

ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ДОАКТИНОИДНЫХ ЯДЕР ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А. В. Игнатюк, Г. Н. Смиреникин

Физико-энергетический институт, Обнинск

М. Г. Иткис, С. И. Мильгин, В. Н. Околович

Институт ядерной физики АН Каз ССР, Алма-Ата

Дан обзор основных результатов исследований интегральных и дифференциальных сечений деления ядер в области масс $170 \leq A \leq 215$ легкими заряженными частицами. В рамках статистического подхода, опирающегося на описание плотности уровней в сверхтекучей модели ядра с феноменологическим учетом оболочечных и коллективных эффектов, проанализирована имеющаяся совокупность экспериментальных данных об энергетической зависимости делимости доактиноидных ядер. Показано, что новая экспериментальная информация о высотах барьеров деления требует уточнения параметров изоспиновой зависимости в существующих вариантах модели жидкой капли. Обсуждены направления дальнейших исследований, необходимых для выработки адекватного описания масс и энергий деформации ядер.

The main results are reviewed of the studies of the integrated and differential cross-sections of nuclear fission induced by light charged particles in the mass region $170 \leq A \leq 215$. The analysis of available experimental data on the energy dependence of the fissility of the pre-actinides is made within the framework of the statistical approach phenomenologically taking into account the influence of shell, superconductive and collective effects on the level density of excited nuclei. It is shown that new data on the magnitude of fission barriers are required for a more accurate definition of the isospin-dependent parameters of the existing droplet models. The directions of future research are discussed which are needed for the modern and adequate description of nuclear binding and deformation energies.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что основополагающие представления о вероятности деления были сформулированы Н. Бором и Дж. Уилером [1] вскоре после открытия самого явления, экспериментальное изучение и развитие методов теоретического описания этой характеристики остается одной из наиболее актуальных задач и в наши дни, спустя более 40 лет. По темпам развития современной науки и интенсивности исследований в данной области это очень большой срок, свидетельствующий о масштабах трудностей, с которыми сталкивалась и продолжает иметь дело физика деления ядер.

Важнейшую роль в процессе деления играет потенциальный барьер, удерживающий тяжелое ядро от энергетически выгодного развала на части. Им определяются многие характеристики ядер от устойчивости по отношению к спонтанному делению, которой формируются границы периодической системы элементов, до вероятности вынужденного деления, знание которой имеет большое практическое значение в связи с использованием процесса деления как источника ядерной энергии.

К описанию потенциального барьера и определяемой им вероятности деления ядер практика и смежные области ядерной физики предъявляют высокие требования, которым теория в настоящее время удовлетворить не может, хотя фундамент ее составляет капельная модель ядра, имеющая более чем полувековую историю. Поиски наиболее адекватного варианта данной модели интенсивно ведутся и в наши дни, так как отсутствие ясности в этом вопросе является одним из главных источников неопределенности теоретических предсказаний. Надежность экспериментальной информации о капельной составляющей барьера возрастает с уменьшением Z по мере увеличения ее вклада в потенциальную энергию деформации делящегося ядра. Это одна из причин, почему изучение деления доактиноидов, находящихся за пределами наиболее интересной для практики области ядер $Z \geq 90$, привлекает к себе значительное внимание и занимает важное место в формировании представлений о барьере деления.

Увеличение высоты барьера деления с переходом от актиноидов к доактиноидам играет двойную роль. С одной стороны, благодаря этому расширяется область энергий, в которой мал вклад эмиссионного деления с предварительным испусканием нейтронов, составляющего основную трудность при изучении деления высоковозбужденных тяжелых ядер. С другой — увеличение барьера экспоненциально уменьшает вероятность деления, что сильно затрудняет ее экспериментальное изучение. В частности, порог деления, легко устанавливаемый в случае актиноидов по участку резкого «излома» делимости, у доактиноидов из-за низкой вероятности деления оказывается достижимым лишь для небольшой группы ядер в ближайшей окрестности свинца. Основной способ определения высоты барьеров E_f для более легких ядер — анализ экспериментальных данных о делимости в надбарьерной области энергий с помощью статистического описания.

Хотя величина E_f является параметром, к которому статистическое описание весьма чувствительно, исследование изотопической зависимости $E_f(Z, N)$ с достаточной высокой точностью возможно лишь при корректном учете целого ряда факторов, оказывающих влияние на вероятность процесса деления. Среди них не только свойства и параметры потенциальной энергии при больших деформациях, т. е. в переходном состоянии (или, иначе, седловой точке) делящегося ядра, определяющие делительный канал реакции, но и те

же характеристики ядер в обычном, равновесном состоянии, которыми определяется нейтронный канал реакции, ответственный за главный конкурирующий процесс — эмиссию нейтронов.

Изучение доактиноидов интересно не только из-за предельно больших деформаций переходных состояний ядер, но и из-за редкого разнообразия свойств основных состояний. Область доактиноидов включает и островок наивысшей стабильности сферических ядер в окрестности дваждымагического ^{208}Pb , и широкую группу сильно деформированных ядер $Z \leq 76$. В результате этого процесс деления доактиноидных ядер является очень важным источником экспериментальных сведений о роли оболочечных и коллективных эффектов — актуальной проблеме статистического описания свойств сильно возбужденных ядер.

Исследованию вопросов, возникающих при изучении деления доактиноидных ядер, был посвящен цикл работ, выполненный при сотрудничестве Института ядерной физики АН КазССР и Физико-энергетического института в течение последних 10 лет. Он, с одной стороны, существенно обогатил экспериментальную информацию о делимости ядер и, с другой стороны, привел к разработке подхода к ее анализу, в котором на сегодняшний день наиболее полно учтены особенности образования составной системы и статистические свойства возбужденных ядер, определяющие различные каналы распада.

Настоящий обзор подводит итог данным исследованиям. В нем проанализирована вся имеющаяся экспериментальная информация об энергетической зависимости делимости доактиноидных ядер, которая получена в реакциях с легкими заряженными частицами $A \leq 4$ и электронами при энергиях налетающих частиц до 80 МэВ. При более высоких энергиях частиц и использовании более тяжелых ионов из-за усложнения механизмов реакций значительно возрастает неопределенность извлекаемой информации о барьерах деления и других характеристиках переходных состояний делящихся ядер.

1. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Согласно общим представлениям модели составного ядра соотношения для интегральных сечений деления можно записать в виде [2, 3]

$$\sigma_f(E_i) = \pi \lambda_i^2 \sum_J g_J T_J(E_i) \frac{\Gamma_f^J}{\Gamma_f^J + \sum_i \Gamma_i^J}, \quad (1)$$

где λ_i — длина волны налетающей частицы с энергией E_i ; $g_J = (2J + 1)/(2S_i + 1)(2I_0 + 1)$ — статистический множитель, определяемый спином частицы S_i , спином ядра-мишени I_0 и угловым моментом составного ядра J ; T_J — коэффициенты прилипания; Γ_f^J — делительная ширина при фиксированном значении J ; Γ_i^J —

ширины распада, конкурирующие с делением. В большинстве случаев удобнее анализировать не сечения деления, а делимость (вероятность деления), которая определяется соотношениями

$$P_f = \frac{\sigma_f(E_i)}{\sigma_c(E_i)} = \sum_J P_f^J \sigma_c^J(E_i) / \sigma_c(E_i), \quad (2)$$

где σ_c^J — сечение образования составного ядра при фиксированном значении углового момента и $\sigma_c = \sum_J \sigma_c^J$ — полное сечение образования составного ядра. Делимость значительно слабее зависит от характеристик налетающей частицы, чем сечение деления, и это свойство является весьма благоприятным для сопоставления экспериментальных данных, разнородных по способам возбуждения.

Число параметров, характеризующих различные ширины, значительно уменьшается в надбарьерной области, где применимо статистическое описание числа открытых каналов. Делимость в этом случае определяется конкуренцией двух доминирующих ширин: делительной и нейтронной. Зависимость ширин от энергии возбуждения и углового момента можно представить в виде [2, 3]

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_f^J(E) &= \frac{1}{2\pi\rho_c(E, J)} \int_0^{E-E_f} \rho_f(U, J) dU, \\ \Gamma_n^J(E) &= \frac{A^{2/3}}{\pi\chi\rho_c(E, J)} \int_0^{E-B_n} \rho_n(U, J) (E-B_n-U) dU, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где E_f — высота барьера деления; B_n — энергия связи нейтрона; $\chi = \hbar^2/2\mu r_0^2 \simeq 10$ МэВ; $\rho(U, J)$ — плотность уровней возбужденного ядра, а индексы s, f, n относятся к составному ядру, делительному и нейтронному каналам соответственно.

Как было показано О. Бором [4], в качестве делительных каналов следует рассматривать всевозможные переходные состояния делящегося ядра при деформациях, соответствующих вершине барьера деления. Ожидается, что последовательность таких состояний подобна наблюдаемым спектрам возбужденных состояний стабильных деформированных ядер. Состояния деформированных ядер наряду с полным угловым моментом можно характеризовать также проекцией K углового момента на ось симметрии ядра. Для переходных состояний делящихся ядер осью симметрии является направление разлета осколков, и плотность переходных состояний в рамках статистического подхода можно представить в виде

$$\rho_f(U, J) = \frac{\rho_f(U)}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{\parallel}} \sum_{K=-J}^J \exp\left\{-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2} - \frac{K^2}{2\sigma_{\Phi}^2}\right\}, \quad (4)$$

где $\rho_f(U)$ — полная плотность возбужденных состояний и $\sigma_{\perp}^2 = \mathcal{F}_J t / \hbar^2$ — параметры спиновой зависимости плотности уровней,

определяемые температурой возбужденного ядра t и перпендикулярным \mathcal{F}_\perp , параллельным \mathcal{F}_\parallel или эффективным $\mathcal{F}_{\text{эф}} = \mathcal{F}_\perp \mathcal{F}_\parallel / (\mathcal{F}_\perp - \mathcal{F}_\parallel)$ моментом инерции ядра соответственно.

Используя (4) и аналогичную формулу для плотности уровней нейтронного канала, получаем для отношения делительной и нейтронной ширины

$$\frac{\Gamma_f^J}{\Gamma_n^J} = \frac{\kappa}{2A^{2/3}} \gamma(J) \frac{\int_0^{E-E_f} \rho_f(U, 0) dU}{\int_0^{E-B_n} (E-B_n-U) \rho_n(U, 0) dU}. \quad (5)$$

Здесь все зависящие от углового момента факторы выделены в сомножитель

$$\gamma(J) = \frac{\sqrt{2\pi}K_0}{2J+1} \exp[\beta(J+1/2)^2] \operatorname{erf}\left(\frac{J+1/2}{\sqrt{2K_0}}\right), \quad (6)$$

$$K_0 = \sigma_{\text{эф}}^{(f)}, \quad \beta = \frac{1}{2}(\sigma_{\perp n}^{-2} - \sigma_{\perp f}^{-2}).$$

Следует заметить, что при выделении спиновых факторов в (5) параметры σ_i^2 выносятся из-под знака интеграла согласно теореме о среднем значении. Поэтому их аргументом является не максимальная энергия возбуждения ядра в соответствующем канале, а несколько меньшее значение. Однако в силу экспоненциальной зависимости подынтегральных функций от энергии возбуждения этими отличиями, как правило, пренебрегают.

Обычно для определения коэффициентов прилипания $T_J(E_i)$ и сечений образования составного ядра $\sigma_c(E_i)$ привлекается оптическая модель. Несколько упрощая описание распределений угловых моментов в составном ядре, можно использовать квазиклассическую оценку коэффициентов прилипания

$$T_J = \begin{cases} 1 & \text{для } J \leq J_{\text{макс}}; \\ 0 & \text{для } J > J_{\text{макс}}. \end{cases} \quad (7)$$

Максимальный угловой момент $J_{\text{макс}}$ в этом случае целесообразно определить на основе оптических расчетов

$$J_{\text{макс}}^2 = 2 \sum_J (2J+1) T_J J(J+1) / \sum_J (2J+1) T_J = 2 \langle J^2 \rangle_{\text{опт}}. \quad (8)$$

В квазиклассическом приближении в области энергий возбуждения, где пренебрежим вклад делений с предварительным испусканием нейтронов, делимость доактиноидных ядер можно описать соот-

ношениями:

$$\left. \begin{aligned} P_f(E) &= \frac{\Gamma_f^0}{\Gamma_n^0} \bar{\gamma}(J_{\text{макс}}), \\ \bar{\gamma}(J_{\text{макс}}) &= J_{\text{макс}}^{-2} \int_0^{J_{\text{макс}}} (2J+1) \gamma(J) dJ, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где Γ_f^0/Γ_n^0 — отношение ширин для нулевого углового момента.

Если энергия возбуждения составного ядра оказывается выше порога реакции (i, nf), то в измеряемые сечения деления наряду с исходным ядром A будет вносить вклад также деление ядра $A-1$, образующегося после испускания нейтрона. По мере дальнейшего увеличения энергии E вклад в наблюдаемую эмиссионную делимость будут вносить все более легкие изотопы начального составного ядра. Так как испускание заряженных частиц из-за кулоновского барьера является практически пренебрежимым, то результирующую делимость можно представить в виде

$$\begin{aligned} P_f^{\text{набл}}(A, E) &= P_f(A, E) + \\ &+ J_{\text{макс}}^{-2} \int_0^{J_{\text{макс}}} (2J+1) dJ \sum_{\nu=1}^{\nu_{\text{макс}}} \int_{E_f^{A-\nu}}^{E_{\nu}^{\text{макс}}} P_f^J(A-\nu, E_{\nu}) \times \\ &\times N(E_{\nu}) \prod_{k=0}^{\nu-1} [1 - P_f^J(A-k, E_k)] dE_{\nu}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $P_f(A_{\nu}, E_{\nu})$ — делимости, описываемые соотношениями (5) или (9); $N(E_{\nu})$ — распределение энергий возбуждения в остаточном ядре после испускания ν нейтронов; $E_{\nu}^{\text{макс}} = E - \sum_{k=1}^{\nu} B_n^{A-k+1}$. Если делимости $P_f(A_{\nu}, E_{\nu}) \ll 1$ во всем рассматриваемом диапазоне энергий, то наблюдаемая делимость приближенно равна сумме средних парциальных делимостей всех ядер эмиссионной цепочки изотопов

$$P_f^{\text{набл}}(A, E) \simeq \sum_{\nu=0}^{\nu_{\text{макс}}} P_f(A-\nu, E_{\nu}), \quad (11)$$

где все слагаемые определяются соотношением (9). Из (11) непосредственно следует полезное соотношение

$$P_f(A, E) = P_f^{\text{набл}}(A, E) - P_f^{\text{набл}}(A-1, E_1), \quad (12)$$

позволяющее из экспериментальных данных о делимости соседних изотопов извлекать делимость начального ядра в области энергий, где существен вклад эмиссионного деления.

Соотношения модели составного ядра для дифференциальных сечений деления можно написать по аналогии с (1)

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = \pi \lambda_i^2 \sum_J g_J T_J(E_i) \frac{\sum_{K|K| \leq J} \Gamma_f^{JK} W_{JK}(\vartheta)}{\Gamma_f^J + \sum_i \Gamma_i^J}, \quad (13)$$

где функция $W_{JK}(\vartheta)$ определяет угловое распределение осколков при фиксированном значении углового момента J и его проекции K на направление разлета осколков. Если воспользоваться квазиклассической аппроксимацией функций вращения [5], то функцию $W_{JK}(\vartheta)$ можно представить в виде

$$W_{JK}(\vartheta) = \begin{cases} \frac{2J+1}{4\pi^2} [(J+1/2)^2 \sin^2 \vartheta - K^2]^{-1/2} & \text{для } \sin \vartheta > \frac{K}{J+1/2}; \\ 0 & \text{для } \sin \vartheta < \frac{K}{J+1/2}. \end{cases} \quad (14)$$

Привлекая те же приближения, что при выводе (9), для углового распределения осколков, нормированного на интегральную делимость, получаем соотношение

$$W(\vartheta) = \frac{\sqrt{2\pi} K_0}{J_{\text{макс}}^2} \int_0^{J_{\text{макс}}} \exp \left\{ \left(\beta - \frac{\sin^2 \vartheta}{4K_0^2} \right) J^2 \right\} I_0 \left(\frac{J^2 \sin^2 \vartheta}{4K_0^2} \right) dJ^2, \quad (15)$$

где $I_0(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. Выражение (15) отличается от широко используемых соотношений Халперна — Струтинского [6] лишь более строгим учетом зависимости конкурирующих ширин распада ядра от углового момента.

При рассмотрении дифференциальных сечений деления обычно анализируется угловая анизотропия осколков $A = W(0^\circ)/W(90^\circ)$, соотношение для которой нетрудно получить из общей формулы (15) для углового распределения осколков. При небольших значениях максимального углового момента составного ядра ($J_{\text{макс}}^2 < 4K_0^2$) можно воспользоваться разложением в ряд подынтегральных функций (15) и получить простую оценку угловой анизотропии:

$$A \simeq 1 + \frac{J_{\text{макс}}^2}{8K_0^2} + \frac{J_{\text{макс}}^4 \beta}{48K_0^2} + \dots \quad (16)$$

Из этой формулы видно, что измерения угловой анизотропии деления позволяют получить информацию о параметре K_0^2 или непосредственно связанной с ним величине эффективного момента инерции переходных состояний делящихся ядер $\mathcal{F}_{\text{эф}} = \hbar^2 K_0^2 / t$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ

Особенности экспериментов при исследовании деления доактиноидных ядер. Первые систематические исследования вероятности деления доактиноидных ядер при интересующих нас энергиях возбуждения порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт были выполнены Файерхоллом, Енсенем и Нейзилем [7] радиохимической методикой — регистрацией и анализом активности осколков деления, возникавшей при облучении ядер-мишеней Au, Pb и Bi дейтронами и α -частицами. В этой работе были установлены две важнейшие особенности деления ядер вблизи свинца, отличающие их от деления актиноидов: сильная зависимость вероятности деления от энергии частиц и симметрия массового распределения осколков. Тем же методом для реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ была определена угловая анизотропия осколков [8]. В дальнейшем к экспериментальному изучению доактиноидов были применены полупроводниковые детекторы, с помощью которых удалось более детально измерить интегральные и дифференциальные сечения реакций (α, f) [9, 10] и (d, f) [11]. Однако низкая вероятность деления и большой фон рассеянных частиц не позволили продвинуться к порогу деления ближе 5—10 МэВ.

Решающим фактором, радикально изменившим возможности эксперимента, явилась разработка диэлектрических трековых детекторов осколков, практически нечувствительных к фону легких заряженных частиц. Результатами, полученными этой методикой, определяется современное состояние экспериментальной информации о вероятности деления доактиноидных ядер. Начало было положено превосходными работами [12—14], уровень которых во многих отношениях не превзойден и в наши дни. В них, в частности, было показано, что вблизи порога деления ядер в районе свинца сечение составляет 10^{-33} — 10^{-34} см², что требует высочайшей чистоты используемых в экспериментах мишеней: примесь во много раз более сильно делящихся актиноидов Th и U не должна быть больше $10^{-8}\%$.

Проведение исследований низкоэнергетического деления доактиноидов определяется не только чистотой мишеней, хотя это и важнейшее условие, но и факторами, характеризующими входной канал. Так как взаимодействию заряженной частицы (Z_i, A_i) с ядром (Z_t, A_t) препятствует кулоновский барьер

$$V_{\text{кул}}^i \approx \frac{Z_i Z_t}{A_i^{1/3} + A_t^{1/3}} \frac{e^2}{r_0}, \quad (17)$$

то при энергии частицы $E_i < V_{\text{кул}}^i$ сечение реакции, пропорциональное проникаемости барьера, экспоненциально падает. В результате этого благоприятной для исследований с заданной частицей оказывается лишь область энергии возбуждения составного ядра

$$E \gtrsim V_{\text{кул}}^i + Q_i,$$

где Q_i — энергия реакции. В табл. 1 приведены значения Q_i и $V_{\text{кул}}^i$,

Таблица 1. Энергия реакции Q и высота кулоновского барьера $V_{\text{кул}}$ для различных частиц

| Частица | Q , МэВ | | $V_{\text{кул}}^*$, МэВ | |
|-----------------|-------------------|-------------------|--------------------------|-------------------|
| | ^{210}Po | ^{186}Os | ^{210}Po | ^{186}Os |
| p | +5 | +6,5 | 14,4 | 13,4 |
| d | +10,3 | +12,1 | 13,9 | 13,0 |
| t | +8,4 | +11,5 | 26,7 | 24,9 |
| α | -5,4 | -2,8 | 26,3 | 24,5 |
| ^7Li | +5,1 | +7,5 | 37,4 | 34,8 |
| ^{12}C | -14,0 | -14,0 | 69,2 | 64,0 |

* Принято $r_0 = 1,2$ фм.

которые характеризуют реакции, ведущие к образованию ядер ^{210}Po и ^{186}Os при бомбардировке соответствующих ядер-мишеней различными ионами от ^1H до ^{12}C .

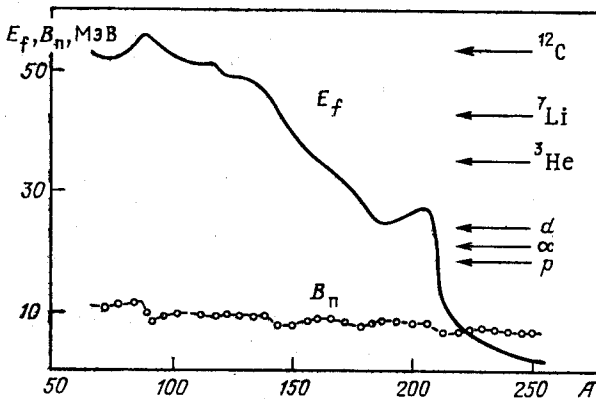


Рис. 1. Зависимость высоты барьера деления E_f и энергии связи нейтрона B_n от массового числа A для ядер вблизи долины наибольшей β -стабильности (18): стрелками показаны энергии возбуждения, ограничивающие снизу области наиболее благоприятного использования различных частиц для изучения процесса деления доактиноидных ядер (см. текст)

На рис. 1 приведена зависимость высоты барьера деления и энергии связи нейтрона от массового числа для составных ядер, соответствующих долине β -стабильности [15]:

$$A - 2Z = 0,4A^2 / (A + 200). \quad (18)$$

Видно, что в реакциях с $^3\text{He}^*$ и тяжелыми ионами область порога деления для широкой области ядер $A > 150$ практически оказывает

* В дальнейшем для ионов ^3He используется обозначение t .

