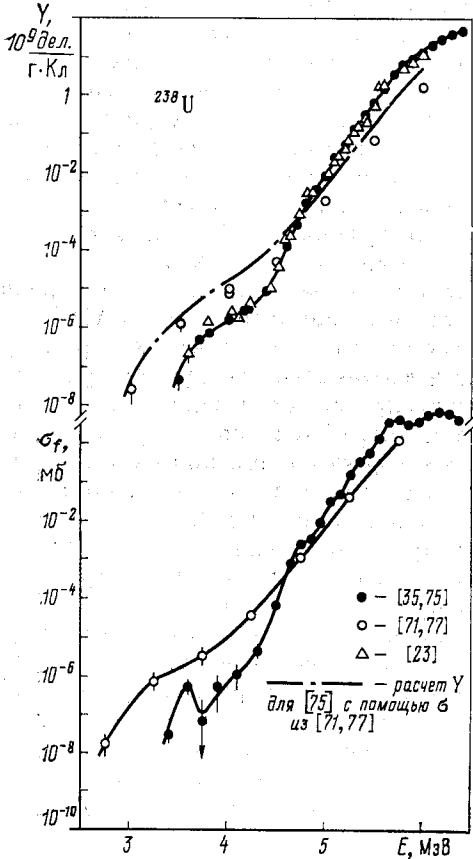


Рис. 21. Выход Y и сечение σ_f фотоде-

даемом явлении для четно-четных ядер, теоретически исследуемых в дальнейшем, показана на рис. 21.

Выход реакции является первичной информацией, непосредственно получаемой в опыте, однако прямое сравнение результатов разных авторов обычно затруднено, так как абсолютные значения выходов зависят от геометрии опыта и характеристик тормозной мишени. К счастью, условия экспериментов в наших работах [72, 75] и работах итальянской группы [23, 78] практически пол-

ностью совпадали и не сильно отличались от схемы опытов Боумана с соавт. [71, 77]. В последнем можно убедиться (см. рис. 21), сравнивая оригинальные значения выхода со значениями, рассчитанными для условий наших экспериментов с использованием



ления ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U

сечений из работ тех же авторов [71, 77]. Отметим, что в наших измерениях и работах итальянской группы в качестве источника электронов использовался микротрон, а в экспериментах Боумана с соавт. — электростатический и линейный ускорители.

Несмотря на схожую постановку экспериментов, возникает противоречивая ситуация: результаты наших опытов для ^{238}U прекрасно согласуются с данными итальянской группы, но для обоих ядер (особенно для ^{232}Th) сильно расходятся с результатами

американских работ. В пологой части выхода данные расходятся на порядок для ^{238}U и на два порядка для ^{232}Th . Резкий спад выхода на низкоэнергетическом участке шельфа в наших и итальянских данных наблюдается для ^{238}U при $E \approx 3,5$ МэВ, а в данных Боумана с соавт., по крайней мере, на 0,5 МэВ ниже. Кривая выхода для ^{232}Th при низких энергиях (около или менее 4,6 МэВ) в наших опытах настолько круче, чем в американских, что становится спорным само существование эффекта изомерного шельфа в этом случае (см. подробнее в [75]). Согласие результатов для ^{238}U в опытах нашей и итальянской групп, а также характер расхождений на рис. 21 — систематическое завышение выходов в экспериментах Боумана с соавт. [71, 77] — ставит под сомнение результаты работ американской группы в области изомерного шельфа, хотя причины расхождений пока не ясны.

Весьма важным результатом более детальных измерений выхода для ^{236}U и ^{238}U , полученным на микротроне ИФП АН СССР, явилось установление для обоих ядер резонансной структуры сечения фотоделения в области изомерного шельфа (см. рис. 21). Этот экспериментальный факт послужил основанием для отказа от теоретической интерпретации изомерного шельфа, предложенной Боуманом [73]. Поведение выхода фотоделения при самых низких энергиях, определяющее сильный резонанс в сечении, полностью подтверждено для ^{238}U итальянской группой [23, 78].

Касаясь вопроса об интерпретации экспериментальных данных, необходимо добавить следующее. В упрощенной трактовке [71, 73] предполагалось, что протяженность области изомерного шельфа достаточно четко ограничена снизу дном второй ямы барьера деления, а сверху — изломом кривой сечения (или кривой выхода) фотоделения, возникающим при энергиях, при которых вероятности мгновенного и задержанного делений становятся одинаковыми. Более подробные измерения показывают, что реальная картина иная, более сложная. Во-первых, выходы реакции (γ , f) обнаруживают резкое падение не вблизи дна второй ямы, а существенно выше — примерно на 1 МэВ. Краю ступеньки на кривой выхода соответствует резонанс в сечениях (см. рис. 21). Во-вторых, сильно идеализировано представление о верхней границе области изомерного шельфа: в случае ^{236}U излом фактически не наблюдается. Это свидетельствует, с одной стороны, о ненадежности интерпретации, в которой не учитывается то, что наблюдаемая в опыте вероятность деления есть суперпозиция вкладов отдельных каналов деления, а с другой стороны, о трудностях изучения обсуждаемого явления с помощью измерения одних интегральных характеристик. Новый шаг в изучении изомерного шельфа позволили сделать измерения углового распределения осколков при глубокоподбарьерном фотоделении, выполненные на микротроне ИФП АН СССР [33, 79].

Анизотропия углового распределения осколков и задержанное деление. Из-за того, что сечение фотоделения в области изомерного шельфа ничтожно мало, разделение событий по времени на фоне γ -квантов, число которых в пучке более чем в 10^{20} раз превосходит число делений, пока представляет непреодолимую трудность. В этой связи большое значение приобрела косвенная проверка предполагаемой природы изомерного шельфа. Бю явился эксперимент [79], в котором была установлена изотропия углового распределения осколков в реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ в области изомерного шельфа (рис. 22), ожидавшаяся в соответствии со свойствами задержанного деления и составляющая резкий контраст с сильной анизотропией при мгновенном делении. Действительно, если глубокоподбарьерные аномалии выхода реакции (γ, f) обусловлены вкладом задержанных делений, то должна существенно уменьшиться анизотропия разлета осколков из-за разориентации углового момента ядра при испускании γ -квантов во второй яме, а также вследствие взаимодействия его с магнитным полем атома. Кроме того, если основной вклад в задержанное деление четно-четных ядер дает распад изомера формы в низшем состоянии $J^\pi = 0^+$, то угловой анизотропии принципиально не должно быть.

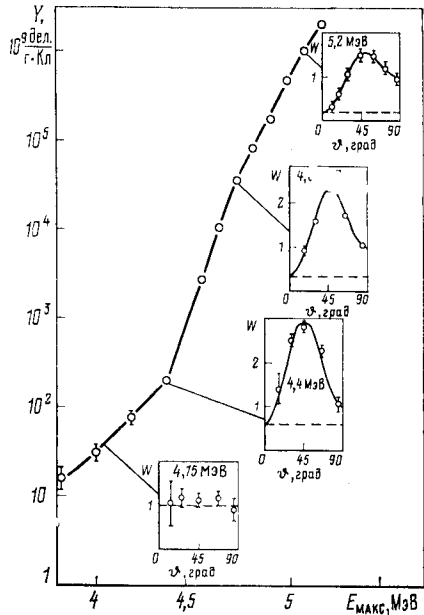


Рис. 22. Изменение характера углового распределения $W(\theta)$ осколков при фотоделении ^{238}U (на вставках) по мере уменьшения энергии возбуждения и приближения к области изомерного шельфа в выходах $Y(E_{\text{макс}})$:

пунктир на вставках — изотропная составляющая углового распределения [79]

В последующих экспериментах [33, 76] была систематически исследована угловая анизотропия глубокоподбарьерного фотоделения ^{238}U , а также расширен диапазон исследованных ранее [18, 19] энергий для ядер ^{238}U и ^{232}Th . На рис. 23, взятом из работы [33], представлена совокупность результатов измерений углового распределения осколков ^{232}Th , ^{238}U и ^{238}U при энергиях $E_{\text{макс}} \leq 7$ МэВ, которые были выполнены на микротроне ИФП АН СССР, а также данные аналогичных измерений для ядер ^{238}U

и ^{238}U в более узком интервале энергий $E_{\text{макс}} = 5,2 \div 6,4$ МэВ, проведенных в Швеции [22]. Из сопоставления экспериментальных данных, представленных на рис. 21—23, можно сделать следующие выводы.

1. У обоих изотопов урана по мере приближения к области изомерного шельфа вклад изотропной компоненты быстро возра-

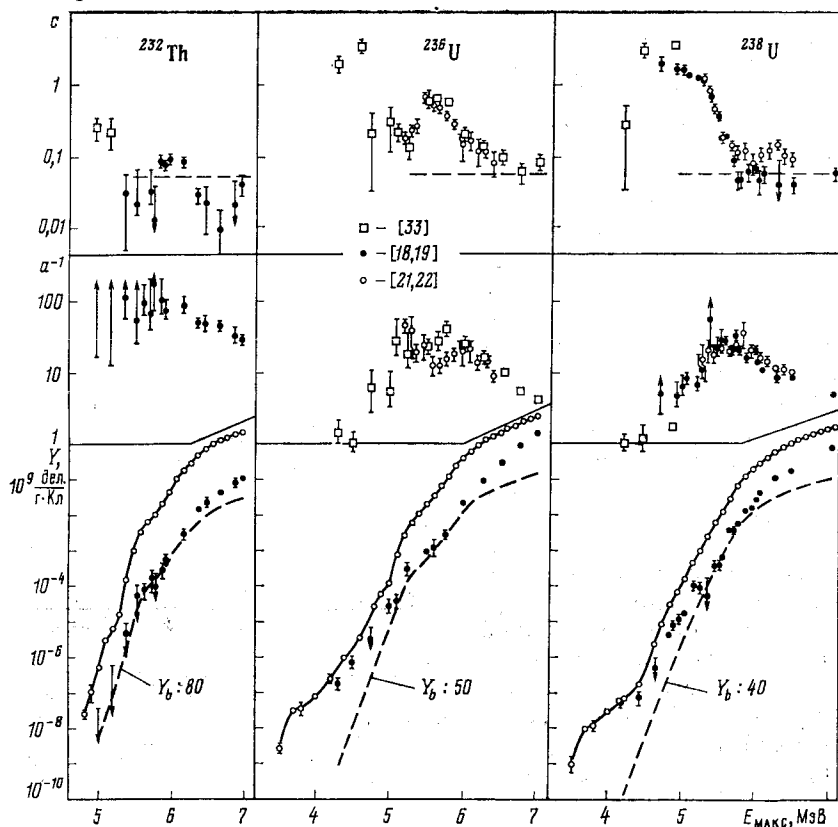


Рис. 23. Зависимость параметров углового распределения осколков фотоделения ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U от $E_{\text{макс}}$, а также полный выход фотоделений соответствующих ядер (светлые кружки) [37, 75], изотропная компонента выхода Y_a (темные кружки), дипольная компонента Y_b , приравненная Y_a в области максимума анизотропии a^{-1} (пунктир):

пунктир в верхней части рисунка — асимптотическое значение коэффициента $c \approx c/b \approx \approx 0,05$ при энергиях выше барьера

стает и становится преобладающим, как показали измерения для ^{238}U (см. рис. 24), в пределах этой области.