ся недостижимой. Поэтому для изучения околопороговых энергий применяются главным образом протоны и α -частицы, поскольку в реакции (d, f) возникает дополнительный фон из-за развала дейтрона в кулоновском поле ядра и деления образующимися нейтронами примесей с высокой делимостью.

В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением сечений деления доактиноидных ядер в области энергий возбуждения $E < 80$ МэВ. Эта область, с одной стороны, практически свободна от вклада делений после прямых ядерных взаимодействий [16], и, с другой, эмиссионное деление в ней еще не становится источником значительной погрешности при определении высоты барьера E_f начального составного ядра. Чтобы уменьшить неопределенность результатов анализа, мы не будем также обсуждать реакции с тяжелыми ионами $A_i > 4$. Из соотношения (9) видно, что информация о величине E_f содержится в основном в отношении ширины Γ/Γ_n^0 для нулевого углового момента. Учет распределения угловых моментов в составном ядре, характеризующего множителем $\bar{\gamma} (J_{\max})$, является фактором, только усложняющим основную задачу (определение E_f). В реакциях с тяжелыми ионами влияние угловых моментов весьма существенно и все погрешности описания фактора $\bar{\gamma} (J_{\max})$ фактически переносятся в неопределенности извлекаемых высот барьеров деления E_f .

Прежде чем перейти к детальному обсуждению экспериментальных данных, следует уточнить определение верхней границы области рассматриваемых ядер. В соответствии с периодической системой элементов первым актиноидом является актиний, а радий — самым тяжелым доактиноидом. Однако по многим свойствам, важным для физики деления (форма потенциального барьера, равновесная деформация, нуклонный состав и др.), Ra оказывается подобным актиноидам. Напомним, что между Ra и Bi из-за нестабильности ядер нет мишеней, пригодных для исследования сечений деления. Мы воспользуемся этим естественным разрывом последовательности стабильных элементов и будем вести отсчет доактиноидных ядер-мишеней от Bi. Такое разделение оправдано также тем, что любая реакция с поглощением протона или более тяжелой заряженной частицы радием приводила бы к делению актиноидного ядра.

Характерные свойства сечений и угловой анизотропии деления. На рис. 2 представлена карта делящихся ядер, для которых экспериментально изучена энергетическая зависимость сечений деления $\sigma_f(E_i)$ [9—14, 17—25]. Для многих из отмеченных ядер наряду с интегральными сечениями измерена также угловая анизотропия деления. Более полные сведения об изученных реакциях представлены ниже совместно с результатами анализа экспериментальных данных. Сейчас мы только отметим, что для подавляющего большинства ядер сечения деления измерены в существенно надпороговой области энергий. Как будет показано ниже, информативность экспериментальных данных о параметрах статистического описания сечений,

в том числе высоте барьера E_f , оказывается тем выше, чем шире энергетический диапазон исследованных сечений. По этой причине мы, как правило, не будем рассматривать работы, в которых измерения проведены для единичных значений энергий.

Обсудим наиболее типичные примеры энергетической зависимости сечений деления и угловой анизотропии, наблюдаемых в реакциях с различными заряженными частицами. На рис. 3 показана

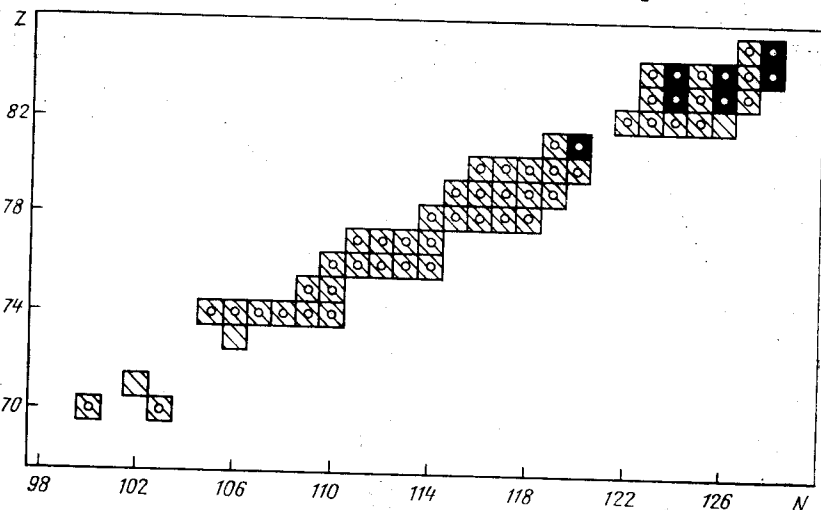


Рис. 2. Карта составных ядер, для которых вероятность деления как функция энергии возбуждения экспериментально изучена в реакциях с легкими заряженными частицами $A_i \leq 4$:

зачерненные клетки обозначают ядра, исследованные вплоть до порога деления; заштрихованные — ядра, исследованные в надпороговой области энергий; кружок посередине клетки — ядра, исследованные на алма-атинском циклотроне [20—25]

совокупность экспериментальных данных о сечениях реакций $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)$, $^{207}\text{Pb}(t, f)$ и $^{208}\text{Bi}(p, f)$, приводящих к делению одного и того же составного ядра ^{210}Po . В левой части рисунка сечения деления представлены в зависимости от энергии налетающих частиц E_i . Для α -частиц участок быстрого роста сечений сдвинут по отношению к сечениям деления протонами, и сдвиг соответствует разности энергий реакций $\Delta Q = Q_p - Q_\alpha \simeq 10,4$ МэВ (см. табл. 1). Для протонов и t -ионов аналогичная разность имеет обратный знак $\Delta Q \simeq -3,5$ МэВ, и в этом случае следовало бы ожидать соответствующего сдвига сечений деления в другую сторону по сравнению с α -частицами. На верхнем участке рассмотренной области энергий налетающих частиц ожидаемый сдвиг сечений наблюдается (рис. 3, а), но с уменьшением энергии частиц он исчезает. Причиной этого эффекта является влияние кулоновского барьера.

Для протонов весь исследуемый диапазон энергий E_p -расположен значительно выше $V_{\text{кул}}^p$ (см. табл. 1). Для t -ионов кулоновский

барьер оказывается в 2 раза большим, и его влияние приводит к уменьшению сечений образования составного ядра и связанных с ними сечений деления при энергиях частиц $E_{\tau} \leq 35$ МэВ. Влияние кулоновского барьера прослеживается более отчетливо, если для различных частиц сечения реакций представить в зависимости от энергий воз-

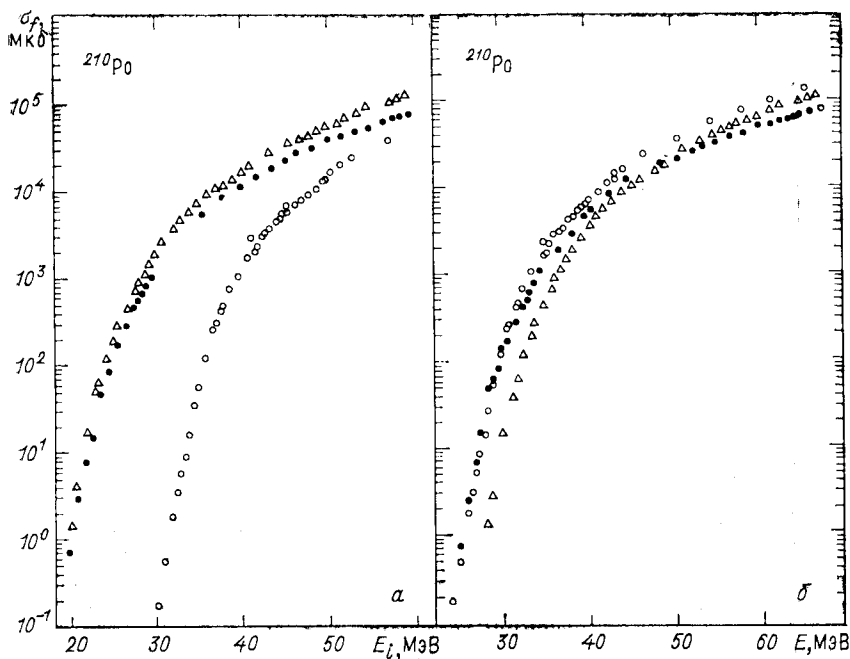


Рис. 3. Сечение деления σ_f ядра ^{210}Po как функции энергии бомбардирующих частиц E_i (а) и энергии возбуждения составного ядра E (б) в реакциях с протонами (● — [13, 22, 30]), τ -ионами (Δ — [23]) и α -частицами (○ — [13, 20, 30])

буждения составного ядра (рис. 3, б). Сечения реакций (α, f) и (p, f), на которых слабо сказывается кулоновский барьер, в данном представлении очень близки, тогда как сечения (τ, f)-реакции систематически отклоняются с уменьшением энергии, и на нижнем краю рассматриваемого диапазона энергий расхождение между ними достигает почти двух порядков.

На рис. 4 приведены данные об угловой анизотропии деления ядра ^{210}Po в тех же реакциях, сечения которых демонстрировались на рис. 3 [13, 22—25]. Различия в значении и энергетической зависимости угловой анизотропии для разных частиц качественно можно понять на основе соотношения (16). В первом приближении наблюдаемая угловая анизотропия деления определяется отношением вносимого в ядро углового момента $J_{\text{макс}}^2 = 2\langle J^2 \rangle$ и параметра K_0^2 , зависящего лишь от энергии возбуждения делящегося ядра. Для протонов значение $J_{\text{макс}}^2$, пропорциональное произведению энергии и массы напе-

тающей частицы, оказывается минимальным, и реакции (p, f) соответствует наименьшая анизотропия (рис. 4). В то же время для α -частиц и τ -ионов значительная разница в энергии реакции $\Delta Q \approx 14$ МэВ (табл. 1) приводит к тому, что при одинаковых энергиях возбуждения делящегося ядра τ -ионы имеют существенно более низкую кинетиче-

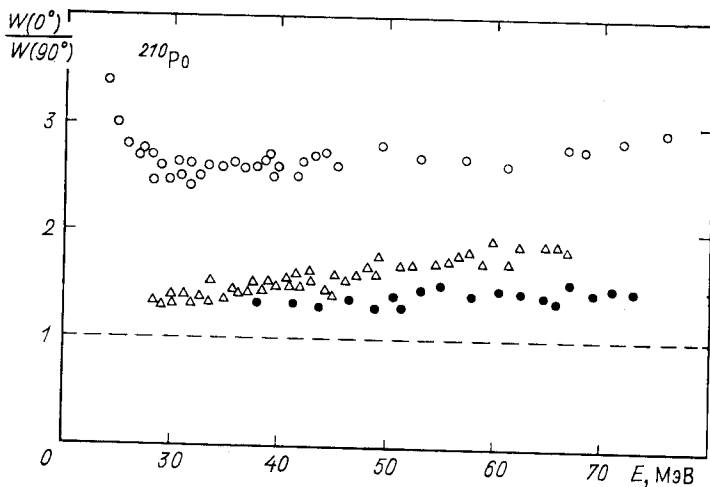


Рис. 4. Угловая анизотропия деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ как функция энергии возбуждения E ядра ^{210}Po в реакциях ^{209}Bi (p, f) (\bullet — [30]); ^{207}Pb (τ, f) (Δ — [24]); ^{209}Pb (α, f) (\circ — [21, 30, 51])

скую энергию и соответственно вносят в ядро меньший угловой момент $J_{\text{макс}}^2$. В результате, несмотря на значительное различие масс частиц, анизотропия реакции (τ, f) ненамного отличается от анизотропии реакции (p, f) .

На рис. 5 показана зависимость угловой анизотропии деления ядер $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ от параметра Z^2/A , который характеризует делимость ядер в модели жидкой капли [1, 15]. Наряду с данными для доактиноидных ядер на рис. 5 приведены также результаты измерений анизотропии в более тяжелых актиноидных ядрах ($Z^2/A > 34$) [8, 11, 26]. Из соотношения (16) видно, что изменения анизотропии при фиксированной энергии налетающих частиц отражают изменения параметра K_0^2 . Так как параметр K_0^2 определяется прежде всего эффективным моментом инерции $\mathcal{F}_{\text{эф}}$ делящихся ядер, то, исследуя анизотропию деления, можно непосредственно проследить зависимость $\mathcal{F}_{\text{эф}}$ от Z^2/A . В верхней части рис. 5 приведена зависимость от этого параметра для обратного эффективного момента инерции $\mathcal{F}_{\text{эф}}^{-1}$, которая предсказывается моделью жидкой капли [27]. Видно, что главная ее особенность — «излом» при $Z^2/A \approx 33 \div 34$ — отчетливо проявляется в наблюдаемом поведении анизотропии деления.

Таким образом, представленные на рис. 5 данные служат прямым подтверждением перехода от эллипсоидальных седловых конфигу-

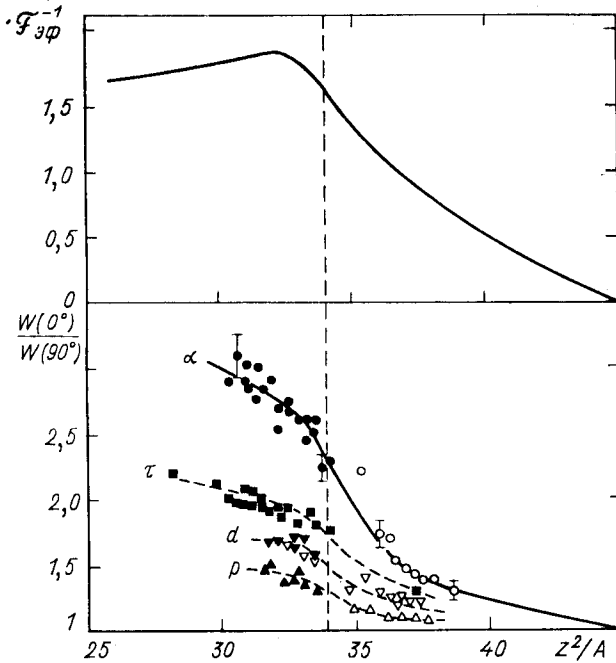


Рис. 5. Зависимость от параметра Z^2/A угловой анизотропии деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ (внизу) и обратного эффективного момента инерции $\mathcal{F}_{эф}^{-1}$, выраженного в единицах момента инерции равновеликой сферы [27]: экспериментальные данные: α -частицы $E_\alpha = 42$ МэВ (\bullet — [21], \circ — [26]); τ -ионы $E_\tau = 60$ МэВ (\blacksquare — [24]); дейтроны $E_d = 22$ МэВ (\blacktriangledown — [25], ∇ — [8, 11]); протоны $E_p = 28$ МэВ, Δ — [8] $E_p = 10$ МэВ); кривые проведены по точкам

раций делящихся актиноидных ядер к гантелеобразным седловым конфигурациям доактиноидных ядер, ожидаемого согласно капельной модели. С экспериментальной проверки этого предсказания начались исследования деления доактиноидных ядер на алма-атинском циклотроне [28].

На рис. 6 представлена зависимость от параметра Z^2/A сечений деления ядер при фиксированной энергии налетающих частиц. Рост сечений с увеличением этого параметра в целом отражает изменение высот барьеров, показанные на рис. 1. Однако обращает на себя внимание то, что для частиц высоких энергий (τ и α) зависимость $\lg \sigma_f$ от массового числа близка к линейной. В то же время для частиц более низких энергий (p и d) видны отступления от такой зависимости в окрестности ^{208}Pb (пунктир на рис. 6), отражающие влияние оболочечных эффектов в околomagических ядрах. Ниже мы обсудим проявление этих эффектов более детально.

Свойства входного канала и переход от сечений к делимости. Из проведенного выше обсуждения рис. 3 видно, что на значение и энер-

гетическую зависимость сечений деления значительное влияние оказывают свойства входного канала. Переход от сечений деления (1) к делимости (2) позволяет максимально ослабить это влияние.

При анализе делимости в большинстве работ обычно предполагалось, что сечение образования составного ядра σ_c совпадает с сечением реакции σ_R , предсказываемым оптической моделью. Однако проведенные в последние годы исследования неравновесных (некомпонированных) процессов показали, что в интересующем нас диапазоне энергий частиц отличия σ_c от σ_R могут быть достаточно большими. Для рассматриваемых нами частиц соответствующие сечения реакции

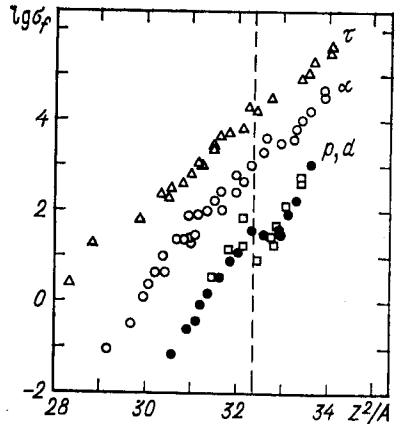


Рис. 6. Зависимость логарифма сечения деления $\lg \sigma_f$ [мкб] от параметра Z^2/A . Экспериментальные данные соответствуют максимальной энергии частиц на алма-атинском циклотроне:

τ — 60 МэВ [23]; α — 50 МэВ [20]; d — 25 МэВ [25]; p — 30 МэВ [22]; вертикальная пунктирная линия соответствует ядру ^{200}Pb

представлены на рис. 7. Точками обозначены значения σ_R и углового момента $[J_{\text{макс}}^R]^2$, полученные из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния частиц [29]. В средней части рис. 7 показаны сечения $\sigma_c = \sigma_R - \sigma_{nc}$, определенные на основе эмпирического анализа интегрального вклада неравновесных процессов $\sigma_{nc}(E_i)$ [30].

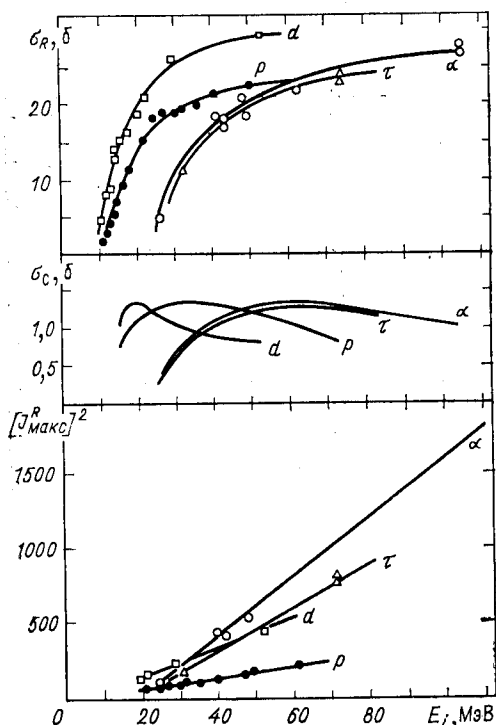
Энергетическая зависимость $J_{\text{макс}}^2(E_i)$, определяющая максимальный угловой момент составного ядра в квазиклассическом приближении, может быть представлена в виде

$$[J_{\text{макс}}^{(R)}]^2 = 2 \langle J^2 \rangle_{\text{опт}} = C_1 E_i - C_2. \quad (19)$$

Из аппроксимации результатов оптических расчетов $\langle J^2 \rangle$ в [30] получены следующие значения коэффициентов C_1 (в единицах МэВ⁻¹) и C_2 : 4,17 и 30 для протонов; 10,9 и 83 для дейтронов; 15,1 и 286 для τ -ионов; 20,3 и 398 для α -частиц.

Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ представлены на рис. 8—11. Для реакций (d, f) и (τ, f) , исследовавшихся систематически лишь в [24, 25], на рис. 9 и 10 показана вся совокупность имеющихся экспериментальных данных. В то же время для реакций (p, f) и (α, f) , исследовавшихся во многих работах, мы ограничились на рис. 8 и 11 наиболее характерными ядрами, для которых экспериментальные данные получены в широком диапазоне энергий налетающих частиц. На всех рисунках сплошными кривыми показано теоретическое описание наблюдаемых делимостей, которое обсуждается в следующих разделах обзора.

Зависимость делимости от углового момента. Сравнение делимости одних и тех же составных ядер при разных способах возбуждения представляет значительный интерес в связи с возможностью получить



информацию о влиянии на вероятность деления различий во входных каналах реакции, которые выражаются в двух факторах: σ_c/σ_R и $\bar{\gamma}(J_{\text{макс}})$. Остановимся сначала на роли последнего. При небольших значениях переданного ядру углового момента он может быть представлен в виде

$$\bar{\gamma}(J_{\text{макс}}) \simeq 1 + \left(\beta K_0^2 - \frac{1}{6} \right) \frac{J_{\text{макс}}^2}{2K_0^2} + \dots \quad (20)$$

Рис. 7. Зависимость сечений реакций σ_R , сечений образования составного ядра σ_c и квадрата максимального углового момента реакции $[J_{\text{макс}}^{(R)}]^2$ от энергии частиц E_i [30]. Точками показаны сечения реакции и угловые моменты, полученные на основе оптической модели

Если $\beta K_0^2 > 1/6$, $\bar{\gamma}(J_{\text{макс}})$ увеличивается с ростом углового момента и пропорционально ему увеличивается делимость ядра. Такое влияние углового момента на делимость является типичным для существенно надпороговых энергий возбуждения делящихся ядер, и соответствующие эффекты неоднократно демонстрировались в исследованиях с тяжелыми ионами [3].