2. В реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$, напротив, угловая анизотропия велика во всем изученном подбарьерном участке энергий, где выход

падает заведомо ниже того уровня, на котором у ^{238}U и ^{236}U наблюдается спад $W(90^\circ)/W(0^\circ) = a^{-1}$.

3. Вероятность реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ продолжает уменьшаться, практически не меняя характера энергетической зависимости во всей той области изменения $Y(E_{\text{макс}})$, где у обоих изотопов урана наблюдается изомерный шельф. По выходу при $E_{\text{макс}} < 4,8$ МэВ, где наметилось заметное уменьшение производной $dY/dE_{\text{макс}}$, можно видеть, что задержанное деление в реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$, по крайней мере, на два порядка менее вероятно, чем при фотоделении ^{236}U и ^{238}U .

4. Результаты измерений углового распределения осколков в глубоководбарьерной области энергий значительно дополнили существовавшую картину фотоделения четно-четных ядер, углубили характер различий в поведении интегральных и дифференциальных характеристик вероятности реакции (γ, f) у изотопов урана, с одной стороны, и у ^{232}Th , с другой.

Изотропия фотоделения в области изомерного шельфа согласуется с интерпретацией последнего как явления, обусловленного задержанным делением — распадом изомера во второй яме. Основываясь на этом экспериментальном факте, можно понять и причину уменьшения угловой анизотропии в подбарьерном фотоделении ^{238}U и ^{236}U . Это свойство и изотропию деления в области изомерного шельфа естественно объяснить с единой точки зрения: как следствие увеличения вклада задержанного деления в полный выход с ростом вероятности радиационной разрядки во второй яме по сравнению с вероятностью прохождения через внешний барьер. С тех же позиций понятно отсутствие такого эффекта при фотоделении ^{232}Th , у которого задержанное деление менее вероятно как из-за меньшей глубины второй ямы, так и вследствие большей проницаемости внутреннего барьера A , облегчающей возврат в первую яму.

Наглядную картину конкуренции задержанного и мгновенного деления можно получить с помощью угловых компонент выхода: изотропной Y_a и дипольной Y_b . На рис. 23 изотропная компонента приведена в тех же единицах, что и полный выход, а дипольная уменьшена так, чтобы достигалось совмещение кривой Y_b с экспериментальными данными в области максимума («плато», см. рис. 5, а) отношения b/a . Видно, что для ^{236}U и ^{238}U кривые сильно расходятся, а в случае ^{232}Th такого расхождения, объясняемого вкладом задержанного деления в Y_a , нет.

Таким образом, наблюдение общих и противоположных свойств фотоделения ^{236}U и ^{238}U , с одной стороны, и ^{232}Th , с другой, позволило составить более полное представление о соотношении вероятностей задержанного и мгновенного деления, разумно согласующегося с тем, что известно о форме барьера этих ядер. Далее, совместная интерпретация аномалии изотропной компоненты

$W(\vartheta)$, замеченной еще в ранних опытах [48, 49] (см. рис. 5 и 12), и изомерного шельфа в выходах позволила объединить в одной непротиворечивой картине такие, казалось бы, непосредственно не связанные между собой свойства, как угловая анизотропия деления и изомерия формы. Отметим, что идею о возможной связи этих свойств впервые высказал Хойзенга [80]. Наконец, измерение углового распределения осколков имеют и методическое значение: исключение из полного выхода обеих его анизотропных компонент существенно расширяет возможности изучения явления изомерного шельфа. На фоне гораздо менее вероятной изотропной компоненты этот прием используется ниже при количественном анализе глубокоподбарьерного фотоделения четно-четных ядер.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГЛУБОКОПОДБАРЬЕРНОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Выдвинутые в первых работах [71—73] и изложенные в начале предыдущего раздела соображения о физической природе изомерного шельфа были основаны на довольно грубых оценках вероятности мгновенного и задержанного деления с помощью проницаемости горбов T_A и T_B . Они не отражают сложной картины, которая должна быть в сильно разреженной области спектра состояний в минимумах потенциальной энергии деформации ядра и подтверждается опытом. Экспериментальные данные на рис. 21 охватывают область энергий возбуждения, во второй яме достигающую границ энергетической щели. При этих энергиях в процессе описания вероятности деления принципиально важно учитывать такие сложные вопросы механизма, как связь между делительными степенями свободы и степенями свободы, непосредственно не ведущими к делению, и ответственные за нее взаимодействия между квантовыми состояниями внутри одной ямы и состояниями, принадлежащими к разным ямам. В рассматриваемой области энергий среднее расстояние между уровнями в ямах и проницаемости горбов барьера деления меняются на много порядков. Это обстоятельство, определяющее изменение характера указанных взаимодействий, составляет главную трудность анализа экспериментальных данных в глубокоподбарьерной области: выбор теоретической основы для единого описания реальных физических ситуаций, быстро меняющихся с энергией.

Для анализа вероятности околорогового деления ранее использовалась модель проницаемости одномерного двугорбого барьера, в которой предполагается полное затухание колебательной моды (однородное распределение по компаунд-состояниям) в первой яме, а для описания частичного затухания ее во второй

яме в потенциал вводят мнимую добавку по аналогии с оптической моделью ядра [44, 46]. Применение ее ограничено условием достаточно большого числа компаунд-состояний в пределах ширины резонансов проницаемости барьера, не выполняющимся в большей части интересующего нас диапазона энергий и заведомо — в области изомерного шельфа.

Для количественной интерпретации изомерного шельфа в первых работах [71, 73, 81] была предпринята попытка применить подход, развитый в рамках теории возмущений Линном [74], Линном и Баком [82] для описания процессов, в которых существенно взаимодействие только между компаунд-состояниями в разных ямах. С помощью такой модели, дополненной предположением о полном затухании колебательной моды в обеих ямах, можно было рассчитывать разве что на оценку характера энергетической зависимости вероятности задержанного и мгновенного деления в среднем. Об объяснении резонансной структуры изомерного шельфа с ее помощью и не могло быть речи.

Применяемый в данной работе подход, который основан на модели входных состояний, был развит недавно в [83, 84] и опробован в анализе вероятности мгновенного и задержанного деления в прямых реакциях [66, 84, 85]. Этот подход наиболее полно отражает специфику взаимодействия делительных и неделимых состояний, а используемый в нем аппарат теории возмущений позволяет сделать шаг к адекватному описанию деления в области сильно разреженных спектров в обеих ямах. Другое его важное достоинство — отсутствовавшая прежде возможность единообразного описания вероятности подбарьерного деления во всей экспериментально изученной области энергий.

Описание вероятности деления в модели входных состояний. Источником делительной ширины возбужденного состояния составного ядра является примесь делительной моды в его волновой функции, появляющаяся в результате взаимодействия между делительными колебательными модами и состояниями неделимой природы, которые возбуждаются в начальной стадии реакции. Делительную моду обычно связывают с β -колебаниями и взаимодействующими с ними простыми коллективными движениями ядра — вращениями, октупольными колебаниями, γ -колебаниями и т. д. Плотность соответствующих состояний в большинстве случаев гораздо ниже плотности соседних состояний внутреннего возбуждения; таким образом, состояния делительной природы играют роль входных состояний для процесса деления.

Полный гамилтониан H делящегося ядра можно разбить на две части: H_0 , для которой входные состояния $|A\rangle$ и состояния неделимые $|a\rangle$ являются собственными состояниями, и V , описывающую взаимодействие между состояниями $|A\rangle$ и $|a\rangle$. Тогда собственное состояние составного ядра ($|\alpha\rangle$) будет линей-

ной суперпозицией невозмущенных состояний

$$|\alpha\rangle = C_{\alpha A} |A\rangle + \sum_{\alpha} C_{\alpha a} |a\rangle, \quad (28)$$

где $C_{\alpha A}$ и $C_{\alpha a}$ — элементы матрицы, диагонализующей гамильтониан H в пространстве собственных состояний H_0 . Интересующее нас распределение квадратов амплитуд $C_{\alpha A}^2$, описывающих примесь входного состояния $|A\rangle$ в диагонализированных состояниях $|\alpha\rangle$, можно получить в простом виде, сделав следующие предположения о V :

$$\langle A | V | A \rangle = \langle a | V | a' \rangle = 0 \text{ для всех } |a\rangle, |a'\rangle; \quad (29)$$

$$\langle A | V | a \rangle = \langle a | V | A \rangle = V_{Aa} = \text{const для каждого } |a\rangle \quad (30)$$

и о расстоянии D_a между состояниями $|a\rangle$: $D_a = \text{const}$. Тогда [87]

$$C_{\alpha A}^2 = \frac{V_{Aa}^2}{(E_{\alpha} - E_A)^2 + V_{Aa}^2 + \pi^2 V_{Aa}^4 / D_a^2}. \quad (31)$$

Здесь E_{α} и E_A — энергии состояний $|\alpha\rangle$ и $|A\rangle$ соответственно. Часто $V_{Aa}^2 \ll \pi^2 V_{Aa}^4 / D_a^2$, и тогда энергетическое распределение силы входного состояния можно записать в виде лоренциана с шириной $\Gamma_{Aa} = 2\pi V_{Aa}^2 / D_a$, называемой обычно шириной затухания входного состояния:

$$C_{\alpha A}^2 \approx \frac{D_a}{2\pi} \frac{\Gamma_{Aa}}{(E - E_A)^2 + \Gamma_{Aa}^2 / 4}. \quad (32)$$

При малой плотности состояний $|a\rangle$ или при малых V_{Aa} может реализоваться случай, когда $\Gamma_{Aa} < D_a$. Входное состояние при этом сохраняет характер практически чистого входного, и лишь малая часть его силы примешивается в другие компаунд-состояния. Распределение этой остаточной силы можно получить в первом порядке теории возмущений [74, 84]:

$$C_{\alpha A}^2 \approx (D_a / 2\pi) \Gamma_{Aa} / (E_{\alpha} - E_A)^2, \quad E_{\alpha} \neq E_A. \quad (33)$$

Формально (33) эквивалентно лоренцеву распределению с шириной $\Gamma \approx 2D_a / \pi$, и можно описывать гладкую часть распределения $C_{\alpha A}^2$ для сильного и слабого затухания единым лоренцевым выражением с шириной

$$\Gamma_A = [\Gamma_{Aa}^2 + (2D_a / \pi)^2]^{1/2}. \quad (34)$$

Остающиеся в случае слабого затухания практически чистые входные состояния $|\alpha_0\rangle$ должны быть учтены отдельно. Коэффициент $C_{\alpha_0 A}^2$ для такого состояния можно найти с помощью правила сумм:

$$C_{\alpha_0 A}^2 = 1 - \sum_{\alpha \neq \alpha_0} C_{\alpha A}^2 \approx 1 - \{[\Gamma_A^2 - (2D_a / \pi)^2]^{1/2} / \Gamma_A\}. \quad (35)$$

Примеры распределения $C_{\alpha A}^2$ для сильного и слабого затухания показаны на рис. 24.

В общем случае полная ширина входного состояния Γ_A кроме ширины затухания определяется и собственными распадными ширинами состояния $|A\rangle$ (например, делительной Γ_{Af} , радиационной $\Gamma_{A\gamma}$ в применении к делению):

$$\Gamma_A = [\Gamma_{A\alpha}^2 + \Gamma_{Af}^2 + \Gamma_{A\gamma}^2 + (2D_a/\pi)^2]^{1/2}. \quad (36)$$

Еще более осложняется картина в модели двугорбного барьера, поскольку состояния делящегося ядра можно подразделить в подбарьерной области на два класса входных и два класса компаунд-состояний в зависимости от того, деформации первой (класс I) или второй (класс II) ямы соответствует максимум амплитуды волновой функции состояния. Таким образом, нужно уже учитывать взаимодействия входных состояний с компаунд-состояниями как внутри каждого класса, так и для разных классов.

Существует несколько подходов к решению этой задачи, основанных на различных приближениях. Бак [88] рассмотрел случай взаимодействия входных состояний одного класса — делительных колебаний класса II — с компаунд-состояниями двух классов. Полная диагонализация гамильтониана при этом дает точный, но довольно громоздкий результат. В настоящей работе использован менее строгий, но более простой и наглядный способ рассмотрения [83, 84]. Входные состояния класса I ($|A\rangle$) и класса II ($|B\rangle$) диагонализуются отдельно с компаунд-состояниями класса I ($|a\rangle$) и класса II ($|b\rangle$). Получающиеся в результате компаунд-состояния $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$ принадлежат тем же классам, что и невозмущенные состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ соответственно. Однако состояния $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$ не ортогональны, что учитывается [83] введением ширин взаимодействия их друг с другом — $\Gamma_{a'b'}$ и $\Gamma_{b'a'}$ — через взаимодействие их с входными состояниями:

$$\Gamma_{a'b'} = \sum_A C_{a'A}^2 \Gamma_{Ab} + \sum_B C_{a'B}^2 \Gamma_{Bb}; \quad (37)$$

$$\Gamma_{b'a'} = \sum_A C_{b'A}^2 \Gamma_{Aa} + \sum_B C_{b'B}^2 \Gamma_{Ba}. \quad (38)$$

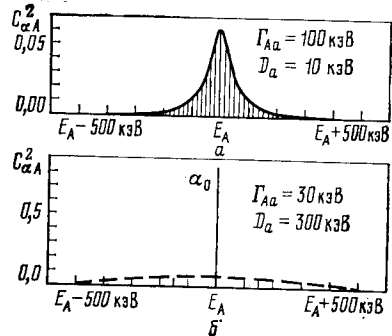


Рис. 24. Примеры распределений $C_{\alpha A}^2$ — силы входного состояния $|A\rangle$ среди компаунд-состояний $|a\rangle$ для сильного (а) и слабого (б) взаимодействия

Здесь Γ_{Aa} и Γ_{Bb} — ширины затухания входных состояний $|A\rangle$ и $|B\rangle$ по компаунд-состояниям внутри одного класса; Γ_{Ab} и Γ_{Ba} — то же по компаунд-состояниям противоположного класса. Предполагают обычно, что взаимодействие между делительной модой и компаунд-состояниями прямо зависит от перекрытия их волновых функций в пространстве деформаций. Это приводит к соотношениям:

$$\Gamma_{Ab} = T_A \Gamma_{Bb}; \quad \Gamma_{Ba} = T_A \Gamma_{Aa}, \quad (39)$$

где T_A — проницаемость внутреннего горба A . Для квадратов амплитуд в (37), (38) можно аналогично (32) записать:

$$C_{a'A}^2 = (D_a/2\pi) \Gamma_{Aa} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_A^2/4]; \quad (40)$$

$$C_{b'B}^2 = (D_b/2\pi) \Gamma_{Bb} / [(E - E_B)^2 + \Gamma_B^2/4]; \quad (41)$$

$$C_{a'B}^2 = (D_a/2\pi) \Gamma_{Ba} / [(E - E_B)^2 + \Gamma_B^2/4]; \quad (42)$$

$$C_{b'A}^2 = (D_b/2\pi) \Gamma_{Ab} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_A^2/4], \quad (43)$$

где в полных ширинах лоренцианов (40) — (43) учтено затухание входных состояний по компаунд-состояниям обоих классов:

$$\Gamma_A = [(\Gamma_{Aa} + \Gamma_{Ab})^2 + \Gamma_{Af}^2 + \Gamma_{A\gamma}^2 + (2D_a/\pi)^2]^{1/2}; \quad (44)$$

$$\Gamma_B = [(\Gamma_{Bb} + \Gamma_{Ba})^2 + \Gamma_{Bf}^2 + \Gamma_{B\gamma}^2 + (2D_b/\pi)^2]^{1/2}. \quad (45)$$

Делительная ширина входных состояний для двугорбого барьера есть

$$\Gamma_{Bf} = (\hbar\omega_{II}/2\pi) T_B; \quad \Gamma_{Af} = (\hbar\omega_I/2\pi) T_A T_B, \quad (46)$$

где T_B — проницаемость внешнего горба B ; $\hbar\omega_I$ и $\hbar\omega_{II}$ — параметры кривизны первой и второй ям соответственно. Компаунд-состояния $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$ будут иметь делительную ширину, обусловленную взаимодействием $|a\rangle$ и $|b\rangle$ непосредственно с входными состояниями:

$$\Gamma_{af}^{\text{dir}} = \sum_A C_{aA}^2 \Gamma_{Af} + \sum_B C_{aB}^2 \Gamma_{Bf}; \quad (47)$$

$$\Gamma_{bf} = \sum_A C_{bA}^2 \Gamma_{Af} + \sum_B C_{bB}^2 \Gamma_{Bf}. \quad (48)$$

Здесь и далее для простоты опущен штрих в обозначении диагонализированных состояний $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$.

Взаимодействие компаунд-состояний друг с другом [см. (37), (38)] приводит к появлению дополнительной делительной ширины этих состояний. Здесь интерес будут представлять ширины компаунд-состояний класса I $|a\rangle$, поскольку ясно, что именно эти состояния возбуждаются в начальной стадии реакций типа (n, f) , (d, pf) , (t, pf) , (γ, f) при энергиях, для которых имеет смысл разбиение состояний на два класса. При вычислении дополнительной

делительной ширины состояния компаунд-состояние $|b\rangle$ с его делительной шириной (48) можно рассматривать как входное состояние для $|a\rangle$, а ширину Γ_{ba} (38) — как ширину затухания $|b\rangle$ по состояниям $|a\rangle$, т. е.

$$\Gamma_{af}^{\text{ind}} = C_{ab}^2 \Gamma_{bf} = (D_a/2\pi) \Gamma_{ba} \Gamma_{bf} / [(E_a - E_b)^2 + \Gamma_b^2/4]. \quad (49)$$

Полная ширина лоренциана (49) Γ_b содержит кроме ширины взаимодействия Γ_{ba} также делительную ширину Γ_{bf} и ширину радиационного распада компаунд-состояния во второй яме $\Gamma_{b\gamma}$. Выражение (49) будет описывать также и гладкую часть делительной ширины, обусловленную распределением остаточной силы состояния $|b\rangle$ по $|a\rangle$ в случае $\Gamma_{ba} < D_a$, если аналогично (34) включить в Γ_b эффективную ширину $2D_a/\pi$:

$$\Gamma_b = (\Gamma_{ba}^2 + \Gamma_{bf}^2 + \Gamma_{b\gamma}^2 + 2D_a/\pi)^{1/2}. \quad (50)$$

В общем случае вклад в Γ_{af}^{ind} могут давать многие состояния $|b\rangle$, поэтому (49) нужно просуммировать по всем $|b\rangle$. Суммирование можно выполнить легко, если предположить эквидистантность $|b\rangle$ в окрестности рассматриваемого состояния $|a\rangle$. Тогда [82]

$$\Gamma_{af}^{\text{ind}} = \Gamma_{ab} \frac{\Gamma_{bf}}{\Gamma_b} \frac{\text{sh}(\pi\Gamma_b/D_b)}{\text{ch}(\pi\Gamma_b/D_b) - \cos[2\pi(E_a - E_0)/D_b]} = \Gamma_{ab} \frac{\Gamma_{bf}}{\Gamma_b} f_b, \quad (51)$$

где E_0 — энергия ближайшего к $|a\rangle$ уровня $|b\rangle$. Таким образом, получается знакомый по предыдущим анализам результат (см., например, [82, 46]), что делительная ширина состояний класса I

$$\Gamma_{af} = \sum_A C_{aA}^2 \Gamma_{Af} + \sum_B C_{aB}^2 \Gamma_{Bf} + \Gamma_{ab} \frac{\Gamma_{bf}}{\Gamma_b} f_b \quad (52)$$

состоит из «прямой» компоненты, которая описывает деление из состояния $|a\rangle$ непосредственно через двугорбый барьер за счет взаимодействия с делительными колебаниями классов I и II, и «непрямой» компоненты, включающей затухание колебаний по компаунд-состояниям второй ямы и зависящей от структуры компаунд-состояний класса II.

Помимо мгновенных делений взаимодействие компаунд-состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ будет приводить также к заселению изомерного состояния путем радиационной разрядки во второй яме:

$$\Gamma_{a\text{iso}}^{\text{ind}} = \Gamma_{ab} (\Gamma_{b\gamma}'/\Gamma_b) f_b. \quad (53)$$

Здесь $\Gamma_{b\gamma}'$ — эффективная ширина радиационного распада компаунд-состояний во второй яме, приводящего к заселению изомерного уровня, с учетом конкуренции со стороны делительного канала на каждом шаге γ -каскада.