На рис. 12 представлены экспериментальные данные о делимости ядер ^{210}Po и ^{186}Os в реакциях с протонами и α -частицами [30]. В области высоких энергий возбуждения делимость ядер α -частицами превышает делимость тех же ядер протонами, и этот эффект является частным случаем отмеченной выше общей тенденции. Однако при переходе к более низким энергиям для обоих ядер наблюдается «аномальная» зависимость делимости от массы частицы, противоположная традиционной высокоэнергетической зависимости. В [22] было показано, что подобное «аномальное» влияние передаваемого ядру углового момента наблюдается систематически для всех доакти-

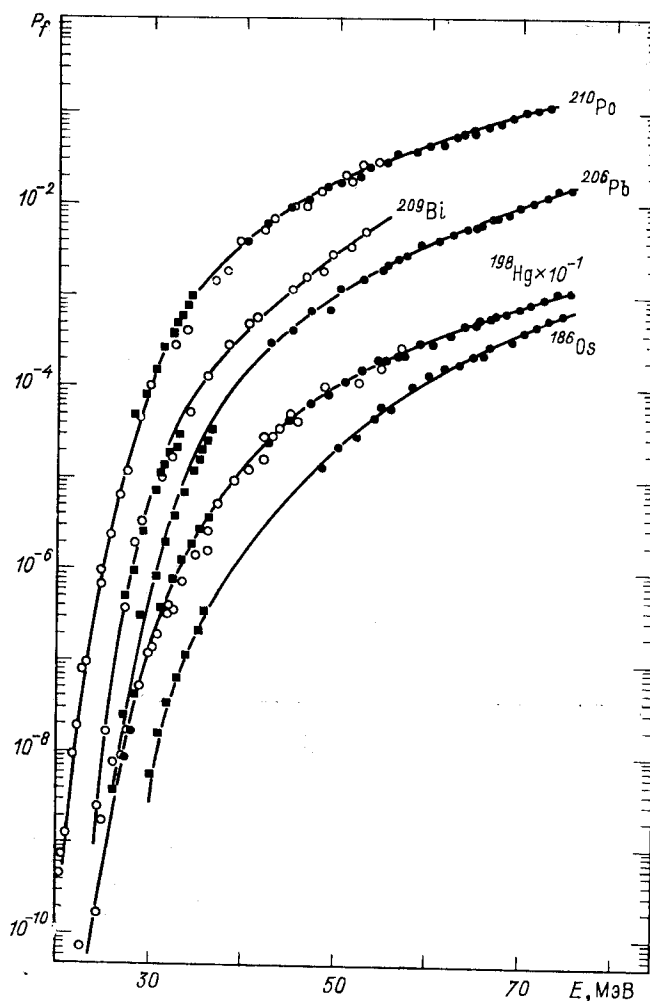


Рис. 8. Экспериментальные данные о делимости $P_f(E)$ в реакции (p, f) и их теоретическое описание [62]:
 ■ — [22], ● — [30], ○ — [13]

ноидных ядер, в которых измерения сечений (p, f) - и (α, f) -реакций удалось провести достаточно близко к порогу деления.

Отметим, что вследствие учета различий сечений $\sigma_c(E_i)$ и $\sigma_R(E_i)$ делимости протонами и α -частицами на околопороговом участке сблизилась по сравнению с предыдущим определением делимостей в [22], но anomalous возрастание делимости в (p, f) -реакции сохранилось [30]. Различие делимостей для обеих реакций лучше видно

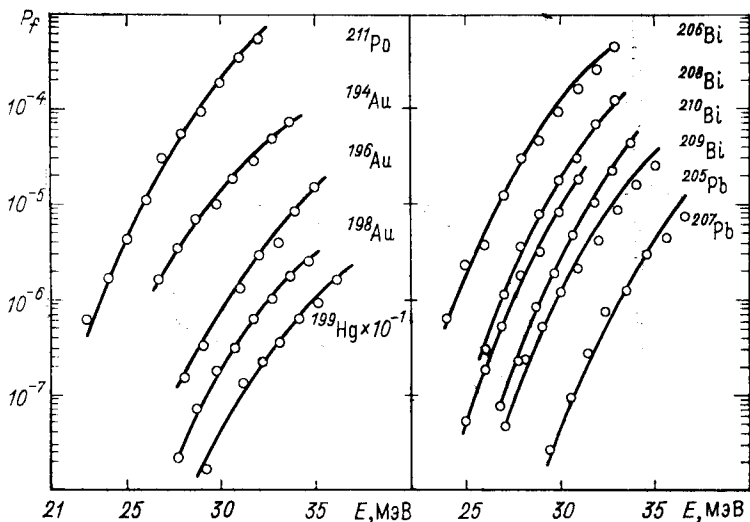


Рис. 9. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (d, f) и их теоретическое описание [62]:
 ○ — [25]

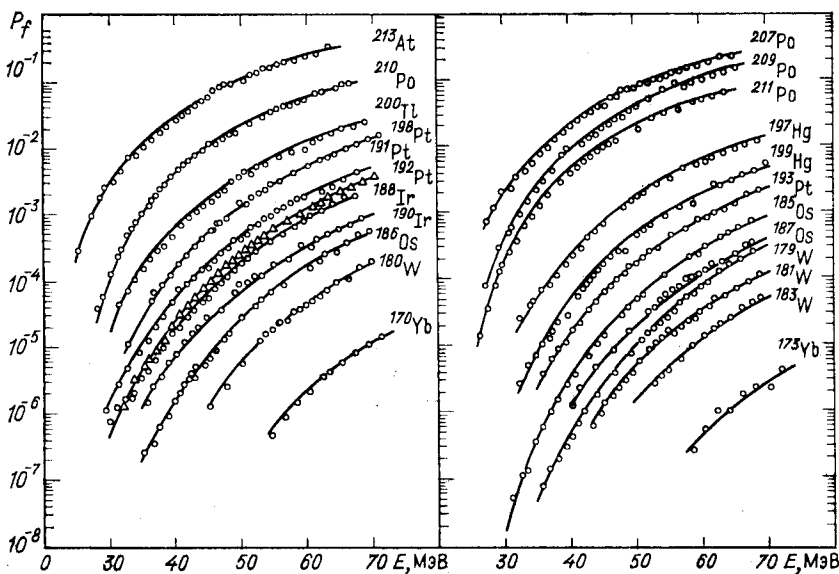


Рис. 10. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (tau, f) и их теоретическое описание [62]:
 ○, Δ — [23]

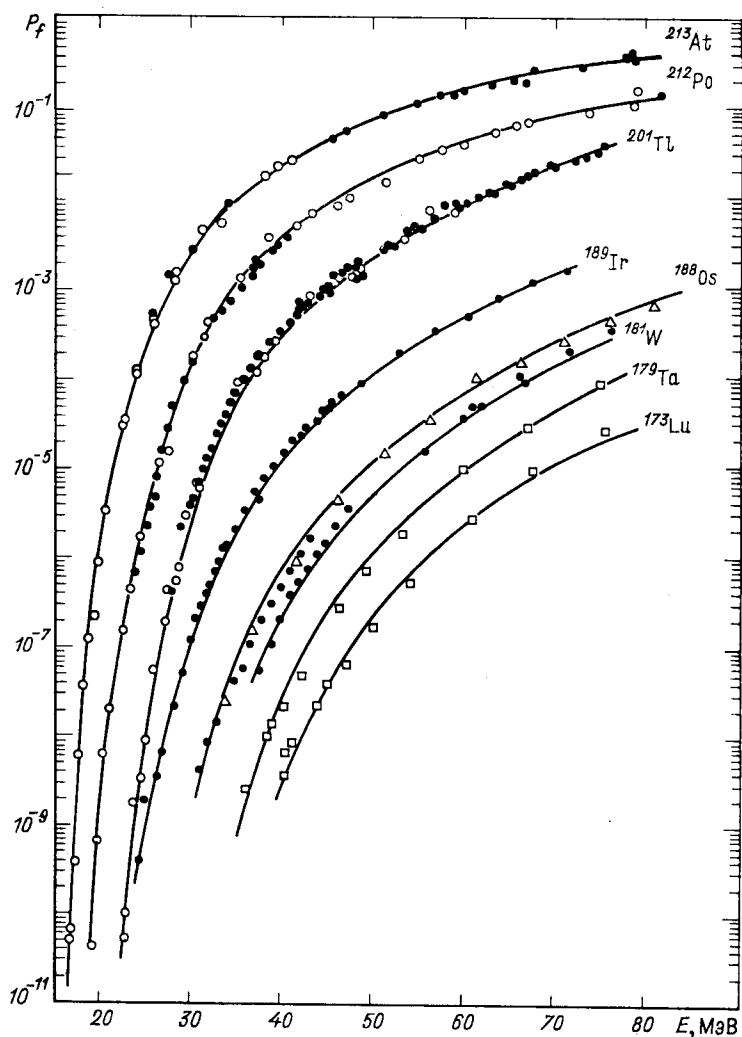


Рис. 14. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (α, f) и их теоретическое описание [62]:
 ● — [20, 30], ○ — [13], △ — [14], □ — [17]

на рис. 13,а, где показано для ядра ^{210}Po отношение $P_f^\alpha(E)/P_f^p(E)$. При построении этой зависимости в качестве $P_f^p(E)$ взята расчетная кривая на рис. 12, которая проходит практически по экспериментальным точкам.

Природу аномального влияния углового момента на делимость нетрудно понять из анализа сомножителя в соотношении (20), заклю-

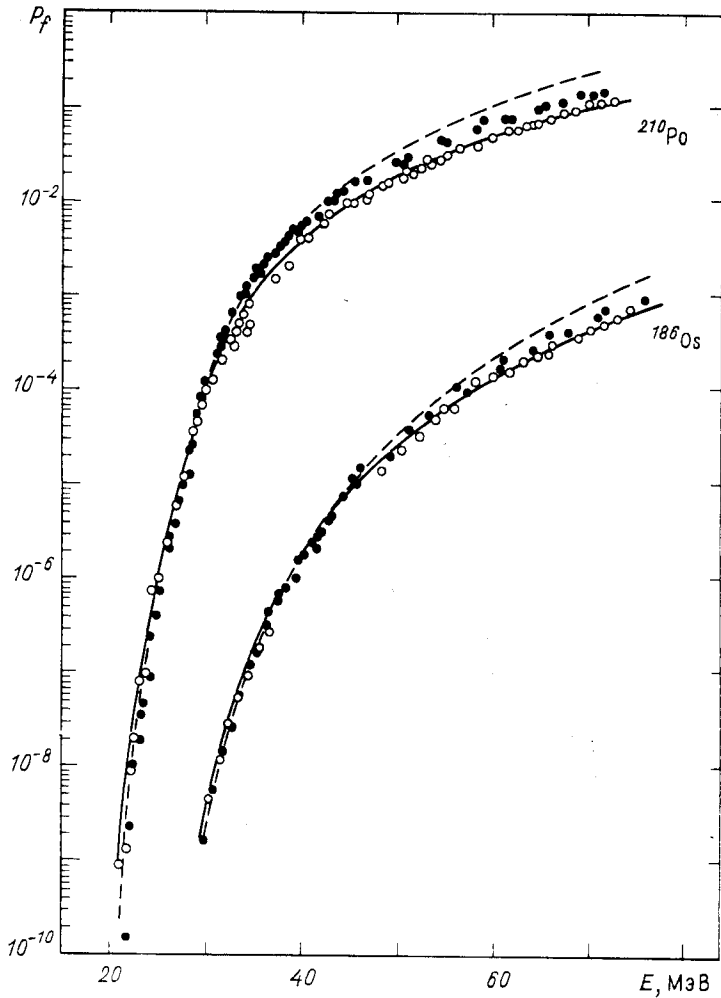


Рис. 12. Делимости $P_f(E)$ ядер ^{210}Po и ^{186}Os α -частицами (●) и протонами (○) [30]:

кривые — расчет с $J_{\text{макс}} = J_{\text{макс}}^{(R)}$; сплошные — протоны; пунктирные — α -частицы

ченного в скобки. По мере приближения к порогу деления из-за падения $\sigma_{\perp f}$ и особенно $\sigma_{\parallel f}$ [см. (6)] этот множитель изменяет знак, и с ростом углового момента фактор $\bar{\gamma}(J_{\text{макс}})$ начинает убывать. Количественное описание отношения делимостей

$$\frac{P_f^\alpha(E)}{P_f^p(E)} = \frac{\bar{\gamma}(J_{\text{макс}}^\alpha)}{\bar{\gamma}(J_{\text{макс}}^p)}, \quad (21)$$

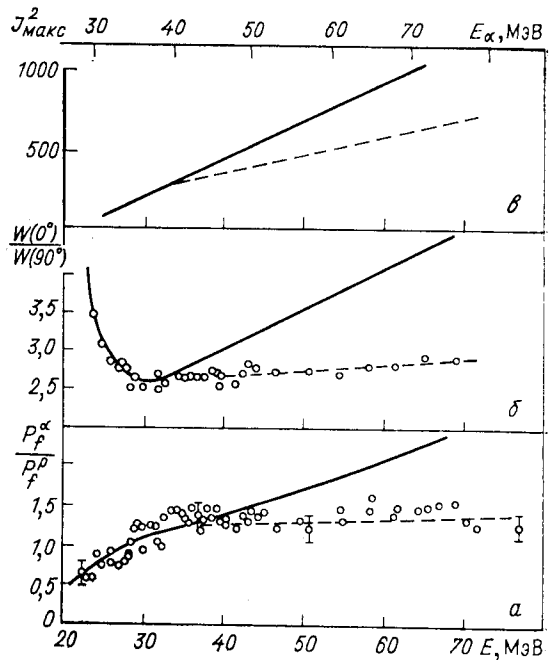
Рис. 13. Характеристики деления ядра ^{210}Po в реакциях (α, f) и (p, f) [30]:

a — отношение делимостей $P_f^\alpha(E)/P_f^p(E)$; b — угловая анизотропия деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ в реакции (α, f) ; ϵ — квадрат максимального углового момента $J_{\text{макс}}^2(E)$: сплошная — $[J_{\text{макс}}^{(R)}]^2$ (19); пунктир — $[J_{\text{макс}}^{(C)}]^2$ (22). Соответствующими кривыми на a и b показаны результаты расчета $P_f^\alpha(E)/P_f^p(E)$ и $W(0^\circ)/W(90^\circ)$

выполненное с приведенной выше параметризацией $J_{\text{макс}}$ (19), показано на рис. 13, a сплошной кривой. Благодаря учету данного эффекта удается устранить разногласия в определении порога реакций $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)$ и $^{209}\text{Bi}(p, f)$, достигавшие в первоначальных анализах $\sim 1,0$ МэВ [13, 19].

Получив объяснение наблюдаемого отношения делимостей (21) в околопороговой области, мы тем не менее сталкиваемся с трудностью одновременного количественного описания делимостей обеих реакций при больших возбуждениях. Хорошее описание делимости протонами достигается лишь при условии монотонно нарастающих с энергией расхождений между расчетом и экспериментом для делимости в реакции (α, f) . Эти расхождения видны на рис. 12, где сплошной кривой показаны результаты расчетов $P_f^p(E)$ и штрихпунктиром — $P_f^\alpha(E)$. Еще более наглядно расхождения проявляются в отношении $P_f^\alpha(E)/P_f^p(E)$, представленном на рис. 13, a . Расхождение расчетов с экспериментом можно, однако, устранить, если предположить, что, начиная с некоторых энергий $E_\alpha \gtrsim 40$ МэВ, образование составных ядер происходит при меньших угловых моментах $J_{\text{макс}}^{(C)}$, чем предсказывают расчеты по оптической модели (19). На обоснованность такого предположения указывает также анализ угловой анизотропии деления [31].

Результаты измерений угловой анизотропии осколков $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ в реакции $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)$ показаны на рис. 13, b , из которого видно, что расхождение расчетов с экспериментом для анизотропии и отношения делимостей происходит в одной и той же области энергий. Расхождения в обеих характеристиках устраняются, если при-



нять энергетическую зависимость $J_{\text{макс}}^{(c)}(E)$ в виде (рис. 13, в)

$$[J_{\text{макс}}^{(c)}]^2 = \begin{cases} [J_{\text{макс}}^{(R)}]^2 & \text{для } E_i \leq E_i^0; \\ [J_{\text{макс}}^{(R)}]^2 - C_3 (E_i - E_i^0) & \text{для } E_i > E_i^0, \end{cases} \quad (22)$$

где $J_{\text{макс}}^{(R)}$ определяется соотношением (19). Для α -частиц из совместного описания анизотропии и отношения P_f^{α}/P_f^{β} , показанного на рис. 13 пунктиром, получим значения параметров (22): $E_{\alpha}^0 = 40$ МэВ и $C_3 = 12,4$ МэВ⁻¹.

Возможны четыре характерные ситуации в распределениях сечения реакции и образования составного ядра $[\sigma_c^J \sim (2J + 1) T_J]$ по угловому моменту:

$$\begin{aligned} \text{а) } \sigma_c^J &= \sigma_R^J, & J_{\text{макс}}^{(c)} &= J_{\text{макс}}^{(R)}; \\ \text{б) } \sigma_c^J &< \sigma_R^J, & J_{\text{макс}}^{(c)} &= J_{\text{макс}}^{(R)}; \\ \text{в) } \sigma_c^J &= \sigma_R^J & \text{для } J &\leq J_{\text{макс}}^{(c)}, \\ & \sigma_c^J = 0 & \text{для } J_{\text{макс}}^{(c)} &< J < J_{\text{макс}}^{(R)}; \\ \text{г) } \sigma_c^J &< \sigma_R^J & \text{для } J &\leq J_{\text{макс}}^{(c)}, \\ & \sigma_c^J = 0 & \text{для } J_{\text{макс}}^{(c)} &< J < J_{\text{макс}}^{(R)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Экспериментально наблюдаемой ситуации для α -частиц соответствуют случаи: б) до $E_{\alpha} < E_{\alpha}^0$; г) когда $E_{\alpha} > E_{\alpha}^0$. Вклад сечения некомпондированных процессов в области $J_{\text{макс}}^{(c)} < J < J_{\text{макс}}^{(R)}$

$$\sigma'_{nc} = \sigma_R \{1 - [J_{\text{макс}}^{(c)}/J_{\text{макс}}^{(R)}]^2\}, \quad (24)$$

в суммарное сечение σ_{nc} с ростом $J_{\text{макс}}^{(R)}$ растет (в реакциях с тяжелыми ионами он становится преобладающим).

Как показывает анализ угловой анизотропии осколков деления реакции (p, f), отличия $J_{\text{макс}}^{(R)}$ от $J_{\text{макс}}^{(c)}$ имеют место и для протонов [32]. По-видимому, эффект, описываемый соотношением (22), является достаточно общим. При обсуждении сечений реакции (p, f) и (d, f) его, однако, можно не учитывать, так как для обеих налетающих частиц даже для $J_{\text{макс}}^{(c)} = J_{\text{макс}}^{(R)}$ отличие фактора $\bar{\gamma}(J_{\text{макс}})$ в соотношении (9) от единицы незначительно. Для реакции (τ, f) нами принята зависимость $J_{\text{макс}}(E_{\tau})$, подобная установленной для α -частиц с $E_{\tau}^0 = E_{\alpha}^0$ и $C_3 = 9,6$ МэВ⁻¹.

3. ВЕРОЯТНОСТЬ ДЕЛЕНИЯ И ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Оболочечные эффекты в плотности нейтронных резонансов и делимости ядер. Для вычисления плотности уровней в соотношениях статистической теории ядерных реакций (3) — (5) очень часто исполь-

зуются формулы модели ферми-газа [2, 3]:

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24 \sqrt{2} a^{1/4} (U-\delta)^{5/4} \sigma^3} \exp \left\{ 2 \sqrt{a(U-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (25)$$

$$\sigma^2 = \frac{6\bar{m}^2}{\pi^2} \sqrt{a(U-\delta)}.$$

Эти формулы достаточно просты и содержат только три параметра: параметр плотности уровней a , пропорциональный плотности одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, среднюю величину квадрата проекции одночастичного углового момента \bar{m}^2 и поправку δ на четно-нечетные различия плотности уровней ядер. Поправку δ обычно отождествляют с аналогичной поправкой к формуле масс, параметр \bar{m}^2 выбирают на основе квазиклассической оценки момента инерции возбужденных ядер $\bar{m}^2 \simeq \pi^2 \mathcal{F}_0 / 6a \simeq 0,24 A^{2/3}$, и в этом случае энергетическая зависимость плотности уровней ядра целиком определяется параметром a .

Наиболее прямую и надежную информацию о плотности уровней возбужденных ядер в настоящее время получают из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Анализ этих данных с помощью соотношений (25) показал, что зависимость параметра a от массового числа имеет глубокие провалы в области ядер с магическим числом нуклонов, которые указывают на значительную роль оболочечных эффектов в возбужденных ядрах [33, 34]. Для описания зависимости параметра a от нуклонного состава используются соотношения, основанные на корреляции с кратностью вырождения ближайших к поверхности Ферми подоболочек [33] или с оболочечной поправкой к формуле масс [34]. В любом из этих подходов параметр a не зависит от энергии возбуждения, и как следствие этого оболочечные эффекты в плотности уровней сохраняются при сколь угодно высоких энергиях возбуждения.

Более корректные методы вычисления плотности уровней ядер, основанные на строгом учете дискретного характера спектра уровней модели оболочек, показали, что оболочечные неоднородности в одночастичном спектре приводят к определенной энергетической зависимости параметра $a(U)$ [35]. С ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты в плотности уровней ослабевают, и при достаточно больших возбуждениях зависимость параметра a от массового числа стремится к квазиклассическому значению $\bar{a} \simeq \frac{A}{11} \text{ МэВ}^{-1}$. Эти важные особенности в поведении параметра плотности уровней можно обосновать в общем виде, опираясь на представления метода оболочечной поправки [36, 37].

Экспериментальные данные о параметре плотности уровней a , извлекаемые из анализа плотности нейтронных резонансов, представлены в верхней части рис. 14. В нижней части рисунка приведены экспериментальные значения оболочечных поправок к формуле

масс

$$\delta\mathcal{E}_0 = M_{\text{эксп}}(Z, A) - \tilde{M}(Z, A, \epsilon_0), \quad (26)$$

где $M_{\text{эксп}}$ — экспериментальное значение дефекта масс; \tilde{M} — его жидкокапельная компонента, вычисленная для равновесной деформации ядра ϵ_0 [15]. Хорошо выраженная корреляция оболочечной

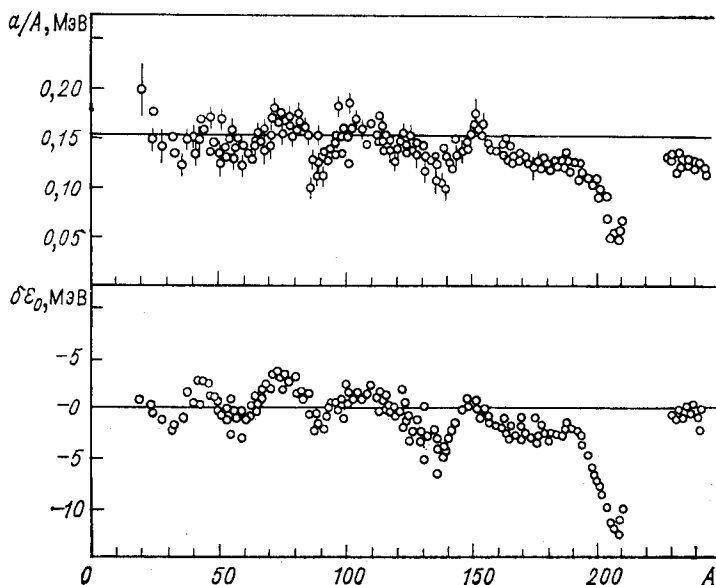


Рис. 14. Зависимость параметра плотности уровней $a(B_n)/A$ и оболочечной поправки к энергии для равновесной деформации ядра $\delta\mathcal{E}_0$ от массового числа A [38]

поправки с наблюдаемыми изменениями параметра a отражает тесную взаимосвязь этих величин.

Показанная на рис. 14 корреляция была использована [38] для построения феноменологического описания параметра плотности уровней $a(U)$ на основе соотношения (25) модели ферми-газа. При этом связь параметра a с оболочечной поправкой $\delta\mathcal{E}_0$ задавалась соотношением

$$a(U, Z, A) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta\mathcal{E}_0(Z, A) \frac{f(U)}{U} \right\}, \quad (27)$$

где $\tilde{a}(A)$ соответствует асимптотическому (капельному) пределу, практически достигаемому при $U \sim 50$ МэВ, а безразмерная функция $f(U)$ определяет поведение $a(U)$ при меньших энергиях. Вид функции

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U), \quad (28)$$

определяющей перестройку оболочек с энергией, отвечает простейшей аппроксимации результатов расчета термодинамических функций возбужденных ядер для реалистического спектра уровней оболочечного потенциала [38]. Параметры $\alpha = \tilde{a}/A \simeq 0,154 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\gamma = 0,054 \text{ МэВ}^{-1}$ в (27) и (28) были найдены из условия наилучшего описания экспериментальных данных a (B_n) соотношением (27).

Эффект перестройки оболочек с энергией проявляется очень отчетливо в экспериментальных значениях отношения Γ_f/Γ_n , извлеченных из сечений деления доактиноидных ядер. Уже в ранних работах было замечено, что при достаточно высоких энергиях возбуждения $\gtrsim 50 \text{ МэВ}$ наблюдаемые значения $\lg(\Gamma_f/\Gamma_n)$ для широкого круга ядер с хорошей точностью аппроксимируются линейной зависимостью от параметра капельной модели Z^2/A [39]. С уменьшением энергии возбуждения такая зависимость в целом сохраняется, но рассеяние экспериментальных точек значительно возрастает. Поскольку наиболее сильно выпадают из общей тенденции точки для ядер в области дважды магического ядра ^{208}Pb , эти отклонения естественно связать с проявлением оболочечных эффектов в нейтронном канале.

Влияние оболочечных эффектов на отношение Γ_f/Γ_n нетрудно проследить с помощью рассмотренной выше феноменологической систематики параметра плотности уровней [20]. С точностью до предэкспоненциального множителя соотношение (5) может быть записано в виде

$$\ln(\Gamma_f/\Gamma_n) \simeq 2\sqrt{a_f(E-E_f')} - 2\sqrt{a_n(E-B'_n)} = \Delta S, \quad (29)$$

где E_f' и B'_n — эффективные значения барьера деления и энергии связи нейтрона, содержащие поправки на четно-нечетные различия плотности уровней; a_f и a_n — параметры плотности уровней для делительного и нейтронного каналов. Если для описания энергетической зависимости параметра плотности уровней использовать формулу (27) и принять $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n = \tilde{a}$, то разность энтропий делительного и нейтронного каналов будет определяться соотношением

$$\Delta S = - \frac{E_f' - B'_n + f(U_n) \delta \mathcal{E}_n - f(U_f) \delta \mathcal{E}_f}{(\tilde{U}_n \tilde{a})^{1/2}}, \quad (30)$$

где $\delta \mathcal{E}_n$ и $\delta \mathcal{E}_f$ — оболочечные поправки соответственно для остаточного ядра с равновесной деформацией и сильнодеформированного делящегося ядра в переходном состоянии; \tilde{a} — асимптотическое значение параметра плотности уровней при высокой энергии возбуждения и $\tilde{U}_n = E - B'_n + f(U_n) \delta \mathcal{E}_n$. Если пренебречь оболочечной зависимостью параметра плотности уровней (т. е. положить $\delta \mathcal{E}_n = \delta \mathcal{E}_f = 0$), то при фиксированной энергии возбуждения в нейтронном канале отношение Γ_f/Γ_n должно зависеть только от разности $E_f' - B'_n$.

Изменения наблюдаемых величин Γ_f/Γ_n с нуклонным составом ядра для заданных значений U_n и \tilde{U}_n показаны на рис. 15. Экспери-

ментальные данные для $U_n = E - B'_n = 30$ МэВ, представленные на рис. 15, а, в среднем передают ожидаемую зависимость от $E'_f - B'_n$, но рассеяние точек очень велико, и они заполняют почти все поле рисунка. На рис. 15, б данные о Γ_f/Γ_n представлены в зависимости от величины $E'_f - B'_n + \delta\mathcal{E}_n$ при фиксированной энергии $\tilde{U}_n = 25$ МэВ.

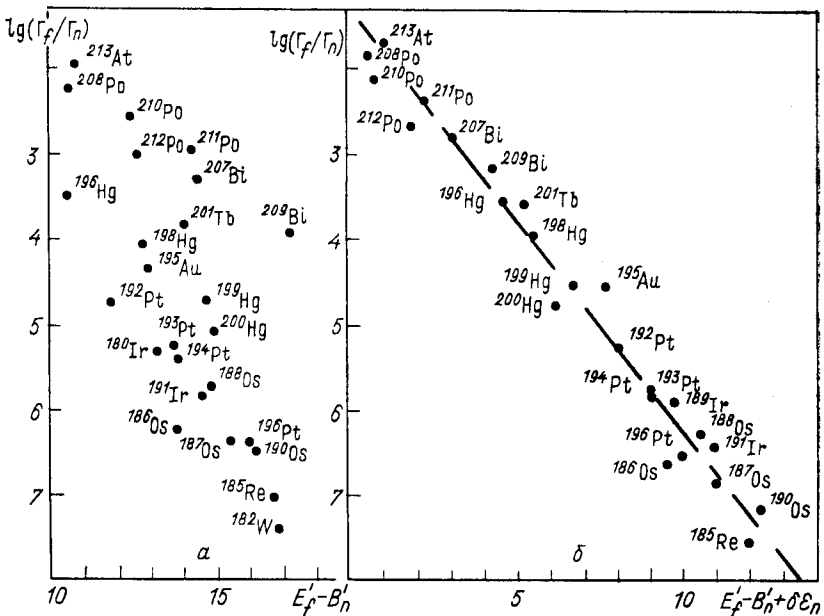


Рис. 15. Зависимость $\lg(\Gamma_f/\Gamma_n)$ от разности $E'_f - B'_n$ для $U_n = 30$ МэВ и от $E'_f - B'_n + \delta\mathcal{E}_n$ для $\tilde{U}_n = 25$ МэВ [20]

Можно видеть, что учет оболочечных эффектов в нейтронном канале приводит к выстраиванию точек в зависимость, близкую к линейной. Значение $\tilde{U}_n = 25$ МэВ для рассматриваемой совокупности ядер в среднем соответствует энергии $U_n = 30$ МэВ, для которой показаны данные на рис. 15, а.

Упорядочение хаотической картины (рис. 15, а) возникает на рис. 15, б благодаря выбору соответствующего параметра по оси абсцисс и фиксации по-новому определенной эффективной энергии возбуждения. Абсцисса на рис. 15, б несколько отличается от числителя соотношения (30), имеющего более сложный вид, однако это упрощение вполне оправдано тем, что в окрестности магических изотопов свинца $|\delta\mathcal{E}_n| \gg |\delta\mathcal{E}_f|$, а значение безразмерной функции $f(U_n)$ близко к единице. Если выразить E'_f и B'_n через аналогичные пара-

метры капельной модели \tilde{E}'_j и \tilde{B}'_n

$$\left. \begin{aligned} E'_j &= \tilde{E}'_j - \delta\mathcal{E}_0 + \delta\mathcal{E}_f, \\ B'_n &= \tilde{B}'_n - \delta\mathcal{E}_0 + \delta\mathcal{E}_n \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

и использовать явный вид функции $f(U)$, то ΔS можно записать как

$$\Delta S = -V \sqrt{\frac{\tilde{E}'_j - \tilde{B}'_n + \delta\mathcal{E}_f \exp(-\gamma U_f) - \delta\mathcal{E}_n \exp(-\gamma U_n)}{[E - \tilde{B}'_n + \delta\mathcal{E}_0 - \delta\mathcal{E}_n \exp(-\gamma U_n)]^{1/2}}}. \quad (32)$$

Отсюда видно, что при достаточно больших возбуждениях Γ_f/Γ_n определяется жидкокапельной разностью энтропий делительного и нейтронного каналов $\tilde{\Delta S} = -(\tilde{E}'_j - \tilde{B}'_n)/\tilde{t}$, т. е. ведет себя так, как если бы отсчет энергии возбуждения проводился от энергии основного состояния капельной модели.

Таким образом, наблюдаемое для доактиноидных ядер поведение отношения Γ_f/Γ_n , по сути дела, является прямой демонстрацией затухания оболочечных эффектов в возбужденных ядрах.

Согласованный учет оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов в плотности уровней ядер. Описание плотности уровней ядер моделью ферми-газа может быть оправдано лишь при энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона. В области более низких энергий в ядрах существенную роль играют парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа и когерентные коллективные эффекты, влияние которых не сводится к какому-либо простому переопределению параметра плотности уровней в соотношениях (25). Последовательное и взаимосогласованное описание всех таких эффектов можно получить лишь на основе микроскопических методов моделирования статических свойств возбужденных ядер [40, 41]. К сожалению, строгие микроскопические методы расчета плотности уровней оказываются весьма трудоемкими, и это сильно ограничивает возможности их практического применения при анализе экспериментальных данных. Поэтому актуальной является разработка описания плотности уровней, которое в необходимой мере учитывало бы основные представления о структуре высоковозбужденных состояний ядер и в то же время было достаточно простым и удобным для практических приложений. Такое описание было развито в [42].

При учете парных корреляций и когерентных эффектов коллективной природы соотношение для плотности уровней можно представить в виде

$$\rho(U, J) = \rho_{\text{кч}}(U, J) k_{\text{внбр}}(U) k_{\text{рот}}(U), \quad (33)$$

где $\rho_{\text{кч}}$ — плотность квазичастичных (неколлективизированных) возбуждений ядра; $k_{\text{внбр}}$ и $k_{\text{рот}}$ — коэффициенты увеличения плотно-

сти уровней за счет вибрационных и ротационных возбуждений соответственно.

В адиабатическом приближении [37] коэффициент $k_{\text{рот}}$ определяется формой ядра:

$$k_{\text{рот}}^{\text{адиаб}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер;} \\ \sigma_{\Delta}^2 & \text{для деформированных ядер.} \end{cases} \quad (34)$$

Данная оценка сделана в предположении зеркально- и аксиально-симметричной формы деформированных ядер. Такой формой обладают известные стабильные ядра в области редкоземельных элементов $150 \leq A \leq 190$ и актиноидов $A \geq 230$. По-видимому, эта симметрия формы у доактиноидных ядер сохраняется и в переходных состояниях на вершине барьера. Для неаксиальных форм, которые могут иметь на вершине барьера делящиеся актиноидные ядра, увеличение плотности уровней за счет ротационных возбуждений становится еще больше [37].

Коэффициент увеличения плотности за счет вибрационного возбуждения уровней в рамках микроскопического подхода [40, 41] определяется соотношением

$$k_{\text{вибр}} = \prod_{\lambda} \left[\frac{1 - \exp(-\omega_{\lambda}^0/t)}{1 - \exp(-\omega_{\lambda}/t)} \right]^{g_{\lambda}}, \quad (35)$$

где ω_{λ} — энергия вибрационных мод в возбужденном (нагретом) ядре; ω_{λ}^0 — соответствующие этим модам энергии квазичастичных возбуждений; g_{λ} — кратность вырождения коллективных мод. Наличие энергий квазичастичных возбуждений в соотношении (35) отражает неадиабатический характер рассматриваемого увеличения плотности уровней. При малом отличии ω_{λ} от ω_{λ}^0 соответствующий множитель соотношения (35) стремится к единице, поэтому основной вклад в $k_{\text{вибр}}$ вносят только когерентные коллективные возбуждения со значительной разностью $\omega_{\lambda} - \omega_{\lambda}^0$. Следует отметить, что в рамках микроскопического подхода на вибрационные и ротационные возбуждения накладываются определенные связи условия симметрии ядерного гамильтониана, в результате которых согласованные микроскопические расчеты $k_{\text{рот}}$ могут отличаться от адиабатической оценки (34).

Оценку $k_{\text{вибр}}$ легко сделать в случае достаточно нагретых ядер по формуле, полученной в рамках модели жидкой капли

$$k_{\text{вибр}} = \exp \left\{ 1,694 \left(\frac{\rho_0}{\hbar^2 \alpha_0} \right)^{2/3} R_0^2 t^{4/3} \right\}, \quad (36)$$

где α_0 — коэффициент поверхностного натяжения; ρ_0 — плотность ядерного вещества. Если в (36) подставить значение $\alpha_0 \simeq 1,2 \text{ МэВ/фм}^2$, соответствующие феноменологическим параметрам поверхностной энергии формулы масс [15], то для плотности уровней в области нейтронных резонансов получим $k_{\text{вибр}} \simeq 2 \div 4$. Такая оценка может оказаться несколько заниженной, так как капельная модель для

немагических ядер дает более высокие, чем наблюдаемые, энергии вибрационных возбуждений.

Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства ядер можно характеризовать величиной корреляционной функции Δ_0 , которая непосредственно определяет четно-нечетные различия масс ядер и величину щели $\sim 2\Delta_0$ в спектре квазичастичных возбуждений четно-четных ядер. С корреляционной функцией также связана критическая температура $t_{кр}$ фазового перехода из сверхпроводящего (сверхтекучего) состояния в нормальное

$$t_{кр} = 0,567\Delta_0. \quad (37)$$

Критической температуре соответствует энергия возбуждения

$$U_{кр} = 0,472a_{кр}\Delta_0^2 - n\Delta_0, \quad (38)$$

где $n = 0, 1$ и 2 для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Выше критической энергии плотность возбужденных состояний и другие термодинамические функции ядра можно описывать соотношениями модели ферми-газа, в которых необходимо использовать лишь эффективную энергию возбуждения

$$U^* = U - E_{конд}. \quad (39)$$

Здесь $E_{конд}$ — энергия конденсации, определяющая понижение основного состояния системы в результате корреляционных эффектов. В приближении непрерывного спектра она описывается соотношением

$$E_{конд} = 0,152a_{кр}\Delta_0^2 - n\Delta_0. \quad (40)$$

При учете оболочечных эффектов переопределение энергии (39) должно быть включено и в феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней

$$a(U, z, A) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta\epsilon_0(Z, A) \frac{f(U^*)}{U^*} \right\} & \text{для } U^* \geq U_{кр}; \\ a(U_{кр}, Z, A) & \text{для } U^* < U_{кр}. \end{cases} \quad (41)$$

Ниже точки фазового перехода (38) соотношения для термодинамических функций ядра имеют сложный вид, и мы их обсуждать не будем. Соотношения, удобные для практических расчетов, можно найти в [42, 43].

В рамках описанной выше модели число параметров, характеризующих возбужденное ядро, остается практически тем же, что и в модели ферми-газа. В [42] данный подход использовался для анализа экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. В качестве $\delta\epsilon_0$ были взяты экспериментальные значения оболочечных поправок [15], представленные на рис. 15, и корреляционная функция ядер принималась равной $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ МэВ. Минимизацией отклонений расчетных значений плотности уровней от экспериментальных было определено оптимальное значение параметра $\gamma =$

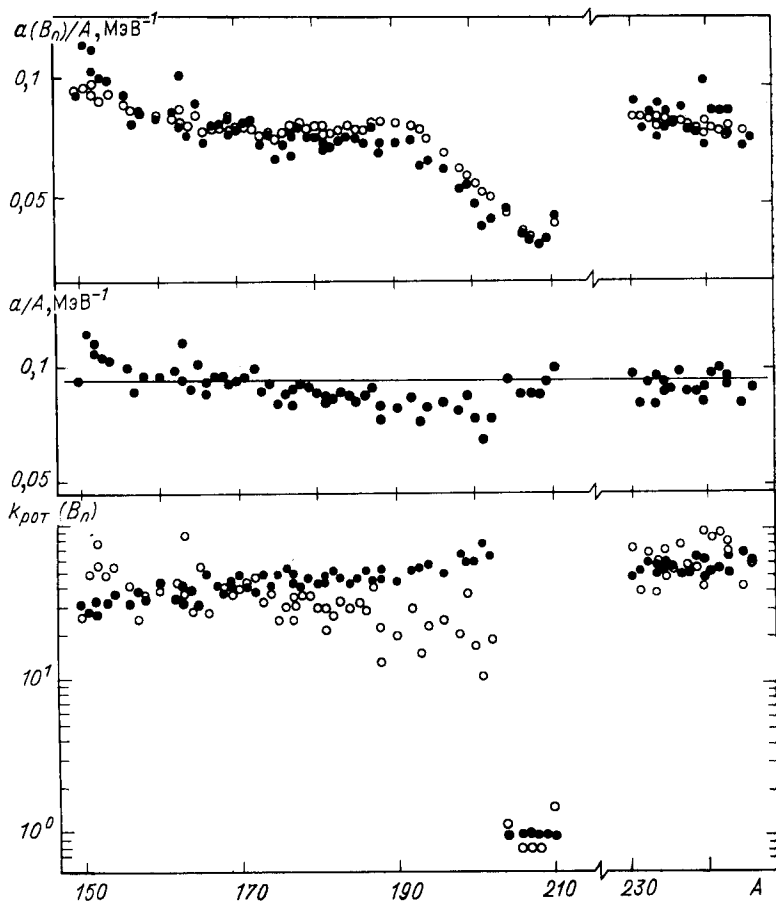


Рис. 16. Систематика параметра плотности уровней $a(B_n)$ (вверху) и асимптотических значений этого параметра \tilde{a} (в средней части), полученная из анализа плотности нейтронных резонансов (●) и на основе соотношений модели сверхтекучего ядра (○) [42, 57]. В нижней части рисунка показаны величины $k_{\text{рот}}(B_n)$, соответствующие экспериментальным значениям \tilde{a}/A (●) и значениям $\tilde{a}/A = 0,094 \text{ МэВ}^{-1}$ (○)

$= 0,064 \text{ МэВ}^{-1}$. Полученные при этом параметры плотности уровней $a(B_n)/A$, а также соответствующие асимптотические значения параметров \tilde{a}/A показаны на рис. 16.

Для области ядер $150 \leq A \leq 190$ и $A \geq 230$, у которых отчетливо выражены ротационные последовательности низколежащих уровней, а также для сферических ядер с $A \simeq 204 \div 210$, близких к дваждымагическому изотопу свинца, найденные величины парамет-

ра \tilde{a} группируются вблизи значения $\tilde{a}/A \simeq 0,094 \text{ МэВ}^{-1}$. Однако в области переходных ядер $190 \leq A \leq 200$ проявляются систематические отступления от ожидаемых асимптотических значений \tilde{a} . Для более выразительной демонстрации таких отступлений в нижней части рис. 16 показано сравнение адиабатической оценки $k_{\text{рот}}(B_n)$ со значениями этого параметра, которые потребовались бы для получения наблюдаемой плотности нейтронных резонансов в предположении $\tilde{a}/A = 0,094 \text{ МэВ}^{-1}$. В области переходных ядер требуемые значения коэффициента $k_{\text{рот}}$ в 2—3 раза меньше адиабатической оценки, но значительно выше жидкокапельной оценки коэффициентов $k_{\text{вibr}}$ (37). Таким образом, для переходных ядер полученное описание параметров плотности уровней следует применять с определенной осторожностью.