В области энергий возбуждения, где $\Gamma_B < D_b$, входное состояние класса II $|B\rangle$ лишь очень малую долю своей силы передает компаунд-состояниям $|b\rangle$ и $|a\rangle$. Остающееся практически чисто входное состояние $|b_0\rangle$ при условии $\Gamma_{b_0} < D_a$ приводит к очень узким ($\Gamma \approx 2D_a/\pi$) резонансам в Γ_{af} и $\Gamma_{a\text{ iso}}$:

$$\Gamma_{af}^{b_0} \approx \frac{D_a}{2\pi} \frac{\Gamma_{Ba}\Gamma_{Bf}}{(E-E_{b_0})^2 + \Gamma_{b_0}^2/4} \left(1 - \frac{\sqrt{\Gamma_B^2 - (2D_b/\pi)^2}}{\Gamma_B} \right); \quad (54)$$

$$\Gamma_{a\text{ iso}}^{b_0} \approx \frac{D_a}{2\pi} \frac{\Gamma_{Ba}\Gamma'_{B\gamma}}{(E-E_{b_0})^2 + \Gamma_{b_0}^2/4} \left(1 - \frac{\sqrt{\Gamma_B^2 - (2D_b/\pi)^2}}{\Gamma_B} \right), \quad (55)$$

где $\Gamma'_{B\gamma}$ — эффективная радиационная ширина для колебательных состояний во второй яме.

Для сравнения с экспериментальными результатами интерес представляют соотношения не для ширин, а для вероятностей мгновенного P_{af}^p и задержанного P_{af}^d деления, усредненных по промежутку между состояниями $|b\rangle$. Не выписывая детально громоздкие выражения для $\langle P_{af}^p \rangle$ и $\langle P_{af}^d \rangle$, отметим лишь основные особенности поведения средних вероятностей мгновенного и задержанного деления в подбарьерной области.

При энергии возбуждения ниже вершины внутреннего горба скоро начинает выполняться соотношение $\Gamma_{af} \approx \Gamma_{af}^{\text{ind}}$, а при энергии ниже обоих горбов — $\Gamma_b \ll D_b$. При этих условиях имеем [84]:

$$\langle P_{af}^p \rangle_b \approx \frac{1}{D_b} \int_{-D_b/2}^{D_b/2} \frac{\Gamma_{af}^{\text{ind}}}{\Gamma_{af} + \Gamma_{a\text{ iso}} + \Gamma_{a\gamma}} dE \approx \frac{\Gamma_{ab}\Gamma_{bf}}{\Gamma_{a\gamma}\Gamma_b} \frac{1}{\sqrt{1+C}}; \quad (56)$$

$$\langle P_{af}^d \rangle_b \approx \frac{1}{D_b} \int_{-D_b/2}^{D_b/2} \frac{k\Gamma_{a\text{ iso}}^{\text{ind}}}{\Gamma_{af} + \Gamma_{a\text{ iso}} + \Gamma_{a\gamma}} dE \approx \frac{\Gamma_{ab}k\Gamma'_{b\gamma}}{\Gamma_{a\gamma}\Gamma_b} \frac{1}{\sqrt{1+C}}, \quad (57)$$

где k — коэффициент ветвления распада изомерного состояния;

$$C = \frac{2}{\pi} \frac{D_b}{\Gamma_b} \frac{\Gamma_b + k\Gamma'_{b\gamma}}{\Gamma_b} \frac{\Gamma_{ab}}{\Gamma_{a\gamma}}. \quad (58)$$

Из рис. 25, на котором приведен типичный пример величин, входящих в соотношения (56) — (58), видно, что при низких энергиях ($E \lesssim 4,5$ МэВ) $C \ll 1$. Для этой области

$$\langle P_{af}^p \rangle_b \approx \Gamma_{ab}\Gamma_{bf}/(\Gamma_{a\gamma}\Gamma_b); \quad (59)$$

$$\langle P_{af}^d \rangle_b \approx \Gamma_{ab}k\Gamma'_{b\gamma}/(\Gamma_{a\gamma}\Gamma_b). \quad (60)$$

Поскольку при таких энергиях обычно уже реализуется случай очень слабого взаимодействия компаунд-состояний первой

и второй ям и Γ_b становится согласно (50) приблизительно равным $2D_a/\pi$, из (59), (60) следует, что резонансная структура должна наблюдаться и в мгновенном, и в задержанном делении при совпадающих энергиях, причем в вероятности мгновенного деления структура должна быть более резкой (лоренциан во второй степени). Если вместе с $\Gamma_b \approx 2D_a/\pi$ выполняется условие слабого

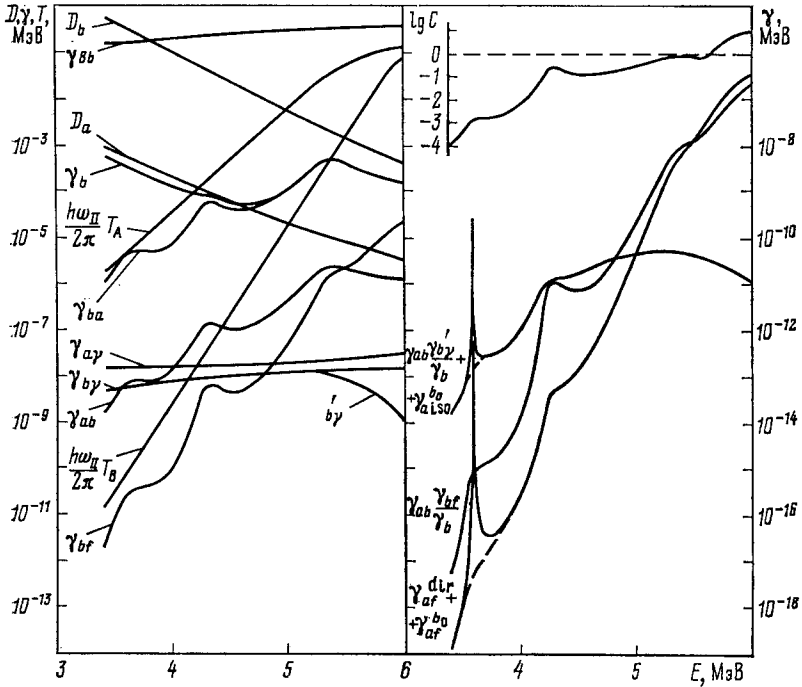


Рис. 25. Пример результатов расчета по модели входных состояний различных характеристик для канала деления $J, K = 2,0$ ядра ^{238}U и используемых в расчете по модели величин [89]

затухания делительных колебаний во второй яме $\Gamma_b < D_b$, то (59), (60) описывают лишь относительно гладкую «подложку», кроме которой должны также наблюдаться узкие резонансы, обусловленные соотношениями (54), (55).

Поскольку $\Gamma_b \approx 2D_a/\pi$, можно заключить из соотношений (59) и (60), что вероятность мгновенного деления убывает с энергией гораздо быстрее (пропорционально $T_A T_B$), чем вероятность задержанного деления ($\sim T_A$). Поэтому, начиная с некоторой энергии, при которой $\Gamma_{bf} \approx k\Gamma_{by}$, вероятность задержанного деления становится преобладающей, а в кривой энергетической зависимо-

сти суммарной вероятности мгновенного и задержанного деления это приводит к появлению излома, обусловленного переходом с зависимости $\sim T_A T_B$ на более слабую $\sim T_A$ (изомерный шельф).

Каналовый анализ фотоделения ^{236}U и ^{238}U . Изложенный подход был применен в [89] для количественного описания глубоко-подбарьерного фотоделения ^{236}U и ^{238}U . Цель теоретического анализа результатов измерения вероятности деления обычно состоит в восстановлении параметров барьера и спектров переходных состояний в седловых точках. Трудности однозначного решения этой задачи кроются в довольно большом числе параметров, с помощью которых задаются свойства барьера, и в сложности спектра состояний, которые могут участвовать в процессе деления. Как показывают попытки анализа углового распределения осколков в прямых реакциях [66], эти трудности преодолеть не удалось; велики они в общем случае и в (n, f) -реакции [90].

Принципиальным преимуществом реакции (γ, f) перед другими способами возбуждения является простота спектра реализующихся каналов деления. Благодаря сильной зависимости сечения фотопоглощения от мультипольности γ -квантов и делимости R_f^λ от E_f^λ преобладающий вклад в фотоделение четно-четных ядер вблизи порога и при более низких энергиях вносят каналы с тремя комбинациями $\lambda = (J, K)$, $\pi = (-1)^J$: $(2,0)$, $(1,0)$, $(1,1)$. Если пренебречь прочими каналами, то распределение сечения фотоделения по компонентам однозначно устанавливается соотношениями (21а) — (21в). В анализе, включающем экспериментальные данные о глубокоподбарьерной области энергий, указанные соотношения необходимо дополнить компонентой задержанного деления σ_f^d .

Наблюдаемую экспериментально сумму сечений мгновенного и задержанного деления $\sigma_f = \sigma_f^p + \sigma_f^d$, как и в разд. 2, можно представить двояко — через угловые компоненты σ_i и через компоненты σ_f^{JK} , описывающие вклад отдельных состояний, а именно

$$\sigma_f = \sum \sigma_i \approx \sigma_f^0 + \sigma_f^1 + \sigma_f^2 + \sigma_f^d. \quad (61)$$

Между σ_i и σ_f^{JK} для компонент мгновенного деления через каналы $K = 0$ остается в силе связь, выражаемая соотношениями (21б) и (21в), тогда как для изотропной компоненты в соответствии со свойствами углового распределения осколков в области изомерного шельфа следует писать:

$$\sigma_a = (3/2) \sigma_f^2 + \sigma_f^d, \quad (62)$$

отсюда получаем для исследуемых в дальнейшем компонент сечения

$$\sigma_f^{20} \approx \sigma_a; \quad \sigma_f^{10} = \sigma_b + (1/2) \sigma_f^2; \quad \sigma_f^{11} + (2/3) \sigma_f^d = (2/3) \sigma_a. \quad (63)$$

При этом для получения данных о компоненте $\sigma_a(E)$ на низкоэнергетическом участке производилась экстраполяция непосредственно измеренной зависимости $Y_a(E_{\text{макс}})$ присоединением к ней при $E_{\text{макс}} \lesssim 4$ МэВ данных о полном выходе, т. е. в предположении, что для этих энергий $Y_a(E_{\text{макс}}) = Y(E_{\text{макс}})$.

Расчеты $\sigma_f^{JK}(E)$ и подгонка параметров, с помощью которой достигалось описание экспериментальных данных, выполнены в следующих предположениях.

1. Для описания сечений фотопоглощения $\sigma_V^{E1}(E)$ и $\sigma_V^{E2}(E)$ используется лоренцева зависимость с параметрами, указанными в разд. 2.

2. В области внешнего горба ядро зеркально-асимметрично, в связи с чем для полос каналов положительной и отрицательной четности с $K = 0$ предполагается вырождение $E_f^+ = E_f^-$.

3. При образовании компаунд-состояния класса II полностью теряется информация о том, с каким значением K ядро проходило внутренний барьер (модель с «забыванием» K во второй яме). В расчетах вероятности деления для заданных комбинаций J, K, π это предположение реализуется суммированием по K ширин Γ_{a^b} и Γ_{b^a} , связанных с «переходом» только через внутренний барьер.