На первый взгляд может показаться, что построенная систематика параметров плотности уровней не сильно отличается от систематики плотности нейтронных резонансов, основанной на соотношениях модели ферми-газа (см. рис. 14). Но это не так: существенным различием данных систематик являются более низкие значения параметров плотности уровней, полученные при учете коллективных эффектов. Эти значения хорошо согласуются как с результатами теоретических расчетов параметров a , выполненных для схемы уровней потенциала Будса — Саксона [35], так и с экспериментальными данными, извлекаемыми из спектров неупругорассеянных нейтронов с энергиями до 7 МэВ [44]. Такое согласие данных представляется очень важным, так как испарительные спектры чувствительны именно к значению параметра плотности уровней, а не к абсолютному значению плотности уровней. В рамках традиционной модели ферми-газа, не учитывающей коллективных эффектов, невозможно объяснить расхождение значений параметра a , извлекаемых из резонансных данных и испарительных спектров [44].

В тесной связи с результатами анализа плотности нейтронных резонансов находится вопрос о различии асимптотических параметров плотности уровней в делительном и нейтронном каналах, весьма важный для практических приложений систематики $a(U, Z, A)$ к описанию делимости ядер.

Наличие градиента распределения плотности нуклонов в ядре приводит к появлению в плотности одночастичных состояний и энергии связи компонент, пропорциональных поверхности ядра. Величина этих компонент важна для корректного описания процессов, связанных с деформацией атомных ядер. Поверхностную компоненту энергии деформации можно определить достаточно надежно на основе полуэмпирической формулы масс. Информация о поверхностной составляющей плотности состояний значительно беднее. В общем случае зависимость асимптотического параметра плотности уровней от массового числа можно представить в виде

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} B_s, \quad (42)$$

где B_s — поверхность ядра в единицах равновеликой сферы. В приведенных выше соотношениях для \bar{a} принималось $\beta = 0$. Теоретические оценки коэффициентов α и β для различных одночастичных потенциалов представлены в табл. 2. Если в соответствии с оценкой плотности одночастичных уровней в прямоугольной яме принять значение

Таблица 2. Коэффициент зависимости асимптотического параметра плотности уровней от массового числа для различных потенциалов

| Одночастичный потенциал | α , МэВ ⁻¹ | β , МэВ ⁻¹ | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | Литература |
|--|------------------------------|-----------------------------|---------------------------|------------|
| Прямоугольная яма | 0,073 | -0,056 | 0,96 | [45] |
| Осциллятор | 0,105 | -0,091 | 0,95 | [20] |
| Потенциал Вудса—Саксона | 0,073 | 0,095 | 1,04 | [35] |
| Самосогласованный потенциал для сил Скимма | 0,055 | 0,063 | 1,04 | [46] |
| Квазиклассическая оценка влияния диффузного края | 0,069 | 0,215 | 1,10 | [47] |
| Анализ нейтронных резонансов | 0,073 | 0,115 | 1,05 | [42] |

коэффициента $\alpha = 0,073$ МэВ⁻¹, то из рассмотренного выше описания экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов (рис. 16) получим $\beta = 0,115$ МэВ⁻¹ [42].

Значительное различие деформаций ядра в равновесном и переходном состояниях должно проявляться в систематическом превышении отношения асимптотических параметров плотности уровней в делительном и нейтронном каналах \tilde{a}_f/\tilde{a}_n над единицей. Для седловых конфигураций доактиноидных ядер $B_s \simeq 2^{1/3}$. Отношение α_f/α_n , соответствующее такому увеличению поверхности ядра, приведено в последнем столбце табл. 2. Обращают на себя внимание достаточно большие различия коэффициентов α и β , а также отношений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n для различных форм потенциалов среднего поля. Эти различия являются одной из причин существенных количественных расхождений микроскопических расчетов плотности уровней, проводимых на базе одночастичных спектров модифицированного осцилляторного потенциала Нильссона и потенциала Вудса — Саксона [35, 48].

Влияние парных корреляций на угловую анизотропию низкоэнергетического деления доактиноидов. Характерной особенностью поведения приведенных выше термодинамических величин в модели сверхтекучего ядра является фазовый переход из сверхтекучего (сверхпроводящего) состояния в нормальное ферми-газовое. Однако в реальном ядре в отличие от сверхпроводников из-за малого числа частиц понятие фазового перехода не является строгим [49]. Количественно эта особенность ядерной системы проявляется в сглаживании теоретических кривых в окрестности критической точки, существенно не изменяя их ход слева и справа от нее. Для нейтронного канала

область энергий возбуждения ниже критической не проявляется в делимости доактиноидов, так как для них $E_f - B_n > U_{кр}$. В то же время в делительном канале участок энергий возбуждения $U < U_{кр}$ изучен достаточно подробно для ряда сферических ядер в окрестности свинца. Тем не менее даже в этих ядрах фазовый переход в энтропии или параметре $a_f(U)$ проследить не просто, так как в энергетической зависимости делимости они разыгрываются на фоне не менее сильных оболочечных и коллективных эффектов.

Другое дело дифференциальная характеристика делимости — угловая анизотропия осколков. В области доактиноидов, где $P_f(E) \ll \ll 1$, угловая анизотропия осколков, как уже отмечалось в разд. 1, практически нечувствительна к описанию отношения Γ_f/Γ_n^0 , а следовательно, к моделированию оболочечных и коллективных эффектов в нейтронном канале. Из анализа наблюдаемой угловой анизотропии с помощью соотношения (15) можно определить величину $K_0^2(U)$, а еще лучше эффективный момент инерции $\mathcal{F}_{эф} = \mathcal{F}_{\parallel}(1 - \mathcal{F}_{\parallel}/\mathcal{F}_{\perp})^{-1}$, который в доактиноидных ядрах вследствие неравенства $\mathcal{F}_{\parallel}/\mathcal{F}_{\perp} \ll 1$ близок к параллельному моменту инерции. Все указанные характеристики, особенно \mathcal{F}_{\parallel} , испытывают существенные изменения энергетической зависимости при переходе через критическую точку $U = U_{кр}$. Энергетическую зависимость параметра K_0^2 можно представить в виде соотношений [50]

$$\frac{K_0^2}{(K_0^2)_{кр}} = \begin{cases} U/U_{кр} & \text{для } U \leq U_{кр}; \\ 1,21 (U/U_{кр} - 0,32)^{1/2} & \text{для } U > U_{кр}, \end{cases} \quad (43)$$

удобно параметризованных для определения критических значений $U_{кр}$ и $(K_0^2)_{кр}$ при описании экспериментальных данных.

Наиболее подробные экспериментальные данные об угловой анизотропии низкоэнергетического деления доактиноидов, обсуждением которых мы и ограничимся в настоящей работе, получены для

Т а б л и ц а 3. Результаты анализа энергетической зависимости $K_0^2(U)$

| Делящееся ядро | E_f , МэВ | $U_{кр}$, МэВ | $(K_0^2)_{кр}$ | $t_{кр}$, МэВ | Δ_f , МэВ | Δ_f/Δ_0 |
|-------------------|-------------|----------------|----------------|----------------|------------------|---------------------|
| ^{212}Po | 19,8 | 7,6 | 27,9 | 0,52 | 0,90 | 1,10 |
| ^{211}Po | 20,5 | 8,1 | 30,2 | 0,56 | 0,99 | 1,20 |
| ^{210}Po | 21,3 | 8,6 | 27,4 | 0,55 | 0,97 | 1,17 |
| ^{209}Po | 20,2 | 8,6 | 29,2 | 0,55 | 0,97 | 1,18 |

изотопов $^{208,210-212}\text{Po}$ в реакции (α, f) [21, 51]. Их анализ на основе соотношений (15) и (43) был выполнен в работах [21, 50, 52]. Результаты последней работы [50] представлены в табл. 3, где, кроме приведенных значений E_f и найденных величин $U_{кр}$ и $(K_0^2)_{кр}$, даны также значения $t_{кр}$ и Δ_f , вычисленные согласно приведенным выше формулам. Величину Δ_f для аномально деформированного переходного

го состояния ядра интересно сравнить с аналогичной величиной $\Delta_0 = 12A^{-1/2}$ МэВ для равновесных деформаций ядер, и с этой целью в табл. 3 приводится отношение Δ_f/Δ_0 .

Вся совокупность экспериментальных данных по угловой анизотропии компактно представлена на рис. 17 в форме безразмерной зависимости $\mathcal{F}_{\text{эф}}/\mathcal{F}_{\text{эф}}^{\text{кр}}$ от $t/t_{\text{кр}}$. При ее построении использованы соотношения сверхтекучей модели и параметры из табл. 3. Хорошее согласие экспериментальных данных с теоретической кривой подтверждает справедливость описания статистических характеристик

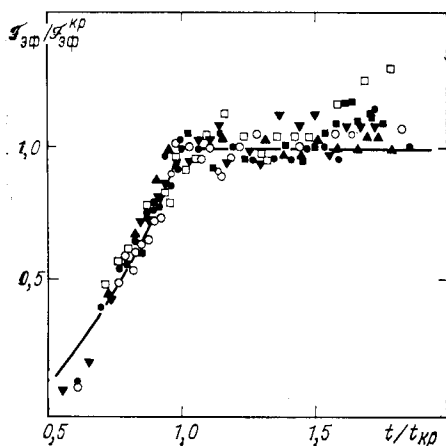


Рис. 17. Температурная зависимость эффективных моментов инерции ядер ^{208}Po (\blacktriangledown), ^{210}Po (\bullet , \circ), ^{212}Po (\blacksquare , \square), ^{212}Po (\blacktriangle) [50]:

точки — результаты обработки экспериментальных данных об угловой анизотропии деления (зачерненные — [21], светлые — [51]). Кривая — расчет по модели сверхтекучего ядра

деформации ядра, можно сделать очень важные качественные заключения о существенном различии в поведении делимости сферических и деформированных ядер. Это различие практически всецело связано с величиной и энергетической зависимостью $k_{\text{рот}}^n$ в нейтронном канале. Деление сферических ядер ($k_{\text{рот}}^n = 1$) по сравнению с деформированными ($k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2$) будет характеризоваться более высокой и быстро растущей делимостью. Этот эффект, кроме того, будет усилен оболочечными эффектами в поведении $\rho_{\text{кч}}^n(U)$, возникающими из-за меньших, чем у деформированных ядер, значений параметра $a_n(U)$ (см. рис. 16).

Вытекающая из этого рассмотрения разница между сферическими и деформированными ядрами отчетливо проявляется в экспериментальных данных. На рис. 18 представлены низкоэнергетические

возбужденных ядер соотношениями модели сверхтекучего ядра. Найденные при этом значения корреляционной функции Δ_f сильно деформированных переходных конфигураций лишь незначительно превышают корреляционные функции равновесных состояний ядер, что указывает на достаточно слабую зависимость характеристик парного взаимодействия сверхпроводящего типа от деформации ядер. Отметим, что в прошлом этот вопрос подвергался сомнению и был предметом продолжительной дискуссии [19, 21, 50—56].

Различия делимости сферических и деформированных ядер. Исходя из соотношения (34), предсказывающего резкую зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней от равновесной

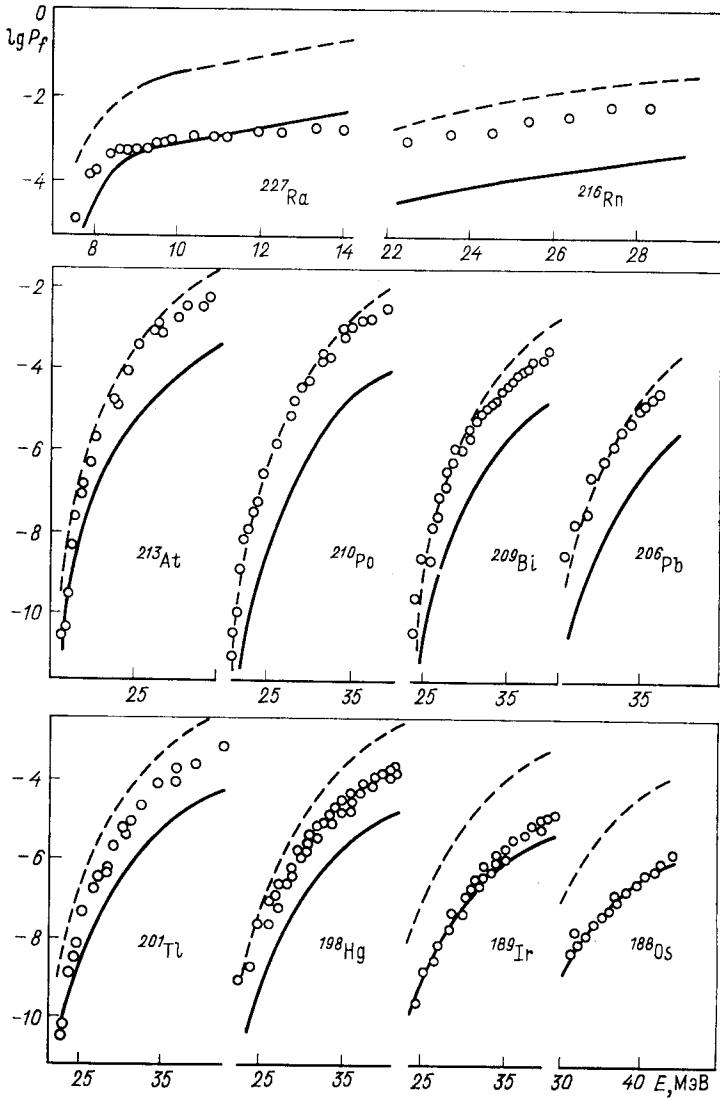


Рис. 18. Делимость $P_f(E)$ некоторых доактиноидных ядер при энергиях возбуждения, близких к порогу деления $E - E_f \leq 15$ МэВ [57]:

○ — экспериментальные значения, полученные в реакциях (α, f) — ^{212}At , ^{210}Po , ^{209}Bi , ^{207}Tl , ^{198}Hg , ^{189}Ir , ^{188}Os [13, 14, 20]; (p, f) — ^{209}Bi , ^{206}Pb , ^{198}Hg [13, 18, 22]; (n, f) — ^{227}Ra [56], $(^7\text{Li}, f)$ — ^{216}Rn [58]. Кривыми показаны результаты расчета: пунктирные — при $k_{\text{рот}}^n = 1$, сплошные — при $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp}^2$.

участки наблюдаемой делимости ряда доактиноидных ядер ($E - E_f \leq 15$ МэВ). Для каждого из ядер приведены по две расчетные кривые [57], одна из которых соответствует предположению $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2$ (нижняя), другая — $k_{\text{рот}}^n = 1$. Расчеты делимости $P_f(E)$ производились на основе описанных выше соотношений с барьерами деления E_f и оболочечными поправками в нейтронном канале $\delta\mathcal{E}_n$ Майерса и Святецкого [15]. Для делительного канала принимались $\delta\mathcal{E}_f = 0$, $\bar{a}_f = \bar{a}_n$ и $\Delta_f = 14/\sqrt{A}$ МэВ. Данное значение Δ_f следует из результатов рассмотренного выше анализа энергетической зависимости эффективных моментов инерции переходных конфигураций (табл. 3). Для расчета $\sigma_{\perp f}^2$ и K_0^2 использовались значения твердотельных моментов инерции делящихся ядер, найденные в рамках модели жидкой капли с $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 45$ [27]. В случае радия использовано значение $E_f = 8,3$ МэВ [56] и $k_{\text{рот}}^f = 2\sigma_{\perp f}^2$ в отличие от $k_{\text{рот}}^f = \sigma_{\perp f}^2$ для остальных, более легких доактиноидов. Фактор 2 учитывает дополнительное увеличение плотности уровней в делительном канале, обусловленное грушевидной асимметрией седловой конфигурации для преобладающего асимметричного способа деления $^{226}\text{Ra}(n, f)$.

В рассмотренном ниже анализе мы не учитывали разницу коэффициентов $k_{\text{вибр}}$ в делительном и нейтронном каналах. Это упрощающее предположение оправдывается тем, что для деформированных ядер $k_{\text{вибр}} \ll k_{\text{рот}}$ и согласно оценке (36) $k_{\text{вибр}}^f/k_{\text{вибр}}^n \leq 2$. Поэтому нет смысла на фоне неточностей в описании $k_{\text{рот}}(U)$ выделять небольшой в сравнении с ними эффект, связанный с $k_{\text{вибр}}^f \neq k_{\text{вибр}}^n$.

Рисунок 18 представляет собой яркую демонстрацию влияния коллективных эффектов на плотность уровней $\rho_n(U)$, проявляющегося в перемещении экспериментальных точек с верхней кривой для сферических ядер, наиболее близких к замкнутой оболочке $Z = 82$, $N = 126$ (^{206}Pb , ^{209}Bi , ^{210}Po , ^{213}At), на нижнюю при переходе к деформированным (^{188}Os , ^{189}Ir , ^{227}Ra), расположенным по обе стороны от области $A \simeq 208$. Ядро ^{198}Hg по своему поведению соответствует промежуточному случаю. Таким образом, наблюдаемое поведение делимости доактиноидных ядер подтверждает рассмотренную выше качественную картину ожидаемого проявления коллективных эффектов в плотности уровней и в целом согласуется с принятой при анализе плотности нейтронных резонансов классификацией ядер.

Для нескольких типичных сферических и деформированных ядер делимость $P_f(E)$ — экспериментальные данные и результаты расчета — представлена на рис. 19 в более широком диапазоне энергий. В случае сферических ядер делимость изучена вплоть до порога деления, положение которого определяется участком наиболее резкого уменьшения $P_f(E)$, обусловленного падением проникаемости барьера в подпороговой области. В такой ситуации определение E_f мало зависит от модели, которая используется для описания плотности уровней делительного и тем более нейтронного каналов. Это очень

благоприятное для анализа обстоятельство, существенно уменьшающее неопределенность извлекаемых параметров модели. Расчетным кривым для сферических ядер на рис. 19, подогнанным под экспериментальные данные в околопороговой области энергий, соответствуют

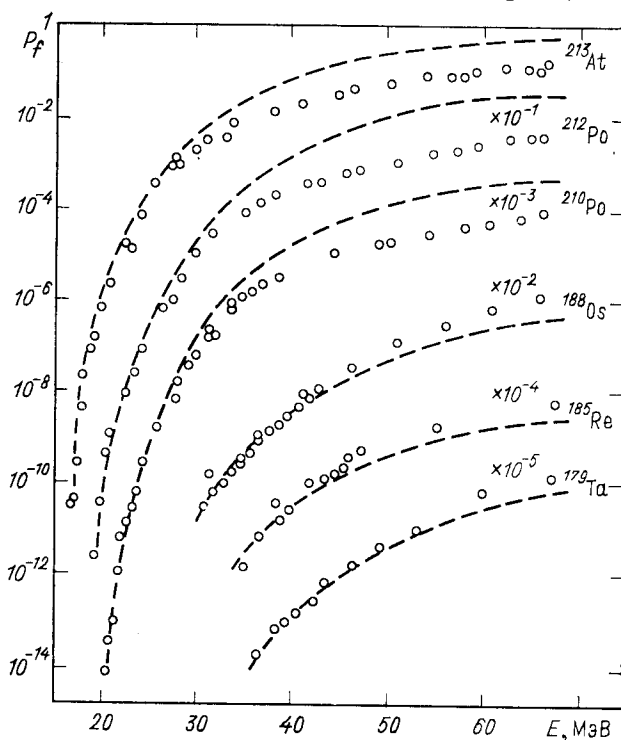


Рис. 19. Делимость некоторых сферических (^{213}At , ^{212}Po , ^{210}Po) и деформированных (^{188}Os , ^{185}Re , ^{179}Ta) ядер в широкой области энергий возбуждения [57]:

○ — данные [2, 3, 16], пунктирные кривые — расчет $P_f(E)$ для значений $k_{\text{рот}}$, соответствующих адиабатической оценке

значения E_f , которые отличаются от барьеров Майерса — Святецкого [15] не более чем на 0,3 МэВ.

Можно видеть, что при учете коэффициента ротационного увеличения плотности уровней $k_{\text{рот}}^j = \sigma_{\perp f}^2$ в делительном канале соотношения сверхтекучей модели ядра дают достаточно хорошее описание наблюдаемой делимости вплоть до энергии ≈ 10 МэВ над барьером, но при более высоких энергиях расчетная кривая для всех сферических ядер отклоняется вверх от экспериментальных точек. Этот эффект был уже виден и на рис. 18.

В случае деформированных ядер нет таких факторов, как оболочки в основном состоянии и отсутствие ротационных возбуждений, которые уменьшают конкурирующую нейтронную ширину и увеличи-

вают тем самым вероятность деления сферических ядер. Поэтому для деформированных ядер в непосредственной близости к порогу отсутствуют экспериментальные данные о сечении деления, которое, по-видимому, настолько мало, что его не удается измерить при существующей чувствительности методик. В этом случае определяемая величина E_f существенно сильнее зависит от модели, используемой при статистическом описании экспериментальных данных. На рис. 19 расчетные кривые для деформированных ядер подогнаны так, чтобы в предположении $k_{\text{рот}}^f = \sigma_{\perp f}^2$ и $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2$ достигалось описание участка $P_f(E)$ при наиболее низких энергиях. Обращает на себя внимание то, что при этом для деформированных ядер отклонения расчетных кривых от наблюдаемой зависимости, как и для сферических ядер, имеют систематический характер, но они существенно меньше и направлены в противоположную сторону.

Эмпирическое описание энергетической зависимости $k_{\text{рот}}$. Проведенный выше анализ показал, что непротиворечивой интерпретации низкоэнергетических участков наблюдаемой делимости удастся достичь только при включении в описание плотности уровней коллективных эффектов. Аналогичный вывод был сделан также в [59, 60], где использовался несколько иной подход к моделированию плотности уровней нейтронного и делительного каналов. Важно отметить, что в области более высоких энергий $E - E_f \geq 15$ МэВ в этих работах описать экспериментальный ход $P_f(E)$ не удалось. Расхождения носили такой же характер, как и представленные на рис. 19.

Естественно предположить, что ответственность за увеличивающиеся с энергией расхождения расчета с экспериментом несет неточность адиабатического описания энергетической зависимости $k_{\text{рот}}(U)$. Это предположение легло в основу излагаемого ниже подхода к восстановлению этой зависимости из экспериментальных данных [57].

В общем случае удобную для практических расчетов температурную зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней можно представить в виде

$$k_{\text{рот}}(t) = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер;} \\ k_{\text{рот}}^{\text{адиаб}}(t) q(t) & \text{для деформированных ядер,} \end{cases} \quad (44)$$

где $q(t)$ — функция, характеризующая отличие $k_{\text{рот}}(t)$ от адиабатической оценки. Из условий применимости адиабатического приближения следует лишь оценка поведения $q(t)$ при сравнительно низких возбуждениях ядра: $q(t) \rightarrow 1$ при $t \rightarrow 0$. В то же время из-за смешивания коллективных и квазичастичных степеней свободы в высоко-возбужденном ядре следует ожидать $k_{\text{рот}} \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \infty$. В области промежуточных энергий возбуждения мы использовали функцию $q(t)$, восстановленную непосредственно из экспериментальных данных, поскольку теоретическая информация об энергетической зависимости $k_{\text{рот}}$ получена пока лишь для сильно упрощенной модели [61].

Функцию $q(t)$ можно найти из анализа экспериментальной делимости сферических ядер, если задать характеристики делительного канала: высоту барьеров деления E_f , оболочечную поправку ядра в переходном состоянии $\delta\mathcal{E}_f$ и асимптотическое значение параметра плотности уровней \tilde{a}_f [57]. Для сферических ядер в окрестности свинца сечения деления измерены вплоть до порога, положение которого надежно фиксируется участком резкого подбарьерного уменьшения делимости, и это, как уже отмечалось, обеспечивает определение E_f , практически независимое от модели плотности уровней. Благоприятным для анализа является также наличие экспериментальных данных для цепочки соседних изотопов ^{210}Po , ^{211}Po и ^{212}Po [13, 20], что позволяет выделить делимость исходного ядра, описываемую соотношением (12), из наблюдаемой суммарной делимости ядер, образовавшихся при каскадном испускании нейтронов. Такая же экспериментальная информация имеется для цепочки изотопов ^{186}Os , ^{187}Os , ^{188}Os [14, 20]. Она представляет ценность для проверки согласованности описания сферических и деформированных ядер, отличия которых по нейтронному каналу согласно (44) весьма значительны.

При анализе отклонений $k_{\text{рот}}(t)$ от адиабатической оценки в области высоких энергий удобнее вместо $q(t)$ использовать функцию

$$q_1(t) = \frac{k_{\text{рот}}(t) - 1}{k_{\text{рот}}^{\text{адиаб}}(t) - 1} = \frac{q(t)\sigma_{\perp}^2(t) - 1}{\sigma_{\perp}^2(t) - 1}, \quad (45)$$

обладающую при больших температурах асимптотикой: $q_1(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Температурная зависимость функции $q_1(t)$ была определена в [30] из условий наилучшего теоретического описания наблюдаемой делимости изотопов полония при различных предположениях о величине оболочечной поправки $\delta\mathcal{E}_f$ и отношений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n . Результаты, представленные на рис. 20, а, соответствуют предположению $\delta\mathcal{E}_f = 0$, которое обычно привлекается при анализе делимости доактиноидных ядер. Оно мотивируется малым вкладом оболочечной составляющей в потенциальную энергию ядра при больших деформациях в переходном состоянии, близких к своему пределу — конфигурации разделения. Если точность такого предположения оценить ± 1 МэВ, то значения $\delta\mathcal{E}_f = \pm 1$ МэВ приведут к вариациям

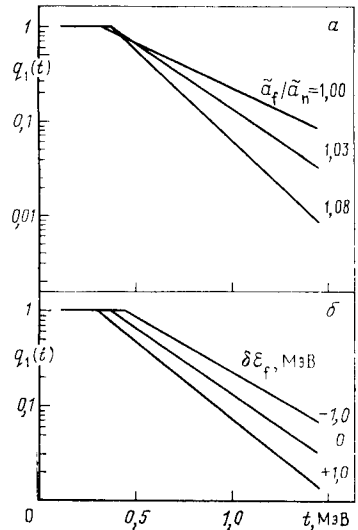


Рис. 20. Зависимость функции $q_1(t)$ при различных предположениях о параметрах \tilde{a}_f/\tilde{a}_n (а) и $\delta\mathcal{E}_f$ (б) [30]

функции $q_1(t)$, которые показаны на рис. 20, б. Относительная разница между кривыми увеличивается с температурой.

Рассмотренные вариации параметров \tilde{a}_f/\tilde{a}_n и $\delta\mathcal{E}_f$ влияют лишь на значение и скорость изменения функции $q_1(t)$, но не меняют характера ее в целом. При анализе экспериментальных данных, результаты которого обсуждаются в следующем разделе, использовалась функция

$$q_1(t) = \begin{cases} 1 & \text{для } t \leq 0,354; \\ 3 \exp(-3,1t) & \text{для } t > 0,354, \end{cases} \quad (46)$$

которая получена при описании делимости ядра ^{212}Po в предположении $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,03$ и $\delta\mathcal{E}_f = 0$. Значение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,03$ получено из соотношения (42) при $\alpha = 0,073$, $\beta = 0,115 \text{ МэВ}^{-1}$.

Если данная выше интерпретация функции $q(t)$ верна, то она должна обладать универсальностью, т. е. распространение ее на другие ядра, а также на нейтронный канал деформированных ядер должно обеспечить описание наблюдаемой делимости во всем диапазоне энергий [57]. Напомним, что без учета установленной зависимости $q(t)$, т. е. для $k_{\text{рот}} = \sigma_1^2$, существовало расхождение расчета с экспериментом, имевшее разный знак для сферических и деформированных ядер (см. рис. 19). Этот факт можно интерпретировать как прямое следствие убывания с энергией функции $q(U)$, так как в соответствии с определением последней должно иметь место соотношение

$$\frac{P_f(A, E)}{P_f^{\text{адиаб}}(A, E)} = \begin{cases} q(E - E_f) < 1 & \text{для сферических ядер;} \\ \frac{q(E - E_f)}{q(E - B_n)} > 1 & \text{для деформированных ядер,} \end{cases} \quad (47)$$

где $P_f(A, E)$ — наблюдаемая делимость ядра A с энергией возбуждения E ; $P_f^{\text{адиаб}}(A, E)$ — та же величина, рассчитанная для адиабатической оценки $k_{\text{рот}}(U)$. Предположение об «универсальности» функции $q(t)$ является одной из основных посылок анализа делимости, результаты которого обсуждаются в данном обзоре.

На рис. 21 приведены примеры описания наблюдаемой делимости и ее первого «шанса» делимости (делимости исходного ядра) для ^{211}Po , ^{212}Po , ^{187}Os , ^{188}Os . Для второй пары ядер отношение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n составляет 1,06—1,08, и в этой связи подчеркнем, что попытки сохранить значение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , принятое при описании делимости ^{211}Po и ^{212}Po , приводят к заметным расхождениям с опытом, которые нельзя устранить подбором E_f . Увеличение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n при переходе от Po к Os, по-видимому, обусловлено ростом поверхности ядра в переходных конфигурациях более легких доактиноидов, и качественно подобранная зависимость, как будет показано ниже, подтверждается результатами анализа делимости всей совокупности ядер.

Выше было показано, что неопределенности наших представлений о параметрах \tilde{a}_f/\tilde{a}_n и $\delta\mathcal{E}_f$ сильно влияют на поведение функции $q(t)$, главным образом на скорость убывания с увеличением t . Для основ-

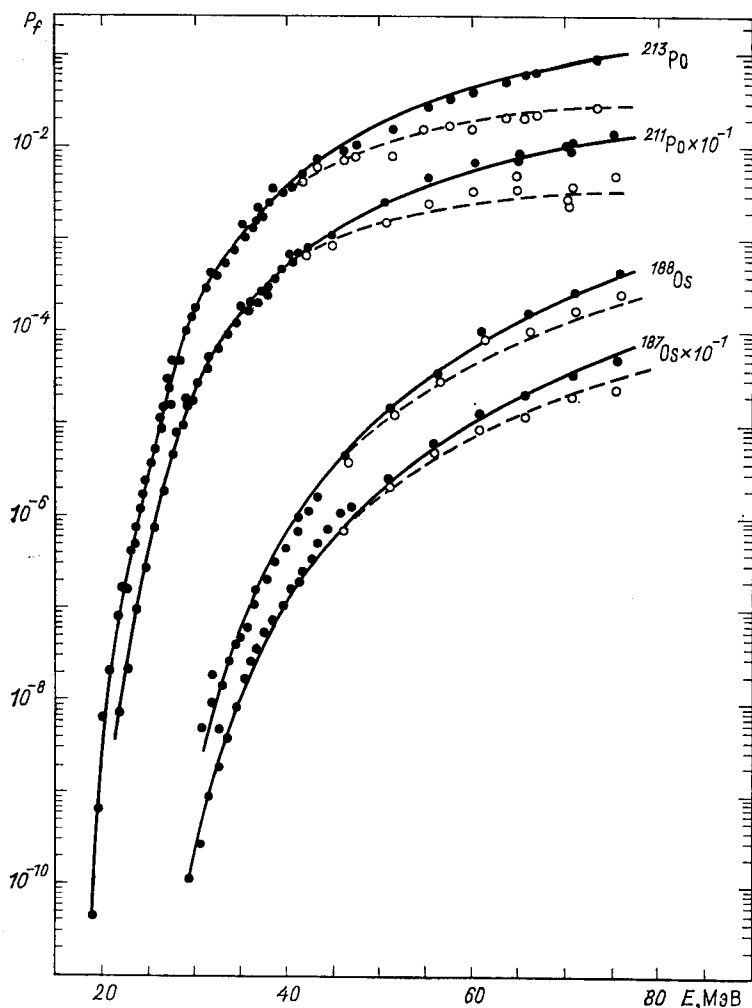


Рис. 21. Описание делимости ядер ^{211}Po , ^{213}Po , ^{187}Os , ^{188}Os [30]:

● — наблюдаемая делимость $P_f^{\text{набл}}(A, E)$; ○ — делимость $P_f(A, E)$ исходных ядер (первого «шанса»), восстановленная согласно (12); сплошная кривая — результаты расчета полной делимости; пунктир — ее первого шанса

ных целей анализа важно знать, как эти изменения сказываются на конечных результатах: определяемых величинах E_f и описании делимости. Результаты исследования неопределенности E_f , связанной с предположениями о величинах δE_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n при определении функции $q(t)$, представлены в табл. 4. Из них можно заключить, что вариации параметров достаточно слабо сказываются на определяемых величинах E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , а именно:

а) изменение $\delta \xi_f$ на ± 1 МэВ для сферических ядер приводит в районе Os к изменению E_f на 0,2—0,3 МэВ и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n на 0,01—0,02 того же знака;

б) изменение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n для Po с 1,03 до 1,08 увеличивает в случае Os значения E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n соответственно на 0,5 МэВ и 0,03.

Отметим, что для всех представленных в табл. 4 и на рис. 20 характеристик обеспечивается практически одинаковое описание

Таблица 4. Влияние параметров ^{212}Po при определении функции $q(t)$ на результаты анализа делимости деформированных ядер ^{187}Os и ^{188}Os

| ^{212}Po | | | ^{188}Os | | ^{187}Os | |
|----------------------|---------------------------|-------------|---------------------------|-------------|---------------------------|-------------|
| $\delta \xi_f$, МэВ | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | E_f , МэВ | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | E_f , МэВ | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | E_f , МэВ |
| +1 | 1,03 | 19,6 | 1,07 | 24,6 | 1,09 | 25,0 |
| -1 | 1,03 | 19,6 | 1,04 | 24,1 | 1,07 | 24,6 |
| 0 | 1,00 | 19,6 | 1,04 | 23,9 | 1,06 | 24,3 |
| 0 | 1,03 | 19,6 | 1,06 | 24,4 | 1,08 | 24,8 |
| 0 | 1,08 | 19,6 | 1,09 | 24,9 | 1,11 | 25,3 |

экспериментальных делимостей. При учете отклонений $k_{\text{от}}$ от адиабатической оценки (50) и вклада эмиссионного деления изотопов для всех ядер, рассмотренных на рис. 19, устраняются расхождения расчетов с экспериментом [62]. Достигнутое согласие теоретического описания с наблюдаемой делимостью для еще более широкого круга ядер демонстрируют кривые на рис. 8—11.

Результаты приведенного анализа вносят ряд важных уточнений в существовавшие ранее представления о характере деления доактиноидных ядер. Обычно предполагалось, что в широкой области энергий (например, в [14, 19] до 100 МэВ) вклад делений с предварительным испусканием нейтронов невелик, и его влияние при анализе делимости доактиноидов можно не учитывать. Это оправдывалось тем, что неточность, связанная с данным допущением, компенсируется другой неточностью — отождествлением сечения всех неупругих взаимодействий с сечением образования составного ядра. Реальная ситуация не соответствует этому грубому предположению. В традиционной области исследования доактиноидных ядер деление при энергиях возбуждения выше 50 МэВ оказывается существенно эмиссионным, при котором с делимостью исходного составного ядра связана лишь небольшая часть происходящих процессов. Ниже показано, что этот вывод требует переоценки результатов многих работ, в которых анализ экспериментальных данных при значительных энергиях возбуждения проводился без учета эмиссионного характера деления.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДЕЛИМОСТИ

Электроделение свинца и висмута. Прежде чем переходить к представлению результатов анализа делимости ядер, рассмотрим еще одну группу экспериментальных данных — о вероятности деления изотопов Pb и Bi электронами с энергией $E_e \leq 50$ МэВ [63—66]. Анализ этой экспериментальной информации интересен с двух точек зрения. Во-первых, с изотопами Pb связаны локальный максимум высот барьеров $E_f(Z, A)$ (см. рис. 1) и соответственно наиболее глубокая впадина на карте оболочечных поправок в энергиях связи основных состояний ядер. Подчеркнем, что электровозбуждение — это единственный способ образования составных ядер, с помощью которого экспериментально изучено деление ^{208}Pb и ^{207}Pb . Во-вторых, для двух других ядер, ^{209}Bi и ^{206}Pb имеются экспериментальные данные о делимости в широкой области энергий протонов, которые позволяют проверить согласованность теоретического описания вероятности деления при таких сильно отличающихся способах возбуждения.

В реакции (e, f) реализуется широкое распределение начальных энергий возбуждения, соответствующее спектру виртуальных фотонов $N(E, E_e)/E$, передаваемых электронами при взаимодействии с ядром. Поэтому на опыте непосредственно измеряется не сечение фотоделения $\sigma_{\gamma f}(E)$, а интегральный выход

$$Y(E_e) = \int_0^{E_e} \frac{N(E, E_e)}{E} \sigma_{\gamma f}(E) dE = \int_0^{E_e} \frac{N(E, E_e)}{E} \sigma_{\gamma}(E) P_f(E) dE, \quad (48)$$

анализ которого, кроме сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}(E)$, требует знания спектра виртуальных фотонов $N(E, E_e)$.

На рис. 22 показаны экспериментальные данные о выходах в области $E_e \leq 50$ МэВ [63—66], достаточно близких к порогу деления исследовавшихся ядер. Для описания свойств входного канала реакции (e, f) использовали предположения работы [64], а именно:

а) спектр виртуальных фотонов рассчитывался в борновском приближении искаженных волн;

б) в качестве сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}(E)$ бралось суммарное сечение (γ, xn) -процессов для ядра ^{203}Tl , измеренное в [67].

Для ядер ^{209}Bi и ^{206}Pb теоретические кривые $Y(E)$ на рис. 22 рассчитаны с параметрами $E_f = 24,3$ и $25,3$ МэВ соответственно

и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,02$, которые дали наилучшее описание делимости тех же ядер в реакциях $^{208}\text{Pb}(p, f)$, $^{207}\text{Pb}(d, f)$, $^{205}\text{Tl}(\alpha, f)$ для висмута и $^{209}\text{Bi}(p, f)$ для свинца. Если учесть некоторое расхождение экспериментальных данных групп Дармштадта [63, 64] и Торонто [65, 66], то трудно получить описание лучше, чем достигнутое с этими параметрами [62].

Барьеры деления и асимптотические параметры плотности уровней. Результаты анализа всей рассматривавшейся нами совокуп-

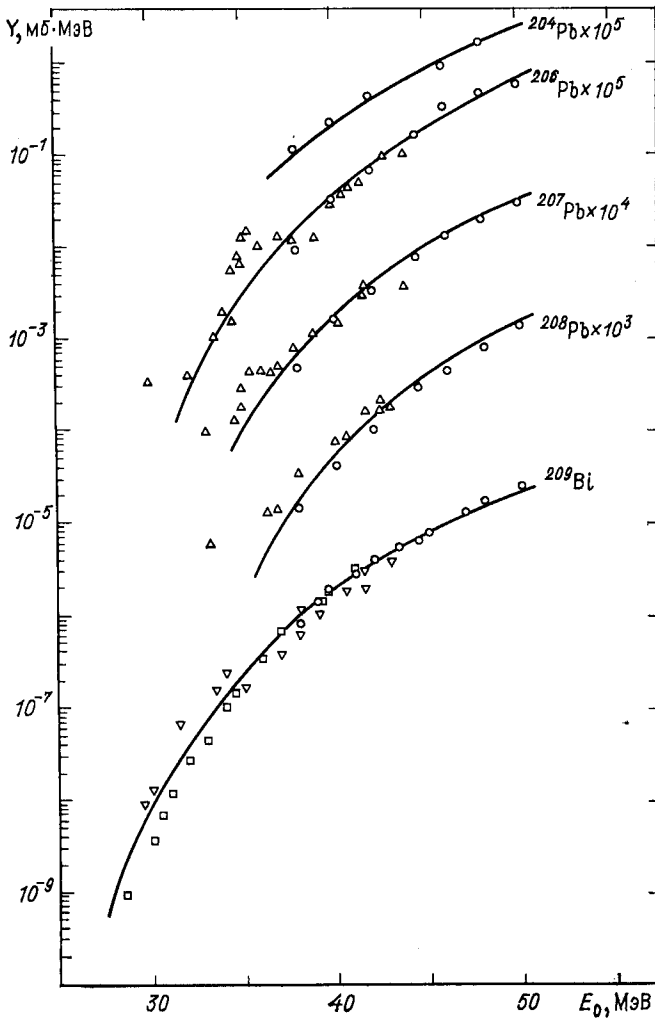


Рис. 22. Экспериментальные данные о выходах $Y(E_0)$ для реакции (e, f) и их теоретическое описание [62]:
 \square — [63], \circ — [64], ∇ — [65], \triangle — [66]

ности экспериментальных данных о делимости доактиноидных ядер [62] представлены в табл. 5. В четвертой и пятой колонках указаны параметры \tilde{a}_f/\tilde{a}_n и E_f , полученные из подгонки к экспериментальным данным. Для области переходных ядер Hg — Pt анализ проводился в двух предположениях $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2(t)$ и $k_{\text{рот}}^n = 1$, поэтому в табл. 5 приведены значения обоих параметров, соответствующие каждому из этих предположений (большие значения E_f — случаю $k_{\text{рот}}^n = 1$).