4. Для ширин затухания делительной моды была принята линейная зависимость от энергии возбуждения [74, 84]

$$\Gamma_{Bb}(E) = \Gamma_{Aa}(E - E_{II}) = \alpha + \beta(E - E_{II} - 2\Delta_0), \quad (64)$$

где E_{II} — энергия основного состояния во второй яме; $2\Delta_0$ — энергетическая щель в спектре внутренних возбуждений; α и β — коэффициенты, определяемые непосредственно в анализе. Для оценки ширины энергетической щели во второй яме используется значение $\Delta_0 = 0,6$ МэВ.

5. Для расчета D_a, D_b и радиационных ширин используют описание плотности уровней в модели сверхтекучего ядра с феноменологическим учетом коллективных и оболочечных эффектов [91]. Плотность уровней в первой яме нормируется на известное значение плотности нейтронных резонансов $\rho_a(B_n)$. Разница плотностей уровней в первой и второй ямах учитывалась простым сдвигом энергии возбуждения:

$$\rho_b(E) = \rho_a(E - E_{II}). \quad (65)$$

Ширина γ -распада компаунд-состояний рассчитывается в предположении о преобладании $E1$ -переходов, подчиняющихся правилу ϵ_V^3 (ϵ_V — энергия перехода):

$$\Gamma_\gamma(E) = R [\rho(E)]^{-1} \int_0^E \epsilon_V^3 \rho(E - \epsilon_V) d\epsilon_V. \quad (66)$$

Константу R выбирали из условия нормировки ширины радиационного распада в первой яме на значение в области нейтронных резонансов. Как и для плотности уровней, для радиационной ширины в двух ямах принято

$$\Gamma_{b\gamma}(E) = \Gamma_{a\gamma}(E - E_{II}). \quad (67)$$

При расчете эффективной ширины γ -распада во второй яме, приводящего к заселению изомерного уровня,

$$\Gamma'_{b\gamma}(E) \approx \Gamma_{b\gamma}(E) \Gamma_{b\gamma}(E - \varepsilon_{\gamma}) / [\Gamma_{b\gamma}(E - \varepsilon_{\gamma}) + T_B(E - \varepsilon_{\gamma}) D_b(E - \varepsilon_{\gamma}) / 2\pi] \quad (68)$$

используется упрощающее предположение, что все переходы в каскаде происходят с одинаковой, наиболее вероятной энергией $\varepsilon_{\gamma} \approx 1$ МэВ. Для ширины радиационных переходов между коллективными входными состояниями во второй яме принимают оценку $\Gamma_{B\gamma} \approx 30$ МэВ [84]. Эффективную ширину $\Gamma'_{B\gamma}$ оценивают аналогично $\Gamma'_{b\gamma}$, лишь в (68) вместо $T_B D_b / 2\pi$ подставляют $T_b \hbar \omega_{II} / 2\pi$, а ε_{γ} заменяют расстоянием между $|B\rangle$.

В табл. 1 приведены значения некоторых констант, использованных в данном анализе: энергии связи нейтрона B_n [47], среднего расстояния между уровнями при $E = B_n$ и нулевом спине $D(B_n, 0^+)$ [92], радиационной ширины $\Gamma_{\gamma}(B_n)$ [92], основного

Таблица 1
Значения констант, используемых в анализе [89]

Ядро	B_n , МэВ [47]	$D(B_n, 0^+)$, эВ [92]	$\Gamma_{\gamma}(B_n)$, МэВ [92]	E_{II} , МэВ	k
^{236}U	6,546	6,43	42	2,3 [94]	1/6 [94]
^{238}U	6,143	12,4	35	2,56 [93]	1/42 [93]

состояния во второй яме E_{II} [93, 94], коэффициента ветвления для распадов изомера k [93, 94]. Пример энергетической зависимости использовавшихся в анализе величин D_a , D_b , $\Gamma_{a\gamma}$, $\Gamma_{b\gamma}$, Γ_{Bb} приведен на рис. 25.

После изложенных выше предположений в теоретическом описании свободными параметрами, которые можно использовать для подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным, остаются параметры барьера $E_{jA,B}^{K\pi}$ и $\hbar\omega_{A,B}$ и коэффициенты α и β , определяющие энергетическую зависимость ширины затухания (64).

Результаты анализа компонент сечения фотоделения ^{236}U и ^{238}U представлены на рис. 26, параметры барьеров деления — в табл. 2. Сумма рассчитанных компонент сравнивается с экспе-

риментальными полными сечениями деления на рис. 27. Для компоненты σ_f^{20} расчет был ограничен областью $E \lesssim 6$ МэВ, на гра-

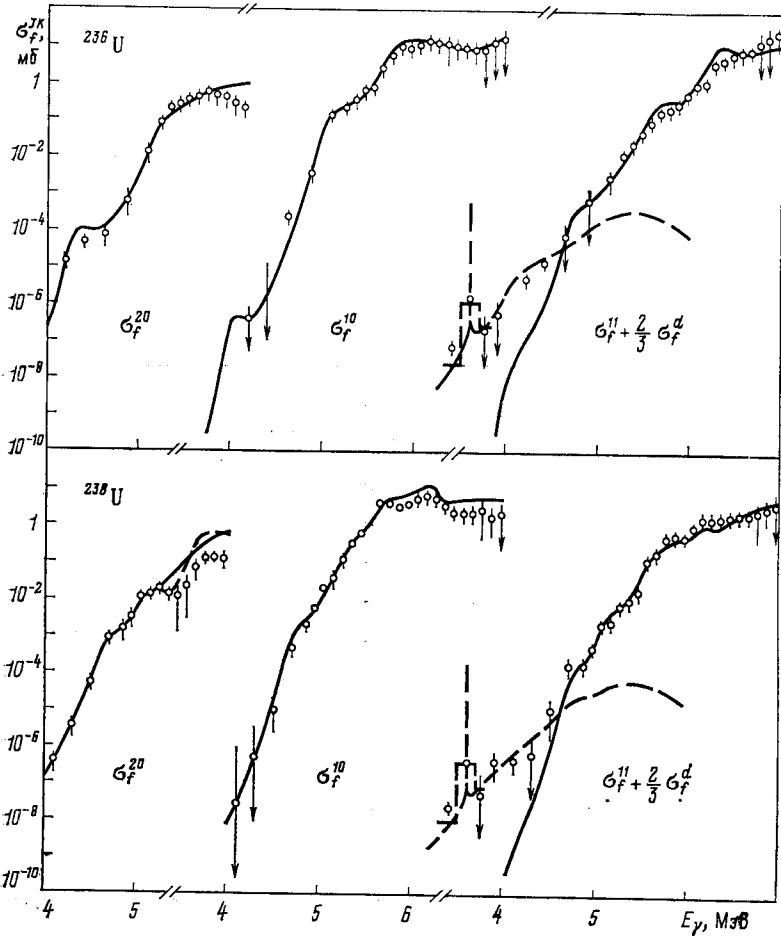


Рис. 26. Результаты анализа [89] компонент сечения фотоделения ^{238}U и ^{235}U : кружки — сечения, восстановленные из измеренных выходов; сплошная кривая — расчет в модели входных состояний мгновенного фотоделения через нижайшие каналы J , $K = 2, 0; 1, 0$ и $1, 1$; штрихпунктир — расчет суммарного вклада задержанных делений из измеренного состояния, заселяемого через указанные каналы (умножено на $2/3$ для сравнения с экспериментальными данными — см. текст); гистограмма — расчетные сечения задержанного деления, усредненные вблизи узкого резонанса по интервалам между измеренными точками выхода; пунктир — сечение квадрупольного фотоделения ^{238}U , полученное в [22]

нице которой, по-видимому, уже начинают сказываться каналы $K \neq 0$, приводящие к уменьшению квадрупольной компоненты в $W(\theta)$. Для дипольных компонент расчет продолжался до $E_\gamma =$

Таблица 2

Параметры барьеров деления, полученные при подгонке [89], МэВ

Ядро	Барьер А				Барьер В			
	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$
^{236}U	5,6	6,45	7,0	1,2	6,0	6,0	6,4	0,7
^{238}U	5,8	6,8	7,0	1,3	6,15	6,15	6,55	0,7

= 7 МэВ, в связи с чем учитывалась конкуренция процессов (γ , n), пороги которых указаны в табл. 1 и на рис. 27. При этом использовались известные схемы уровней остаточных ядер [95] и нейтронные проникаемости из работы [96].

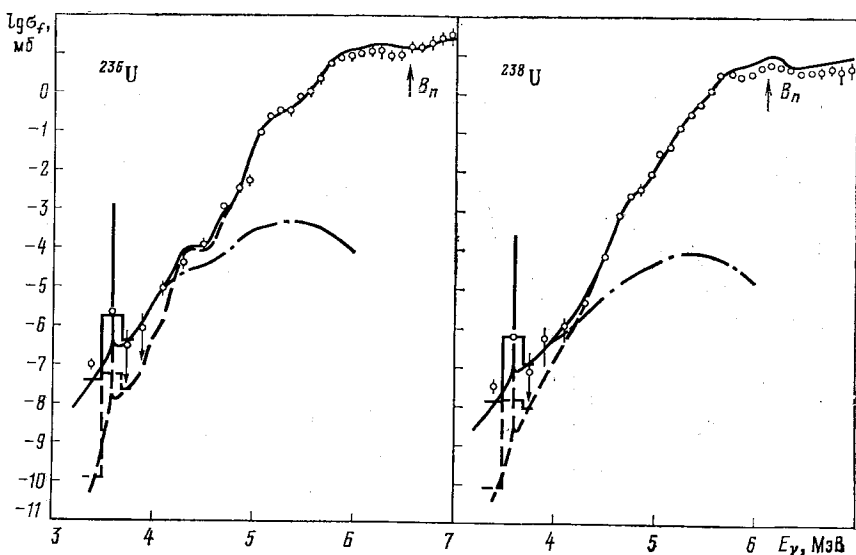


Рис. 27. Сравнение суммы рассчитанных компонент (сплошные кривые) с экспериментальными полными сечениями фотоделения (кружки) для ^{236}U и ^{238}U [89]:

пунктир — суммарное сечение мгновенного деления; штрихпунктир — сечение задержанного деления. Смысл гистограмм тот же, что на рис. 26

Параметры барьера $E_{fA}^{K\pi}$, $E_{fB}^{K\pi}$, $\hbar\omega_{A,B}$ благодаря большому экспериментально изученному энергетическому диапазону фиксируются в достаточно узких интервалах

$$\delta E_{fA}^{0\pi} \approx \pm (0,15 \div 0,20) \text{ МэВ}; \quad \delta E_{fB}^{K\pi} \approx \pm (0,10 \div 0,15) \text{ МэВ}; \quad (69)$$

$$\delta \hbar\omega_{A,B} \approx \pm (0,05 \div 0,10) \text{ МэВ},$$

за пределами которых описание сечений значительно ухудшается. Для барьера A выделены состояния с $K = 0$, так как в предположении «забывания» K во второй яме чувствительность к положению канала $K = 1$ значительно ниже, в связи с чем погрешность δE_A^+ существенно, по-видимому, не менее чем в два раза, больше δE_A^- . Резонансная структура сечений обоих ядер была описана при параметрах $\alpha = 0,15$ МэВ, $\beta = 0,1$. В первой яме предполагалось полное затухание вместо (64), что практически не сказывалось на результатах описания.

Низший резонанс в сечениях ^{236}U и ^{238}U принадлежит к той категории состояний, ширина которых вследствие $\Gamma_b \approx D_a \ll D_b$ определяется не формулой (45), а величиной $D_a \ll \Gamma_{Vb}$. Она слишком мала в сравнении с расстоянием между экспериментальными точками $\Delta E_{\text{макс}} = 0,1 \div 0,2$ МэВ в интегральном выходе $Y(E_{\text{макс}})$. Поскольку при восстановлении сечений из данных об $Y(E_{\text{макс}})$ фактически мы получаем информацию лишь о числе делений в интервале $E_{\text{макс}}^{(i+1)} - E_{\text{макс}}^{(i)}$, наиболее адекватным содержанием математической обработки экспериментальных данных будет использованное на рис. 26, 27 представление расчетной зависимости сечений в виде отрезков гистограммы, усредняющей в пределах шага измерений теоретическую кривую.

Обсуждение. Резонансная структура сечений. С помощью анализа резонансной структуры сечений деления можно получить интересную информацию о спектре входных состояний и о взаимодействии делительной моды с другими типами движения ядра. К сожалению, эксперименты, результаты которых обсуждаются в данной работе, были ориентированы на другие цели и не содержат достаточно подробной информации, необходимой для такого анализа. Большой разрыв по энергии между экспериментальными точками в исследованиях на тормозном пучке γ -квантов может не только привести к пропуску резонансов, но и явиться источником искажения решений (по-видимому, в основном сглаживания) как при интерполяции исходных данных, так и при восстановлении сечения из выхода. При современном состоянии данных эти эффекты важнее влияния энергетического разброса электронов микротрона, приблизительно равного 30 кэВ. Трудности их оценки, не говоря уже об учете, не позволяют ставить вопрос об адекватности полученных при подгонке параметров энергетической зависимости ширины затухания $\Gamma_{Vb}(E - E_{II})$, хотя с ее помощью удалось описать резонансы, расположенные при энергиях $E - E_{II}$ от 1,5 до 3,2 МэВ.

При расчете кривых, приведенных на рис. 26, 27, использовались следующие спектры входных состояний $E_B^{K^n}$: $E_B^{0+} = 3,6; 4,3; 5,35$ МэВ; $E_B^{-} = 4,0; 5,1; 5,85$ МэВ, $E_B^{1-} = 4,7; 5,6; 6,3$ МэВ (для ^{236}U) и $E_B^{0+} = 3,6; 4,7; 5,1$ МэВ, $E_B^{-} = 4,7; 5,35; 5,7$ МэВ, $E_B^{1-} = 4,7; 4,8; 5,1; 5,55; 5,75$ МэВ (для ^{238}U). Большая часть их отчет-

ливо видна непосредственно в компонентах сечений. Часть резонансов, например, в компоненте σ_f^- ядра ^{236}U при $E = 4,0$ МэВ проявляется менее явно, но без их учета невозможно «удержать» расчетную зависимость на нужном уровне, требуемом экспериментом. В ряде случаев с этой целью приходилось учитывать два близких состояния ($E = 4,7$ и $4,8$; $5,55$ и $5,75$ МэВ в σ_f^- ядра ^{238}U), разница между которыми существенно меньше среднего расстояния между делительными уровнями, составляющего около $0,6$ МэВ. В работе [84] также отмечается необходимость введения аналогичной «фрагментации» входных состояний при описании делимости в прямых реакциях.

Отметим, что в районе порога расчет в целом неплохо описывает эффект нейтронной конкуренции — спад делимости при $E \gtrsim B_n$, однако наблюдаемая нерегулярность несколько сильнее расчетной. Определенные трудности вызвало описание близлежащего резонанса при $E \approx 5,75$ МэВ для ^{238}U . Известен способ усиления обоих эффектов — предположение о сложной структуре внешнего горба (трехгорбый барьер) [8], однако такая детализация нуждается в более совершенных данных.

П а р а м е т р ы б а р ь е р о в д е л е н и я. Сравнение результатов данного анализа [89] с параметрами барьера ^{236}U и ^{238}U , полученными в работах [22, 44, 46] и (t, pf) [46].

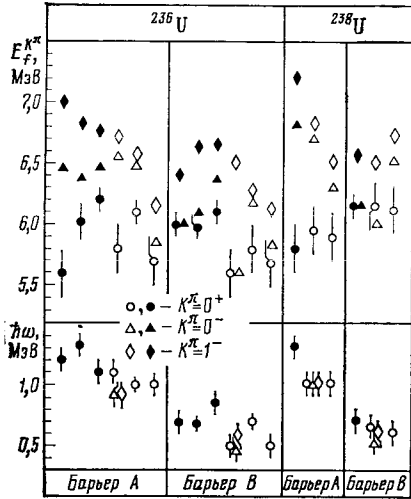


Рис. 28. Сравнение параметров барьеров деления ^{236}U и ^{238}U , полученных в результате канального анализа экспериментальных данных в работах (см. точки слева направо) [89, 66, 85, 22, 44, 46] для ^{236}U и [89, 22, 46] для ^{238}U :

темными значками выделены результаты анализов в модели входных состояний

[22, 44, 46, 85, 66], произведено в которой также исследовалось фотоделение, все это результаты анализа вероятности деления в прямых реакциях (d , pf) [85, 66, 44] и (t , pf) [46].

Для расхождения данных этих работ существует много причин: различия в используемых теоретических моделях, параметрах и предположениях, разнородность экспериментальной информации как по типу реакции, так и по диапазонам энергии и др. Некоторые расхождения в положениях каналов относительно основного состояния $\Delta E_{fA}^{K\pi} = E_{fA}^{K\pi} - E_{fA}^{9+}$ непосредственно связаны с исходными предположениями о спектре каналов: в одних рабо-

тах [22, 66] зеркальная асимметрия горба B (0^- — 0^+ -вырождение) учитывается, в других [44, 46, 85] нет. В первом случае, как видно на рис. 28, расщепление ΔE_{fA}^0 больше, особенно для реакции (γ, f). В фотоделении вклад канала 0^- ($J = 1$) выделяется хорошо, тогда как в прямых реакциях такой определенности из-за многочисленности доступных состояний нет.

Для основных состояний $E_{fA(B)}^0$ и параметров кривизны $\hbar\omega_{A(B)}$ можно проследить следующую тенденцию, связанную с разницей в теоретических моделях деления. Модель входных состояний в сравнении с моделью проницаемости приводит в среднем к более высоким значениям $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, причем для горба B это уменьшение толщины барьера «компенсируется» увеличением высоты.

Обращает на себя внимание значительный разброс значений E_{fA}^0 для ядра ^{236}U и, наоборот, удовлетворительное согласие их для ядра ^{238}U . Отметим, что во втором случае анализировались только реакции (γ, f) и (t, pf), а все бóльшие значения в первом случае получены из анализа делимости в реакции ^{235}U (d, pf) [44, 85, 66]. В разд. 2 производилось сравнение делимостей $P_f(E)$ для этих реакций; при этом обнаружился эффект, интерпретированный как подавление каналов $K = 0$ в делении ядер, которые образованы из нечетных ядер-мишеней с высоким спином (см. рис. 18). Знак эффекта в $P_f(E)$ согласуется с характером расхождений данных о E_{fA}^0 на рис. 28. Поэтому мы полагаем, что в общей постановке предпочтения заслуживают результаты, полученные из реакций с четно-четными ядрами-мишенями, а применительно к анализам, выполненным в рамках модели входных состояний [66, 85, 89], — более низкое значение E_{fA}^0 из работы [89].

Обсудим влияние квантовой структуры барьера на описание задержанного деления. В нашем случае вследствие предположения о зеркальной асимметрии на горбе B расщепление ΔE_{fA}^0 и ΔE_{fA}^1 велико настолько, что несмотря на соотношение $\sigma_{\gamma}^{E^2} \ll \ll \sigma_{\gamma}^{E^1}$ преобладающий вклад в задержанное деление в области изомерного шельфа вносит квадрупольное фотопоглощение. Парциальные вклады в полное сечение задержанного деления ^{236}U и ^{238}U квадрупольного канала $J, K = 2, 0$ и дипольных каналов $J, K = 1, 0$ и $1, 1$ (последние нельзя разделить в модели с «забыванием» K) показаны на рис. 29.

Описание сечения задержанного деления без привлечения других квадрупольных каналов, в частности $J, K = 2, 2$, не вызвало трудностей. В работе [86] состояниям с $K^\pi = 2^+$ принадлежит большая роль вследствие принятого предположения об аксиальной асимметрии формы ядра на горбе для ^{236}U и связанного с нею вырождения состояний $K^\pi = 2^+$ и 0^+ . Оно влечет за собой значительное увеличение вероятности деления и как следствие при подгонке под экспериментальные данные — уменьшение радиационной ширины, использовавшейся в [66] в качестве свободного пара-

метра. Однако это предположение не представляется необходимым, так как расчеты [97] предсказывают, что выигрыш в потенциальной энергии на внутреннем горбе от включения в рассмотрение γ -деформации, достигающий 1,5 — 2 МэВ в районе $\text{Sm} - \text{Fm}$, резко падает с уменьшением числа нуклонов и составляет для ядра ^{238}U всего лишь около 0,3 МэВ.

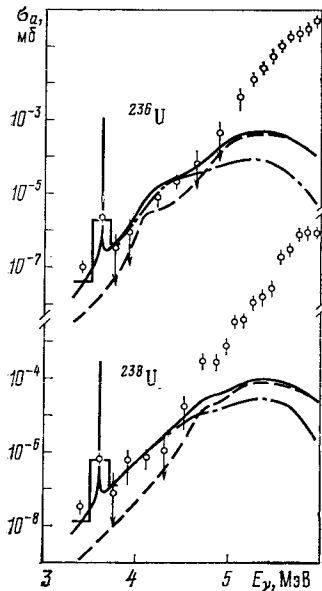


Рис. 29. Парциальные вклады в полное сечение задержанного деления (сплошная кривая) ^{236}U и ^{238}U квадрупольного канала $J, K=2,0$ (штрихпунктир) и дипольных каналов $J, K=1,0$ и $1,1$ (пунктир) [89]:

смысл гистограммы тот же, что на рис. 26; кружки — изотропные компоненты сечения фото-деления σ_a

Отметим также, что в работе [66] была предпринята попытка совместного анализа вероятности деления в прямых реакциях и реакции (γ, f) для нескольких четно-четных ядер, в том числе ^{238}U . Полученное описание даже в выходах $Y(E_{\text{макс}})$ и $Y_i(E_{\text{макс}})$ является гораздо более грубым, чем на рис. 26, 27, что неудивительно в свете существенных различий работ [66] и [89] (по исходной информации и предположениям, использованным в анализах). Принципиальными нам представляются различия делимости в реакциях (d, pf) и (γ, f) , связанные с нуклонным составом ядер-мишеней, и в предположениях об аксиальной асимметрии делящихся ядер при прохождении внутреннего барьера.