Таблица 5. Результаты анализа делимости [62] и феноменологического описания в модели жидкой капли [15] и капельковой модели [73]

| Составное ядро | Бомбардирующая частица и литература | Диапазон энергий ΔE , МэВ | Результаты анализа делимости | | Феноменологическое описание E_f , МэВ | |
|-------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|------------------------------|-------------|---|------|
| | | | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | E_f , МэВ | [15] | [73] |
| ^{213}At | α [13, 20, 30] | 19—80 | 1,03 | 17,3 | 17,1 | 17,2 |
| ^{212}At | τ [23] | 25—65 | 1,05 | 18,6 | 18,1 | 18,6 |
| ^{212}Po | α [13, 20, 30] | 19—80 | 1,03 | 19,6 | 19,6 | 19,2 |
| ^{211}Po | α [13, 20] | 22—80 | 1,035 | 20,6 | 20,5 | 20,5 |
| | τ [23] | 25—65 | 1,03 | 20,6 | | |
| | d [25] | 15—25 | 1,03 | 20,5 | | |
| | α [13, 20, 30] | 21—80 | 1,02 | 21,2 | | |
| ^{210}Po | τ [23] | 28—65 | 1,02 | 21,2 | 21,6 | 21,7 |
| | p [13, 22, 30] | 21—75 | 1,02 | 21,2 | | |
| | τ [23] | 28—65 | 1,04 | 21,1 | | |
| ^{209}Po | τ [23] | 28—65 | 1,04 | 19,9 | 19,9 | 21,7 |
| ^{208}Po | α [20] | 20—45 | 1,04 | 19,9 | 19,9 | 20,7 |
| ^{207}Po | τ [23] | 25—65 | 1,04 | 19,3 | 19,0 | 20,1 |
| ^{210}Bi | d [25] | 18—25 | 1,02 | 23,6 | 23,2 | 23,0 |
| ^{209}Bi | α [20] | 25—45 | 1,02 | 24,3 | 24,3 | 24,2 |
| | d [25] | 18—25 | 1,02 | 24,4 | | |
| | p [13, 22, 30] | 24—75 | 1,02 | 24,3 | | |
| | e [63, 64, 65] | 28—50 | 1,02 | 24,2 | | |
| | d [25] | 18—25 | 1,04 | 23,6 | | |
| ^{208}Bi | p [22] | 26—35 | 1,02 | 24,1 | 23,8 | 24,0 |
| ^{207}Bi | α [20] | 25—45 | 1,04 | 22,9 | 22,6 | 23,0 |
| | p [13, 22, 30] | 25—55 | 1,03 | 22,8 | | |
| | d [25] | 16—25 | 1,03 | 22,4 | | |
| ^{206}Bi | e [64, 66] | 33—50 | 1,02 | 27,4 | 21,8 | 25,3 |
| ^{207}Pb | d [25] | 18—25 | 1,00 | 26,9 | 27,3 | 26,6 |
| | e [64, 66] | 33—50 | 1,02 | 27,0 | 26,7 | 26,4 |
| ^{206}Pb | p [22, 30] | 26—75 | 1,025 | 25,3 | | |
| | e [64, 66] | 30—50 | 1,02 | 25,3 | | |
| ^{205}Pb | d [25] | 16—25 | 1,00 | 24,6 | 25,3 | 25,3 |
| ^{204}Pb | p [22] | 26—35 | 1,00 | 23,8 | 24,2 | 24,7 |
| | e [64] | 38—50 | 1,02 | 23,2 | 23,1 | 23,8 |
| ^{201}Tl | α [13, 20, 30] | 23—80 | 1,055 | 23,1 | | |
| ^{200}Tl | τ [23] | 30—70 | 1,06 | 22,8 | | |
| ^{200}Hg | α [20] | 25—47 | 1,02—1,05 | 24,6—23,5 | 24,0 | 24,8 |
| ^{199}Hg | α [20] | 25—47 | 1,03—1,06 | 24,4—23,2 | 23,1 | 24,3 |
| | τ [23] | 30—70 | 1,05—1,06 | 24,7—23,4 | | |
| | d [25] | 18—25 | 1,03—1,06 | 24,4—23,1 | | |
| | α [20] | 25—47 | 1,06—1,08 | 22,6—21,4 | | |
| ^{198}Hg | τ [23] | 30—70 | 1,06—1,08 | 22,7—21,4 | 22,1 | 23,6 |
| | p [9, 13, 22, 30] | 25—75 | 1,06—1,07 | 22,7—21,6 | | |
| | τ [23] | 30—70 | 1,07—1,08 | 22,7—21,1 | | |
| ^{197}Hg | α [20] | 25—47 | 1,06—1,09 | 21,2—19,7 | 21,3 | 23,4 |
| ^{198}Au | d [25] | 18—25 | 1,02—1,05 | 24,9—23,7 | 20,2 | 22,4 |
| ^{197}Au | α [20] | 40—48 | 1,04—1,06 | 25,1—23,6 | 24,3 | 25,0 |
| | p [22] | 32—36 | 1,05—1,06 | 24,8—23,4 | 23,2 | 24,3 |
| ^{196}Au | d [25] | 18—25 | 1,06—1,09 | 23,7—22,5 | | |
| | p [22] | 32—36 | 1,03—1,05 | 23,9—22,5 | | |
| ^{195}Au | α [20] | 40—47 | 1,05—1,06 | 22,7—20,8 | 22,3 | 23,8 |
| | p [22] | 29—35 | 1,03—1,04 | 22,9—21,3 | 21,5 | 23,2 |

| Составное ядро | Бомбардирующая частица и литература | Диапазон энергий ΔE , МэВ | Результаты анализа делимости | | Феноменологическое описание E_f , МэВ | |
|-------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|------------------------------|-------------|---|------|
| | | | \tilde{a}_f/\tilde{a}_n | E_f , МэВ | [15] | [73] |
| ^{194}Au | d [25] | 18—25 | 1,08—1,10 | 21,7—20,1 | 20,4 | 22,6 |
| ^{196}Pt | α [20] | 25—47 | 1,06—1,08 | 26,3—24,9 | 24,9 | 25,0 |
| ^{194}Pt | α [20] | 30—47 | 1,06—1,08 | 24,4—22,8 | 23,3 | 24,2 |
| ^{183}Pt | α [20] | 30—47 | 1,08—1,10 | 24,2—22,7 | 22,1 | 23,5 |
| | τ [23] | 30—70 | 1,09—1,10 | 24,2—22,7 | | |
| ^{192}Pt | α [20] | 30—47 | 1,06—1,09 | 22,9—21,4 | 21,6 | 23,4 |
| | τ [23] | 30—70 | 1,07—1,09 | 23,1—21,5 | | |
| ^{191}Pt | τ [23] | 30—70 | 1,08—1,09 | 22,5—20,8 | 20,5 | 22,7 |
| ^{191}Ir | α [20] | 30—47 | 1,12 | 23,2 | 22,8 | 24,5 |
| | p [22] | 30—35 | 1,11 | 23,2 | | |
| ^{190}Ir | τ [23] | 30—70 | 1,08 | 22,6 | 22,0 | 24,1 |
| | p [22] | 30—35 | 1,06 | 22,9 | | |
| ^{189}Ir | α [20, 30] | 25—76 | 1,08 | 22,0 | 21,4 | 24,1 |
| | p [22] | 31—35 | 1,08 | 22,1 | | |
| ^{188}Ir | τ [23] | 30—70 | 1,09 | 22,2 | 20,9 | 23,5 |
| ^{190}Os | α [20] | 40—48 | 1,08 | 25,6 | 24,7 | 25,8 |
| ^{188}Os | α [14, 20] | 30—80 | 1,06 | 24,4 | 23,8 | 25,6 |
| ^{187}Os | α [14, 20] | 30—80 | 1,08 | 24,8 | | |
| | τ [23] | 35—70 | 1,08 | 24,6 | 23,1 | 25,4 |
| ^{186}Os | α [14, 20, 30] | 30—80 | 1,08 | 24,1 | | |
| | τ [23] | 35—70 | 1,08 | 24,1 | 22,8 | 25,3 |
| | p [22, 30] | 30—75 | 1,08 | 24,1 | | |
| ^{185}Os | τ [23] | 35—70 | 1,09 | 24,0 | 22,1 | 25,1 |
| ^{186}Re | α [8, 20] | 40—80 | 1,10 | 26,2 | 24,6 | 26,7 |
| ^{184}Re | p [22] | 32—36 | 1,08 | 26,3 | 24,3 | 26,7 |
| ^{184}W | α [20] | 40—48 | 1,09 | 27,4 | 26,4 | 28,0 |
| ^{183}W | τ [23] | 50—70 | 1,08 | 28,3 | 26,3 | 28,3 |
| ^{182}W | α [20] | 40—48 | 1,09 | 27,4 | 25,8 | 28,1 |
| ^{181}W | α [20, 30] | 37—75 | 1,085 | 26,9 | 25,2 | 28,0 |
| | τ [23] | 40—70 | 1,08 | 27,0 | | |
| ^{180}W | α [20] | 40—48 | 1,10 | 26,6 | 24,7 | 27,7 |
| | τ [23] | 45—70 | 1,09 | 26,5 | | |
| ^{179}W | τ [23] | 35—70 | 1,09 | 25,8 | 24,3 | 27,6 |
| ^{179}Ta | α [19] | 35—75 | 1,08 | 28,6 | 26,7 | 29,0 |
| ^{178}Lu | α [19] | 35—75 | 1,07 | 30,5 | 29,0 | 31,7 |
| ^{178}Yb | τ [23] | 55—70 | 1,08 | 33,4 | 31,6 | 33,7 |
| ^{170}Yb | τ [23] | 55—79 | 1,08 | 30,6 | 29,9 | 32,9 |

Экспериментальные данные о делимости весьма разнородны по диапазону исследованных энергий и близости их к порогу деления. Это обстоятельство существенно влияет на погрешности результатов анализа. В частности, чем уже изученный энергетический диапазон, тем шире набор параметров E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , с помощью которых обеспечивается примерно одинаковое описание эксперимента. В зависимости от энергии чувствительность делимости к параметрам E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n неодинакова: по мере приближения к порогу точность определения E_f

возрастает, тогда как \tilde{a}_f/\tilde{a}_n — падает. Это видно из оценки

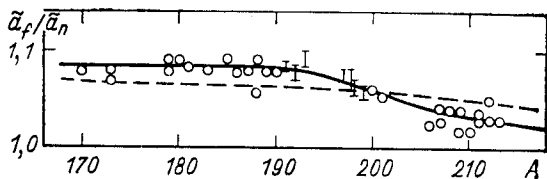
$$\frac{d \ln P_f}{d E_f} \simeq -\sqrt{\frac{a_f}{E-E_f}} = -\frac{1}{t_f}; \quad \frac{d \ln P_f}{d a_f} \simeq \sqrt{\frac{E-E_f}{a_f}} = t_f. \quad (49)$$

Для определения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n очень важным является расширение диапазона исследуемых энергий.

На рис. 23 показана совокупность полученных значений отношения параметров плотности уровней \tilde{a}_f/\tilde{a}_n для ядер, в которых делимость изучена в интервале энергий протяженностью не менее 30 МэВ.

Рис. 23. Зависимость отношения асимптотических параметров плотности уровней \tilde{a}_f/\tilde{a}_n от массового числа A [62]:

сплошной кривой показана усредненная эмпирическая зависимость, пунктиром — теоретическая оценка \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , значками \circ , I — экспериментальные значения (см. текст)



Для ядер переходной области Hg — Pt на рис. 23, как и на всех последующих рисунках, приведены значения, верхняя и нижняя граница которых соответствует одному из указанных выше предположений о $k_{рот}^n$. Сплошная кривая на рис. 23, проведенная через экспериментальные точки, характеризует среднюю эмпирическую зависимость отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n от массового числа. Природа такой зависимости, как уже отмечалось, обусловлена существованием объемной и поверхностной компоненты в соотношениях для асимптотического параметра плотности уровней (42). Оценка отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , опирающаяся на предсказываемые моделью жидкой капли изменения B_s и результаты анализа плотности нейтронных резонансов (см. табл. 2), показана на рис. 23 пунктирной кривой. В целом она неплохо согласуется с экспериментальными данными, но дает более слабую зависимость отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n от массового числа, чем эмпирическая кривая.

Следует отметить, что описание делимости во всех реакциях для изотопов Pb, ^{209}Bi , ^{210}Po , т. е. ядер с замкнутой оболочкой по Z или N , потребовало заниженных значений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n (табл. 5). В настоящее время трудно решить, отражают ли эти расхождения недостатки теоретического рассмотрения или они обусловлены какими-либо систематическими погрешностями анализа экспериментальных данных. По-видимому, оба вопроса требуют дальнейших исследований, особенно ввиду существенного разногласия имеющихся оценок коэффициента β (см. табл. 2).

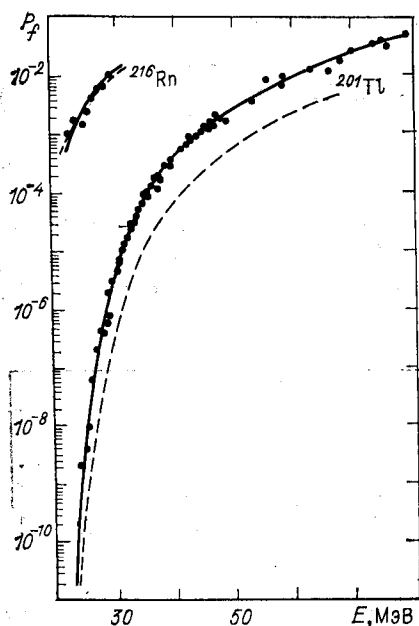


Рис. 24. Теоретическое описание экспериментальных данных о делимости ^{201}Tl в реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, f)$ [13, 20] и ^{216}Rn в реакции $^{209}\text{Bi}(^7\text{Li}, f)$ [58]:

расчетные кривые: сплошная — в предположении $k_{\text{рот}}^n = 1$, пунктир — в предположении

$$k_{\text{рот}}^n = \sigma_{1n}^2 q(t) \text{ (см. текст)}$$

Погрешности анализа. Следует различать два основных источника погрешностей в определении параметров описания $P_f(E)$. Прежде всего это то, что непосредственно связано с измерением сечений деления: статистическая погрешность, погрешности определения энергии и потока частиц, числа ядер в мишени и т. п. Данная составляющая полной погрешности δE_f едва ли превосходит 0,2–0,3 МэВ, что следует из разброса значений E_f в табл. 5 для одних и тех же,

но возбуждаемых разными способами составных ядер. По-видимому, из этой оценки необходимо исходить при сравнении барьеров деления близких ядер, в частности, при анализе изотопической зависимости $E_f(Z, N)$.

Погрешность, связанная с самим анализом: несовершенством теоретической модели, упрощающими предположениями, неопределенностью используемых параметров и др., — может оказаться заметно больше экспериментальной. Существенная часть этой погрешности, которая возникает вследствие недостатка информации об энергетической зависимости $k_{\text{рот}}(U)$, была оценена нами выше исходя из разумных вариаций функции $q(t)$. Полная погрешность, как мы отмечали, достаточно сильно зависит от того, насколько широко и близко к порогу деления экспериментально изучена делимость ядра. Мы даем следующие оценки полной погрешности параметров в табл. 5:

1) $\delta(\tilde{a}_f/\tilde{a}_n) = \pm 0,01$ для достаточно широких интервалов $\Delta E \gtrsim 30$ МэВ;

2) $\delta E_f = \pm(0,4-0,6)$ МэВ для сферических ядер, $\pm(0,7-1,0)$ МэВ как для деформированных ядер, так и переходной области Pt — Hg.

На рис. 24 приводятся результаты для ^{201}Tl и ^{216}Rn , иллюстрирующие погрешности анализа в благоприятном и неблагоприятном случаях и интересные в связи с классификацией ядер по деформации в основном состоянии. Ядро ^{201}Tl по формальным признакам обычно

относят к переходной группе ядер. Это самое легкое из ядер, для которого имеются результаты измерений делимости в окрестности порога деления [13]. Как и для рассмотренных выше изотопов полония (см. рис. 21), по «излому» энергетической зависимости делимости ^{201}Tl легко оценить положение «порога», не прибегая к какому-либо теоретическому анализу: dP_f/dE ниже и выше точки $E \sim 23$ МэВ отличаются не менее чем на порядок. Можно видеть, что кривая $P_f(E)$, рассчитанная в предположении $k_{\text{рот}}^n = 1$ и $E_f = 23,6$ МэВ, хорошо согласуется с экспериментальными данными вплоть до 60 МэВ, тогда как кривая, соответствующая альтернативной возможности $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2(t)$ и тому же значению порога, проходит значительно ниже экспериментальных точек. Это позволяет заключить, что ядро ^{201}Tl следует относить к группе сферических ядер [68].

Обсуждение делимости ^{216}Rn , исследованной в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ [53], интересно с двух точек зрения. Во-первых, работа [53] является пионерской в изучении влияния коллективного увеличения плотности уровней на делимость ядер. Во-вторых, ^{216}Rn — самое тяжелое ядро в промежутке между висмутом и радием, для которого удалось получить экспериментальные данные о низкоэнергетических сечениях деления и образования составного ядра. В этом случае анализ избавлен от многих трудностей, присущих реакциям с тяжелыми ионами. Сплошная кривая на рис. 24 соответствует предположению $k_{\text{рот}}^n = 1$ и параметрам $E_f = 14,3$ МэВ, $\tilde{a}_f \tilde{a}_n = 1,03$, пунктирная — $k_{\text{рот}}^n = \sigma_{\perp n}^2(t)$, $E_f = 12,6$ МэВ, $\tilde{a}_f \tilde{a}_n = 1,06$ (в [53] для этих случаев получены значения $E_f = 13,8$ и $13,1$ МэВ соответственно). Предпочсть один вариант описания другому вследствие узости исследованного интервала энергий невозможно. Ниже в разд. 5 мы будем использовать для ^{216}Rn среднее значение $E_f = (13,5 \pm \pm 1,0)$ МэВ.

Сравнение анализов делимости. В табл. 6 проводится сравнение данных табл. 5 [62] с результатами ранних работ [19, 20], описание $P_f(E)$ в которых не учитывало коллективных эффектов в плотности уровней. Отметим, что в [19, 20, 62] анализируются либо одинаковые, либо хорошо согласующиеся между собой данные о делимости ядер в реакциях (α, f) и (p, f) (табл. 5). В табл. 7 результаты [62] для реакции (e, f) сопоставляются с результатами оригинальных работ [64—66], в которых с целью определения E_f использовалась модель ферми-газа с феноменологическими поправками на спаривание нуклонов и не зависящими от энергии параметрами a_f и a_n .

Компенсация отсутствующих в модели факторов при подгонке под экспериментальные данные достигалась ценой искажения извлекаемых параметров. В [20], использовавшей систематику $a_n(U)$, которая рассматривалась в начале разд. 3, были получены, как видно из табл. 6, существенно заниженные значения E_f . Таблица 7 показывает, что, ориентируясь на другие данные, можно получить разумные величины E_f , но допуская при этом неоправданно низкие

Таблица 6. Сравнение барьеров деления E_f , полученных в анализах делимости в реакциях (α, f) и (p, f)

| Делящееся ядро | E_f , МэВ | | | Делящееся ядро | E_f , МэВ | | |
|--------------------------------------|-------------|------|-----------|-------------------|-------------|------|------|
| | [19] | [20] | [62] | | [19] | [20] | [62] |
| ^{213}At | 17,0 | 14,3 | 17,3 | ^{191}Ir | 23,7 | 23,6 | 23,2 |
| ^{212}Po | 19,5 | 16,3 | 19,6 | ^{189}Ir | 22,6 | 19,7 | 22,0 |
| ^{211}Po | 19,7 | 17,2 | 20,6 | ^{188}Os | 24,2 | 22,1 | 24,4 |
| ^{210}Po (α, f) | 20,5 | 18,2 | 21,2 | ^{187}Os | 22,7 | 22,2 | 24,8 |
| (p, f) | 21,4 | — | 21,2 | ^{186}Os | 23,4 | 22,1 | 24,1 |
| ^{209}Bi | 23,3 | 21,9 | 24,3 | ^{185}Re | 24,0 | 24,0 | 26,2 |
| ^{207}Bi | 21,9 | 19,9 | 22,8 | ^{179}Ta | 26,1 | 25,4 | 28,6 |
| ^{201}Tl | 22,3 | 19,5 | 23,1 | ^{178}Lu | 28,0 | 27,1 | 30,5 |
| ^{198}Hg | 20,4 | 19,5 | 21,4—22,6 | | | | |

Таблица 7. Сравнение результатов различных анализов делимости ядер $^{204-208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi в реакции (e, f)

| Делящееся ядро | Наш анализ [62] | | | Дармштадт [13] | | | Торонто [14, 15] | | |
|-------------------|-----------------|---------------------|---------------------|----------------|----------------------|----------------------|------------------|----------------------|----------------------|
| | E_f , МэВ | a_f , МэВ $^{-1}$ | a_n , МэВ $^{-1}$ | E'_f , МэВ | a'_f , МэВ $^{-1}$ | a'_n , МэВ $^{-1}$ | E'_f , МэВ | a'_f , МэВ $^{-1}$ | a'_n , МэВ $^{-1}$ |
| ^{204}Pb | 23,2 | 19,6 | 14,5—15,4 | 24,0 | 11,2 | 5,1 | — | — | — |
| ^{206}Pb | 25,3 | 19,7 | 12,5—14,9 | 26,8 | 11,2 | 5,1 | 26,0 | 13,5 | 11,0 |
| ^{207}Pb | 27,0 | 19,8 | 12,6—14,7 | 26,9 | 11,2 | 5,1 | 26,2 | 11,0 | 8,5 |
| ^{208}Pb | 27,4 | 19,9 | 12,6—14,3 | 28,6 | 11,2 | 5,1 | 27,6 | 10,8 | 8,1 |
| ^{209}Bi | 24,3 | 20,0 | 12,3—15,0 | 24,3 | 11,2 | 5,1 | 23,4 | 12,3 | 10,2 |

значения a_f и a_n . Отметим, что если учесть разницу в эффективных порогах $E'_f = E_f + n\Delta_f$ и истинных E_f ($n = 2$ и 1 для четно-четных и A — нечетных ядер соответственно), согласие между нашими значениями E_f [62] и результатами [64—66] ухудшится.

Используемая в [19] для описания плотности уровней сверхтекучая модель позволяла вести анализ вплоть до порога деления, и это застраховало ее от существенных неточностей в значении E_f для околomagических ядер. Для таких ядер значения E_f , полученные в [62] и [19], хорошо согласуются между собой и с порогами, непосредственно наблюдаемыми на опыте. Однако отсутствие коэффициентов $k_{\text{рот}}$ в описании плотности уровней в [19] привело к искажению другой характеристики делящихся ядер — корреляционной функции переходных состояний Δ_f , т. е. возникли противоречия с результатами анализа угловой анизотропии деления (см. табл. 3 и работы [50, 57, 68]). Для деформированных ядер нет экспериментальной информации о делимости вблизи порога, и недостатки модели [19] сказыв-

ваются непосредственно на значения E_f . Учет коллективного увеличения плотности уровней приводит в этом случае к большим высотам барьеров в сравнении с [19, 20], причем разница между ними $\Delta E_f^{\text{кол}}$ возрастает с уменьшением Z делящегося ядра.