Об упрощении теоретического описания. Изомерный шельф привлек к себе значительное внимание и как новый объект исследования, и как источник информации о структуре барьера деления.

При этом во многих посвященных этому вопросу работах (не только ранних [71, 81], но и самых поздних [98, 99]) к описанию экспериментальных данных привлекаются теоретические модели с ограниченной областью применения, неадекватные физической картине, складывающейся при глубокоподбарьерных энергиях возбуждения. Для обсуждения неточностей, возникающих при таких упрощениях, мы предприняли попытку систематизации и сопоставления различных теоретических моделей подбарьерного деления.

Выделим два характерных случая, определяемых соотношением ширины распада компаунд-состояний во второй яме Γ_b и среднего расстояния между аналогичными состояниями в первой яме D_a , а именно $D_a \ll \Gamma_b$ и $D_a \gg \Gamma_b$, и соответствующие им подходы к теоретическому описанию: модель проницаемости комплексного двугорбого потенциала (МКП) [82] и модель, в которой для описания взаимодействия между компаунд-состояниями первой и второй ям используются методы теории возмущений (ТВ) [74]. Различия этих подходов проявляются даже в наиболее простом приближении полного затухания (равномерного распределения колебательной моды по компаунд-состояниям), их иллюстрирует рис. 30, на котором приведены результаты расчетов вероятности мгновенного (а) и задержанного (б) деления по МКП и ТВ, а также по статистической модели (СМ), область применения которой сильнее всего ограничена снизу участком околороговых энергий. Расчеты выполнены для барьера с параметрами, которые были получены при канальном анализе реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ [89].

Диапазоны энергий, в которых применимы данные модели, не перекрываются, и, поскольку промежуточная область из-за большой скорости изменения отношения Γ_b/D_a невелика, экстраполяция соотношений за пределы их применимости может приводить к значительным неточностям. Для сравнения на рис. 30 приведены результаты расчета в модели входных состояний (МВС), обеспечивающей описание в едином подходе во всей рассматриваемой области энергий.

Принципиально новым в МВС является возможность описания вероятности деления, когда ширина колебательных уровней становится меньше среднего расстояния между компаунд-состояниями во второй яме. В этом случае колебательная сила сосредоточена на одном-двух таких состояниях и благодаря этому реализуются практически чисто колебательные резонансы $|b_0\rangle$ (очень сла-

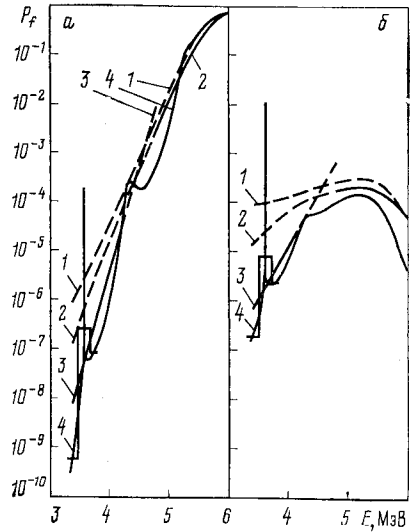


Рис. 30. Энергетическая зависимость вероятности мгновенного (а) и задержанного (б) деления, рассчитанная по СМ (1), МКП (2), ТВ (3) и МВС (4): пунктир — те же кривые за пределами области применимости соответствующих моделей; гистограммой показан результат усреднения кривой 4 в области узкого резонанса. Использованы те же параметры, что и в анализе квадрупольного фотоделения ^{238}U в работе [89]

бое затухание). Область изомерного шельфа соответствует условиям образования таких резонансов, и один из них проявляется в сечениях фотоделения ^{236}U и ^{238}U ($E \approx 3,6$ МэВ).

Результаты, полученные в рамках МВС, а именно соотношения (56) — (60), позволяют более четко ограничить условия применимости упрощенного описания ТВ, использованного в первых работах [71, 81] и показанного на рис. 19 и 30. Ожидаемая в этом описании зависимость $P_f \sim T_A T_B$ и $P_f^d \sim T_A$ приближенно следует из (59) и (60), если обеспечено усреднение $\sigma_f(E)$ по достаточно широкому интервалу $E > D_b$ (и то при условии, что в рассматриваемой области нет чисто входных состояний $|b_0\rangle$). Вклад такого состояния при $E \approx 3,6$ МэВ в наблюдаемый выход (или сечение при «плохом» разрешении, как в работе [71]) приводит к существенному уменьшению скорости изменения $dY/dE_{\text{макс}}$ в области изомерного шельфа в сравнении с оценкой $P_f^d \sim T_A$, а при анализе, в котором игнорируется это обстоятельство, — к искажению формы барьера (см. рис. 3 в [71]). Дополнительные неточности в [71, 77] возникают из-за завышенного сечения в области шельфа (см. рис. 21), на что обращается внимание в [100].

Выше речь шла об анализе группой Боумана полученных ими данных о реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ [71]. Остановимся также на примере грубого упрощения описания глубокоподбарьерного фотоделения ^{232}Th , предложенного в работе Бандари [98]. В широкой области энергий, вплоть до 3,0 МэВ, он использует описание МКП, несмотря на то что при использованных в [98] параметрах барьера деления диапазон подбарьерных энергий в области второй ямы от вершины внутреннего горба $E_{fA} = 3,6$ МэВ до изомерного состояния $E_i = 2,9$ МэВ составляет всего 0,7 МэВ, а это существенно меньше ширины энергетической щели в спектре внутренних возбуждений ядра. Применение МКП в этой области совершенно неоправданно, и гораздо ближе физической ситуации соответствуют МВС или ТВ — для усредненной картины. Как видно из рис. 30, расчеты по МКП в области изомерного шельфа сильно завышают вероятности мгновенного и задержанного деления по сравнению с расчетами по ТВ и еще сильнее — по МВС. Так, с помощью неадекватного действительности, явно завышающего вероятность задержанного деления подхода Бандари удалось описать также, по-видимому, сильно завышенные экспериментальные данные работы [77]. Аналогичные замечания следует сделать и по работе [99], в которой авторы пытаются описать с помощью МКП данные по фотоделению ^{238}U в широком диапазоне подбарьерных энергий, вплоть до дна второй ямы.

Наконец, коснемся вопроса о характерных «точках», определяющих протяженность изомерного шельфа, прежде всего об изломе в энергетической зависимости вероятности фотоделения, положение которого в упрощенном описании определяется равенством

$T_B = kT_{\gamma_2}$. Уже отмечалось, что в реакции $^{236}\text{U}(\gamma, f)$ нет излома в полных выходах, нет его и в изотропной компоненте и соответствующих сечениях. Информация, представленная на рис. 26 и 29, позволяет понять, что исчезновение его в этом случае связано с резонансом в квадрупольной компоненте при $E_\gamma = 4,3$ МэВ, который приходится как раз на ту область, где проявляется излом в реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$. Из тех же данных можно также сделать заключение, что для ^{238}U обсуждаемый эффект, наоборот, подчеркнут более высоко расположенными резонансами во всех трех компонентах. Очевидно, что привлечение представлений об «изломе» и указанного соотношения к оценкам параметров внешнего горба B или коэффициента k [98, 101] требует осторожности.

В заключение отметим, что название обсуждаемого явления — «изомерный шельф» — не совсем удачно (имеется в виду точный смысл английского слова «shelf»), так как отвечающая ему зависимость даже в наиболее благоприятном случае (^{238}U) выполняется только в выходах или сечениях с плохим разрешением по энергии. Реальная картина в этой области энергий, которой соответствует сильно разрешенный спектр состояний вблизи дна второй ямы, гораздо богаче и сложнее, и именно она, а не эффект ее усреднения, представляет наибольший интерес в изучении глубоководбарьерного деления. Однако развитие этих экспериментов представляет трудности, так как возможности существующих источников моноэнергетических электронов для продвижения дальше, в глубь подбарьерной области, почти исчерпаны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главная цель этого обзора — показать значение и возможности реакции (γ, f) для экспериментального изучения механизма деления тяжелых ядер. Внимание было сосредоточено на функциях возбуждения и угловом распределении околопорогового и подбарьерного деления четно-четных ядер. Это те стороны процесса деления, т. е. области возбуждения, и те объекты исследования, для которых наиболее существенны квантовые свойства делящихся ядер и наиболее полно используется замечательная простота кинематики реакции (γ, f) . Мы ограничились теми характеристиками, которыми определяется вероятность деления в целом, интегрально, без детализации по многочисленным модам, т. е. параметрам парных осколков. Теоретические представления об интегральных (в указанном смысле) величинах гораздо лучше развиты и непосредственно связаны с интересовавшими нас свойствами: формой барьера, дискретностью спектра, квантовыми характеристиками переходных состояний и квазистационарных состояний

во второй яме и др. Между тем существуют теоретические предположения [9, 10, 102], позволяющие установить существенные связи между асимметрией деления и структурой барьера, но из-за недостаточности экспериментальной информации [103] этот интересный вопрос нами не рассматривался. Необходимо также признать, что направленность обзора не могла не нанести ущерба полноте представления и систематизации экспериментального материала даже в той области энергий, о которой идет речь.

Большинство способов возбуждения ядер, в том числе и в практически важной реакции (n, f) , приводит к достаточно широкому набору доступных каналов деления, и на опыте наблюдается суммарный эффект их вкладов. Реакция (γ, f) служит тем тонким инструментом, который позволяет из этой трудно интерпретируемой картины выделить малочисленную группу наиболее характерных каналов (особенно для чётно-чётных ядер), в чем и заключается ее преимущество в экспериментальном исследовании свойств вероятности вынужденного деления. Примером может служить постановка экспериментов по прямой проверке гипотезы О. Бора о каналах деления.

Простота кинематики фотоделения приобрела особенное значение в последнее десятилетие, когда утвердилось представление о двугорбой форме барьера деления тяжелых ядер. Модель двугорбого барьера успешно объяснила большое число «странных» экспериментальных фактов, в том числе, как показано в обзоре, в реакции (γ, f) . Например, наблюдаемая зависимость отношений b/a и c/b от энергии возбуждения и нуклонного состава ядра принадлежит к числу редких закономерностей, в которых очень наглядно проявляются такие свойства двугорбого барьера, как соотношение высот горбов и различия в спектре связанных с ними переходных состояний. Исследования вынужденного деления, выполненные в последние годы с помощью других способов возбуждения, прежде всего в прямых реакциях, также создают благоприятный «фон» для фотоделения, обнаруживая чрезвычайно сложную картину (особенно в подбарьерной области энергий), удовлетворительного описания которой до сих пор получить не удалось [66]. Убедительным контрастом этой ситуации служат представленные в обзоре результаты канального анализа реакции (γ, f) .

Возможности реакции (γ, f) далеко не исчерпаны: даже в существующей постановке экспериментов, еще далеких от требуемой теоретическим описанием детальности измерений, изучено всего два-три ядра, и экспериментальные данные по ним условно пригодны для обстоятельного анализа. На современном этапе представляется важным расширение числа изученных ядер со значительной детализацией энергетической зависимости интегрального и дифференциального сечения. Большой интерес представляет

новая область труднейших исследований — физика вынужденного деления вблизи дна второй ямы, для существенного прогресса в которой требуются источники моноэнергетических электронов миллиамперного диапазона. Еще далека от решения упомянутая проблема влияния структуры барьера на асимметрию деления, в которую вклад реакции (γ , f) мог бы быть более весомым. Весьма многообещающими представляются комплексные исследования деления одних и тех же составных ядер при разных способах их образования, прежде всего при фото- и электровозбуждении и в прямых реакциях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Струтинский В. М. Препринт ИАЭ-1108, Москва, 1966.
2. Strutinsky V. M.— Nucl. Phys., 1967, v. A95, p. 420; 1968, v. A112, p. 1.
3. Strutinsky V. M., Bjornholm S.— In: Proc. Dubna Symp. on Nuclear Structure. Vienna, IAEA, 1968, p. 431.
4. Bjornholm S., Strutinsky V. M.— Nucl. Phys., 1969, v. A136, p. 1.
5. Strutinsky V. M., Pauli H. C.— In: Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission. Vienna, IAEA, 1969, p. 155.
6. Bohr N., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 426.
7. Френкель Я. И.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 641.
8. Möller P., Nix J. R.— In: Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Vienna, IAEA, 1974, p. 103.
9. Möller P., Nilsson S. G.— Phys. Lett., 1970, v. B31, p. 283.
10. Pashkevich V. V.— Nucl. Phys., 1971, v. A169, p. 275.
11. Winhold E. J., Demos P. T., Halpern I.— Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 728; 1952, v. 87, p. 1139.
12. Перельгин В. П., Третьякова С. П., Звара И.— ПТЭ, 1964, № 4, с. 78.
13. Капица С. П., Быков В. П., Мелехин В. Н.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 368.
14. Капица С. П., Мелехин В. Н., Закиров Б. С. и др.— ПТЭ, 1969, № 1, с. 13.
15. Katz L., Baerg A. E., Brown F.— In: Proc. 2nd Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. V. 15. Geneva, 1958, p. 188.
16. Soldatov A. S., Smirenkin G. N., Kapitza S. P., Tsipenyuk Yu. M.— Phys. Lett., 1965, v. 14, p. 217.
17. Работнов Н. С., Смиринкин Г. Н., Солдатов А. С. и др.— In: Proc. Intern. Conf. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Vienna, IAEA, 1965, p. 135.
18. Работнов Н. С., Смиринкин Г. Н., Солдатов А. С. и др.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 508.
19. Игнатюк А. В., Работнов Н. С., Смиринкин Г. Н. и др.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1284.
20. Жагров Е. А., Немиллов Ю. А., Селицкий Ю. А.— Ядерная физика, 1968, № 7, с. 264.
21. Alm A., Lindgren L. J.— Nucl. Phys., 1976, v. A271, p. 1.
22. Lindgren L. J., Alm A., Sandell A.— Ibid., 1978, v. A298, p. 43.
23. Alba R., Bellia G., Calabretta L. e.a.— In: Proc. Intern. Symp. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Vienna, IAEA, 1980, p. 61.
24. Бор О.— В кн.: Труды Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1955.) Т. 2. М., Физматгиз, 1958, с. 175.
25. Griffin J. J.— Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 107.
26. Струтинский В. М.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 606.

27. Хойзенга Дж., Ванденбош Р.— В кн.: Ядерные реакции. Т. 1. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1962, т. 51.
28. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2. Пер. с англ. М., Мир, 1977, с. 118.
29. Жучко В. Е., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1420.
30. Rabotnov N. S., Smirenkin G. N., Soldatov A. S. e.a.— Nucl. Phys., 1966, v. 77, p. 92.
31. Солдатов А. С., Ципенюк Ю. М., Смиренкин Г. Н.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 992.
32. Rabotnov N. S., Soldatov A. S., Smirenkin G. N. e.a.— Phys. Lett., 1968, v. 26B, p. 218.
33. Жучко В. Е., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 634.
34. Vandebosch R.— Phys. Lett., 1973, v. 45B, p. 207.
35. Gavron A., Britt H. C., Wilhelmy A.— Phys. Rev., 1976, v. C13, p. 2577.
36. Жучко В. Е., Капица С. П., Остапенко Ю. Б. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 718.
37. Жучко В. Е., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1170.
38. Zhuchko V. E., Ostapenko Yu. B., Soldatov A. S. e.a.— Nucl. Instrum. Meth., 1976, v. 136, p. 373.
39. Тараско М. З. Преприят ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
40. Yester M. V., Anderl R. A., Morrisson R. C.— Nucl. Phys., 1973, v. A206, p. 596; 1973, v. A212, p. 22.
41. Caldwell J. T., Dowdy E. J., Berman V. e.a. Report LA-UR 76-1615, 1976; Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 1215.
42. Khan A. M., Knowles J. W.— Nucl. Phys., 1972, v. A179, p. 333.
43. Dickey P. A., Axel J. D.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 501.
44. Back B. B., Bondorf J. P., Otroschenko G. A. e.a.— Nucl. Phys., 1971, v. A165, p. 449.
45. Back B. B., Britt H. C., Hansen O. e.a.— Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 1948.
46. Back B. B., Hansen O., Britt H. C. e.a.— Ibid., v. C9, p. 1924.
47. Крапцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
48. Forkman B., Johansson S. A. E.— Nucl. Phys., 1960, v. 20, p. 136.
49. Manfredini A., Fiore L., Ramorino C. e.a.— Ibid., 1969, v. A123, p. 664.
50. Ноулес Дж. В., Хан А. М., Кросс В. Дж.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 1627.
51. Dowdy E. J., Krynski T. L.— Nucl. Phys., 1971, v. A175, p. 501.
52. Axel P.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 671.
53. Gurevich G. M., Lazareva L. E., Mazur V. M. e.a.— Nucl. Phys., 1976, v. A273, p. 326.
54. Veysiere A., Beil H., Bergere R. e.a.— Ibid., 1973, v. A199, p. 45.
55. Satchler G. R.— Phys. Reports, 1974, v. 14C, p. 99.
56. Борзов И. Н., Камерджиев С. П. Преприят ФЭИ-580. Обнинск, 1975.
57. Arruda Neto J. D. T., Herdade S. B., Bhandari B. S. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 863.
58. Wolyneс E., Martins M. N., Moscati G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 585.
59. Houk W. A., Moore R. W., Buskirk F. R. e.a.— [57], table II, p. 869.
60. Gargaro W. W., Onley D. S.— Phys. Rev., 1971, v. C4, p. 1032.
61. Huizenga J. R., Britt H. C.— In: Proc. Intern. Conf. Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar, 1973, p. 833.
62. Britt H. C.— [23], p. 3.
63. Горбачев В. М., Замятнин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М., Атомиздат, 1976, с. 54.

64. Mafra O. Y., Kuniyoshi S., Goldemberg J.— Nucl. Phys., 1972, v. A186, p. 110.
65. Knowles J. W., Mafra O. Y.— [61], p. 647.
66. Just M., Goerlach U., Habs D. e.a.— [23], p. 71.
67. Pattenden N. J., Postma H.— Nucl. Phys., 1971, v. A167, p. 225.
68. Kuiken R., Pattenden N. J., Postma H.— Ibid., 1972, v. A190, p. 401.
69. Гонин Н. Н., Горюнов В. К., Козловский Л. К. и др.— Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 642.
70. Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3. М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с. 73.
71. Bowman C. D., Schröder I. G., Dick C. E. e.a.— Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 863.
72. Жучко В. Е., Игнатюк А. В., Остапенко Ю. Б. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 255.
73. Bowman C. D.— Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 856.
74. Lynn J. E. УКАЕА Report AERE-R5891, Harwell, 1968; [5], p. 249.
75. Жучко В. Е., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1185.
76. Zhuchko V. E., Ignatyuk A. V., Ostapenko Yu. B. e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 68B, p. 323.
77. Bowman C. D., Schröder I.G., Duvall K. C. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C17, p. 1086.
78. Bellia G., Del Zoppo A., Migneco E. e.a.— Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 1059.
79. Жучко В. Е., Игнатюк А. В., Остапенко Ю. Б. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 309.
80. Huizenga J. R.— [5], p. 436.
81. Жучко В. Е., Ципенюк Ю. М., Игнатюк А. В. и др.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 21.
82. Lynn J. E., Back V. V.— J. Phys., 1974, v. A7, p. 395.
83. Goldstone P. D., Paul P.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1733.
84. Goerlach U., Habs D., Just M. e.a.— Z. Phys., 1978, Bd A287, S. 171.
85. Goldstone P. D., Hopkins F., Malmin R. E. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1706.
86. Уилетс Л. Теория ядерного деления. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1967, с. 60.
87. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 1. Пер. с англ. М., Мир, 1977, с. 295.
88. Back V. V.— Nucl. Phys., 1974, v. A228, p. 323.
89. Остапенко Ю. Б.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, т. 36, с. 12.
90. Ермагамбетов С. Б., Колесов В. Е., Нестеров В. Г. и др.— Ядерная физика, 1968, т. 8, с. 704.
91. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875.
92. Lynn J. E. УКАЕА Report AERE-R7468, Harwell, 1974.
93. Russo P. A., Pedersen J., Vandebosch R.— In: Proc. Intern. Conf. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Vienna, IAEA, 1974, p. 271.
94. Günther W., Huber K., Kneissl U. e.a.— Nucl. Phys., 1978, v. A297, p. 254.
95. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1963.
96. Аникин Г. В., Попов В. И., Котухов И. И. Препринт ФЭИ-405. Обнинск, 1973.
97. Larsson S. E., Leander G.— [93], p. 177.
98. Bhandari B. S.— Phys. Rev., 1979, v. C19, p. 1820.
99. Bhandari B. S.— Ibid., 1980, v. C22, p. 606.
100. Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н., Солдатов А. С. и др.— [70], с. 78.
101. Asghar M.— Z. Phys., 1978, Bd A286, S. 299.
102. Brack M., Damgaard J., Pauli H. C. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
103. Селицкий Ю. А.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 314.