Последний эффект имеет систематический характер, в чем мы убедились также при анализе экспериментальных данных о делимости в реакции (τ, f) еще более легких ядер ^{182}Ho и ^{188}Tm [69], не рассматривавшихся нами ранее, так как измерения в [69] выполнены для единичной энергии $E_\tau = 44,5$ МэВ. Ферми-газовое описание в [69] привело к «капельным» значениям \tilde{E}_f для указанных ядер 30 и 27 МэВ соответственно, тогда как наш анализ дает в этих случаях примерно на 6 МэВ более высокие $\tilde{E}_f = 36,5$ и $32,3$ МэВ. Мы остановились на этом вопросе подробно, так как увеличение $\Delta E_f^{\text{кол}}$ с уточнением модели плотности уровней имеет, как будет показано ниже, принципиальное значение для заключений о теоретическом описании экспериментальной информации о $E_f(Z, N)$.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ

Работы, в которых проведены последовательные микроскопические расчеты барьеров деления доактиноидных ядер по методу оболочечной поправки, исчисляются единицами (см., например, [70—72]). Сопоставление их представляет трудности, поскольку они, как правило, отличаются и одночастичными потенциалами, и параметризацией формы ядра, и описанием макроскопической составляющей. На рис. 25 с экспериментальными значениями E_f для сферических ядер в окрестности оболочки $Z = 82, N = 126$ сравниваются результаты недавних расчетов В. В. Пашкевича [72]. Хорошее согласие данных на рис. 25 свидетельствует о заметном прогрессе в теоретическом описании барьеров деления, поскольку в ранних работах расхождения расчетных и экспериментальных значений E_f достигали нескольких мегаэлектрон-вольт.

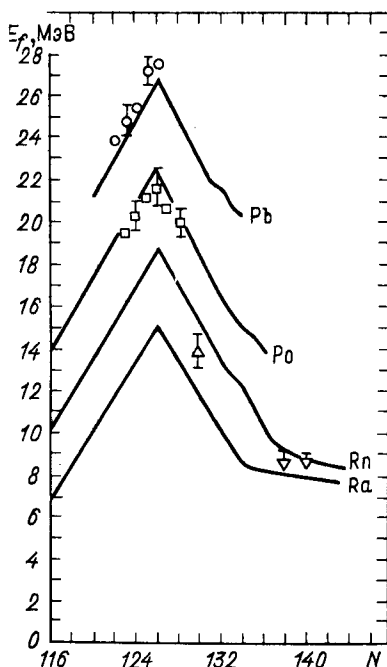


Рис. 25. Сравнение результатов микроскопических расчетов E_f (сплошные кривые) [72] с результатами нашего анализа ядер вблизи $N = 126$:

○ — Pb; □ — Po; △ — Rn; ▽ — Ra [56]

Более информативно, однако, сравнение полученных барьеров непосредственно с феноменологическим описанием $\tilde{E}_f(Z, N)$ в различных вариантах капельной модели. С одной стороны, именно на этом описании основаны расчеты макроскопической компоненты энергии деформации ядер в рамках метода оболочечной поправки. В то же время при определении параметров такого описания вместе с данными о массах и квадрупольных моментах ядер как раз и используется экспериментальная информация о барьерах в едином с анализом делимости предположении $\delta\mathcal{E}_f = 0$ [15, 73]. Вопрос о связанной с ним погрешности анализа обсуждался нами выше и более подробно рассматривается в [30, 62].

На рис. 26 в зависимости от числа нуклонов A представлены значения $\tilde{E}_f = E_f - \delta\mathcal{E}_0$, восстановленные из данных табл. 5 с оболочечными поправками $\delta\mathcal{E}_0$ [15]. Кривыми для долины β -стабильных ядер (18) показаны изменения $\tilde{E}_f(A)$ для трех широко распространенных вариантов феноменологического описания барьеров деления ядер: модели жидкой капли (МЖК) [15], капельковой модели (КМ) [73] и модели капли с учетом конечного радиуса эффективного взаимодействия нуклонов [74]. Такое сравнение корректно с точностью до различий в оболочечных поправках в каждой из моделей, но они, как показано в верхней части рис. 26, действительно невелики.

Цепочки \tilde{E}_f изученных изотопов, исключая самые легкие элементы, перекрывают всю область между кривыми, поэтому в нижней части рис. 26 дано сравнение экспериментальной и теоретической информации в виде отклонений от модели жидкой капли для ядер, удаленных от дна долины β -стабильности не более чем на один нейтрон.

Все кривые на рис. 26 проходят через интервал $A = 201 \div 213$, поскольку ему принадлежат сферические ядра от ^{201}Tl до ^{213}At , для которых делимость изучена до порога деления, и благодаря этому наиболее надежно определена высота барьеров E_f . Для более легких ядер выборка экспериментальных данных для долины β -стабильности проходит сначала ближе к кривой капельковой модели [73], а затем при $A < 180$ систематически отклоняется от нее, следуя тенденции, указываемой кривой Краппе, Никса и Сирка [74], но располагаясь выше нее в среднем на 2—3 МэВ. Отступления экспериментальных значений от $\tilde{E}_f^{\text{МЖК}}$ нигде не превосходят 2 МэВ.

Роль диффузности поверхности ядра и специфической энергии взаимодействия между будущими осколками, обособившимися в седловой точке, которые рассматриваются моделью [74], растет с уменьшением числа нуклонов, поэтому их значительное влияние следует ожидать для еще более легких ядер. О наличии соответствующих эффектов свидетельствует анализ делимости ядер с $Z^2/A \leq 28$ в реакциях с более энергетичными легкими частицами $E_i \geq 150$ МэВ [75] и тяжелыми ионами [76—78]. Следует, однако, обратить внимание на то, что за эффекты конечного радиуса ядерных сил [74, 79], при-

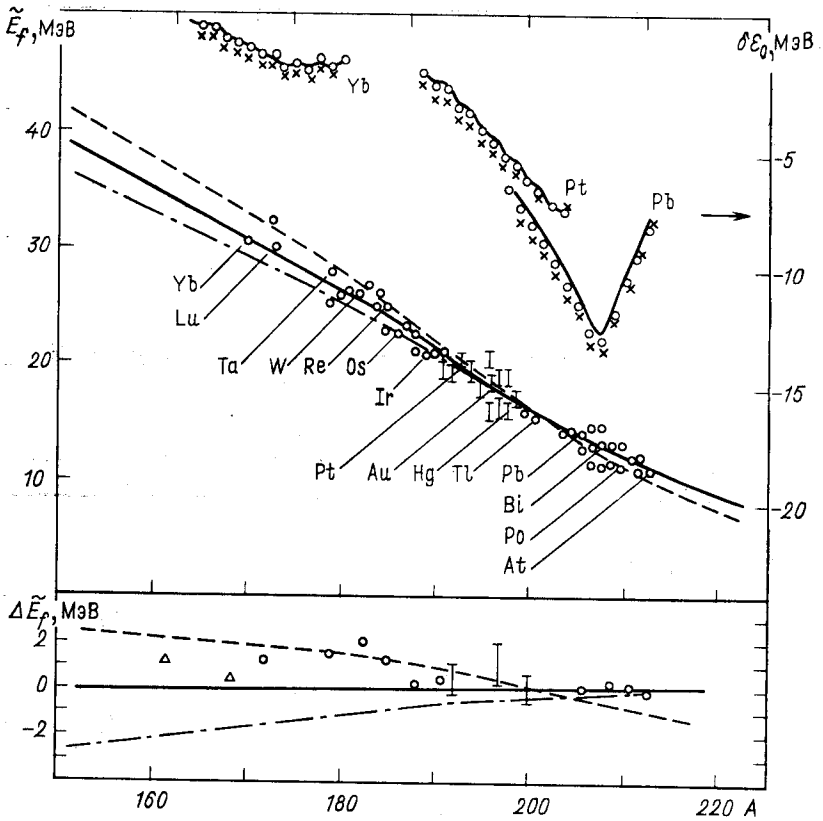


Рис. 26. Зависимость капельной компоненты барьеров деления \tilde{E}_f от массового числа:

сплошная кривая — предсказания модели жидкой капли [15]; пунктир — капельной модели [73]; штрихпунктир — модели с учетом конечного радиуса эффективных ядерных сил [74]; аначками — экспериментальные величины: \circ , I — из табл. 5. В верхней части рисунка приведены оболочечные поправки барьеров δE_0 для соответствующих моделей: сплошные линии — [15], \times — [73] и \circ — [74]. В нижней части рисунка показаны расхождения предсказаний моделей и экспериментальных данных для ядер, отклоняющихся от дна долины стабильности не более чем на один нейтрон. Данные из табл. 5 дополнены значениями \tilde{E}_f для ^{162}Ho и ^{168}Tm [69] согласно нашему анализу — Δ

водящие к уменьшению \tilde{E}_f в сравнении с традиционной моделью жидкой капли [15], легко принять многие неточности эксперимента и описания экспериментальных данных (деление примесей элементов с более высокими Z , упрощения модели плотности уровней, завышение передаваемого делющемуся ядру углового момента и др.). Мы ограничимся только одним примером из обсуждавшихся нами данных.

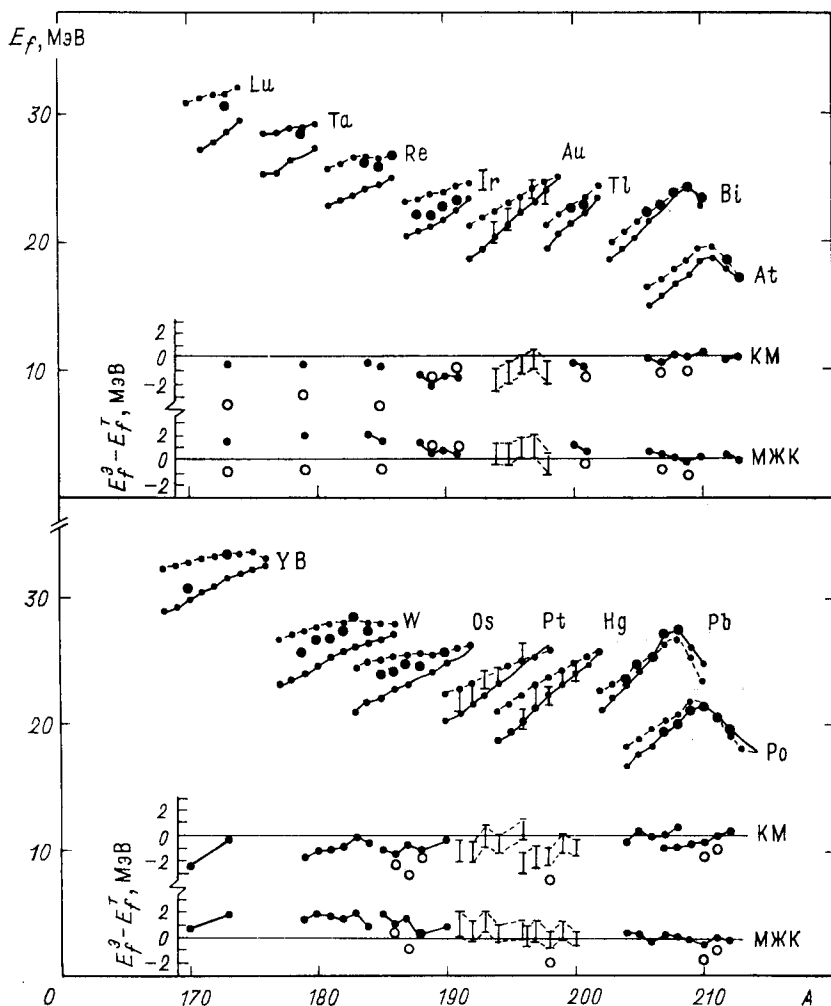


Рис. 27. Барьеры деления E_f как функции массового числа для нечетных Z (вверху) и четных Z (внизу):

сплошные кривые — предсказания модели [15], пунктир — модели [73], ● и I — данные из табл. 5 [62]. На вставках — разности экспериментальных и теоретических барьеров деления для обеих моделей; ○ — данные [19]

Полученные в [69] данные о \tilde{E}_f в районе $A \sim 200$ близки к $\tilde{E}_f^{\text{МЖК}}$, а при $A \sim 160$ (^{162}Ho , ^{168}Tm) существенно меньше $E_f^{\text{МЖК}}$ (на рис. 26 они не поместились бы). Это обстоятельство расценивается в [69] как аргумент в пользу модели с учетом конечного радиуса взаимодействия нуклонов [74]. Наши значения E_f для тех же ядер (треуголь-

ники на рис. 26) лежат выше уровня $\Delta\tilde{E}_f = 0$ и лишь на $(1-2) \delta E_f$ отклоняются от более высоких барьеров капельковой модели [73]. Из них следует совсем другой вывод: по-видимому, не обладают достаточной полнотой оба описания [73] и [74].

На рис. 27 полные высоты барьеров E_f сравниваются с феноменологическим описанием модели жидкой капли [15] и капельковой модели [73]. На вставках представлено отклонение экспериментальных значений E_f^e от расчетных E_f^r для каждой модели. Там же приведены обсуждавшиеся выше (табл. 6) результаты анализа делимости в [19], которые широко привлекаются при анализе зависимости $\tilde{E}_f(Z, N)$ [15, 73, 74]. В рассмотренном диапазоне Z и A полученные нами значения E_f в целом несколько лучше описываются капельковой моделью, а изотопическая зависимость $E_f(Z, N)$, наоборот, моделью жидкой капли.

В модели жидкой капли значения \tilde{E}_f , выраженные в единицах поверхностной энергии сферической капли E_S^0 , укладываются в единую зависимость

$$\xi(x) = \tilde{E}_f/E_S^0 \tag{50}$$

от параметра делимости

$$x = \frac{E_C^0}{2E_S^0} = \frac{c_3}{2a_2} \frac{Z^2}{A(1-kI^2)}, \tag{51}$$

где $E_C^0 = c_3 Z^2/A^{1/3}$ — кулоновская энергия сферической капли; $E_S^0 = a_2 A^{2/3} (1 - kI^2)$ — поверхностная энергия капли и $I = (N - Z)/A$. В капельковой модели отношения $E_C^0/2E_S^0$ и \tilde{E}_f/E_S^0 не обладают таким простым свойством, тем не менее и в ней можно найти эквивалентную эффективный параметр делимости x для данного Z и соответствующее эффективное значение коэффициента k . Для этого рассмотрим изоспиновую зависимость параметра

$$\zeta(I^2) = \frac{2a_2}{c_3} (1 - kI^2) = \frac{Z^2/A}{x}, \tag{52}$$

определяя величину x из трансцендентного уравнения

$$2\tilde{E}_f/E_C^0 = \xi(x)/x, \tag{53}$$

в левую часть которого входит величина \tilde{E}_f в единицах кулоновской энергии капли ($c_3 = 0,705$ МэВ [15]).

На рис. 28, а показана определенная указанным способом зависимость $\zeta(I^2)$ для капельковых барьеров [73], на рис. 28, б — для экспериментальных значений \tilde{E}_f , полученных из данных табл. 5 с оболочечными поправками [73]. В капельковой модели величина ζ , кроме изоспина I , зависит также от Z , но при фиксированном Z функции $\zeta(I^2)$ в узком диапазоне I^2 имеют вид, близкий к прямым

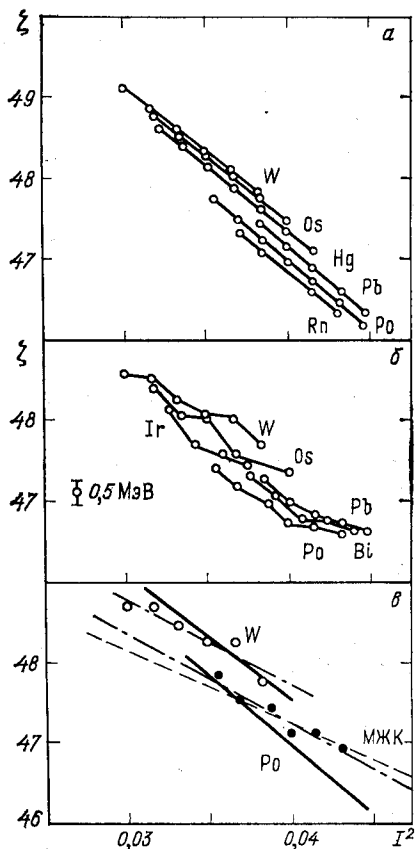


Рис. 28. Изоспиновая зависимость параметра $\zeta (I^2)$ [62]:

a — для \tilde{E}_f капельной модели [73]; *б* — для экспериментальных барьеров \tilde{E}_f ; *в* — данные для барьеров Po (●) и W (○) в сравнении с предсказаниями моделей: сплошная кривая — [73]; пунктир — [15]; штрихпунктир — эмпирическая подгонка к наблюдаемым барьерам

линиям. Экспериментальные данные на рис. 28,б также демонстрируют аналогичное расслоение линий, соединяющих точки. Наблюдение данного эффекта в экспериментальных барьерах стало возможным благодаря значительному увеличению информации о $E_f(Z, N)$ в [62] в сравнении с предыдущими работами.

Средний наклон экспериментальных цепочек $\zeta (I^2)$ для $Z = \text{const}$ заметно меньше, чем в капельной модели, и это особенно отчетливо видно на рис. 28,в, где оставлены только значения $\zeta (I^2)$ для изотопов Po и W. Штрихованными линиями здесь показаны предсказания модели жидкой капли с коэффициентом $k = 1,78$ [15]; сплошными линиями — предсказания капельной модели, которой

соответствуют эффективные значения $k = 2,97$ для изотопов W и $k = 3,16$ для изотопов Po. Штрихпунктирные кривые, подогнанные методом наименьших квадратов под экспериментальные барьеры, дают эффективные значения $k = 2,04$ для W, 2,14 для Po и 2,30 для среднего по пяти цепочкам изотопов, представленных на рис. 28.

Если игнорировать эффект расслоения $\zeta (I^2)$ для различных Z и обрабатывать всю совокупность экспериментальных данных на рис. 28, то коэффициент k будет больше, чем средний по цепочкам. Именно из-за этого обстоятельства в [68], где рассматривалось гораздо меньшее число ядер, но в той же области Z и N , из обработки по совокупности данных было получено завышенное значение $k = 2,8$, достаточно близкое к капельной модели.

Итак, из анализа изоспиновой зависимости барьеров следует, что $k_{\text{МЖК}} > k_a > k_{\text{МЖК}}$, причем экспериментальное значение k_a ближе к жидкокапельному [15]. Немногочисленные работы с тяжелыми ионами, в которых анализировалась данная зависимость [80, 81], также под-

держивают низкое значение $k \simeq k_{\text{МЖК}} \simeq 2,0$ в обсуждаемой области ядер. Отметим, что в описании Краппе — Никса — Сирка [74] коэффициент $k = 3,0$, т. е. почти такой же, как в капельковой модели [73]. В более ранней работе Краппе и Никса [79] он был еще выше — $k = 4,0$, а начало усилению изоспиновой зависимости поверхностной энергии в капельковой модели было положено Паули и Ледергербером [82] ($k = 2,84$). Наконец, укажем, что теоретические расчеты E_f [72], результаты которых представлены на рис. 25, выполнены с параметрами [15].

Сравнение теоретической и экспериментальной информации о барьерах деления можно подытожить следующим образом:

1. Результаты анализа делимости ядер не поддерживают наметившуюся в последние годы тенденцию теоретических работ к существенному увеличению параметра изоспиновой зависимости барьеров деления в сравнении с описанием модели жидкой капли [15].

2. Совокупность данных о $E_f(Z, N)$ подтверждает необходимость учета эффектов, включенных в современные варианты капельковой модели [73, 74], но в целом не испытывает значительных отступлений от простого жидкокапельного описания [15], показывая, что рассматриваемые [73, 74] уточнения влияют на высоты барьеров в противоположные стороны и в широкой области $A > 160$ практически компенсируют друг друга.

6. О ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Мы полагаем, что принятые в настоящем обзоре ограничения по массе и энергии частиц не сказались на полноте сделанных выводов об интересовавшей нас зависимости $E_f(Z, N)$. Эти ограничения, с одной стороны, конечно, существенно сузили круг рассматривавшихся работ в области доактиноидных ядер, но, с другой стороны, дали возможность выделить ту экспериментальную информацию, анализ которой обеспечивает наименьшую погрешность определения высот барьеров — для E_f на уровне 5 % и лучше. В противном случае анализ данных столкнулся бы с гораздо менее определенными физическими ситуациями [75, 81, 83], и мы, сильно усложнив задачу, не получили бы фактически ничего нового, кроме указаний общего характера, которые достаточно хорошо известны.

Рассмотрение всей совокупности накопленных данных показывает, что и в ближайшем будущем экспериментальное изучение и анализ энергетической зависимости делимости ядер легкими заряженными частицами останется наиболее надежным способом получения информации о барьерах деления доактиноидов. Однако, чтобы обеспечить продвижение эксперимента в область $A < 170$, необходимо преодолеть трудности получения мишеней достаточной чистоты по отношению к примесям более сильно делящихся элементов. При изучении деления ядер редкоземельной группы существенна примесь не только Th и U, как в большинстве прежних работ, но и как мини-

мум десятка других элементов с $Z > 70$. Интересен реализованный в [69] способ исследования и учета фона деления таких примесей, использующий квадратичную зависимость кинетической энергии осколков от Z делящегося ядра. Оценки показывают, что если обеспечить чистоту мишеней $\sim 10^{-5} - 10^{-6} \%$, то с помощью частиц с энергией ≤ 100 МэВ можно изучить делимость и определить высоту барьера деления практически во всей области ядер, включая максимум $E_f(Z, N)$ при $Z^2/A \sim 20$, $A \sim 100$ (см. рис. 1).

Возможности экспериментального изучения барьеров деления значительно возрастут с устранением расхождений результатов анализа реакций с тяжелыми ионами и легкими заряженными частицами [83]. Судя по результатам последних работ [76—78, 84, 85], в этом направлении имеются заметные сдвиги. Реакции (HI, f) могли бы быть очень эффективным инструментом не только для изучения изоспиновой зависимости E_f , но и для продвижения в малоисследованную область ядер $A < 150$. Благодаря зависимости $V_{кул} \sim Z_i$ с помощью реакций (HI, f) гораздо легче освободиться от фона делений ядер-примесей с $Z > Z_t$.

Прогресс в описании (HI, f) -реакций тесно связан с расширением привлекаемой к анализу экспериментальной информации (об угловой анизотропии деления, сечениях конкурирующих процессов и др.). Следует подумать о таком шаге при выработке феноменологического описания масс и энергий деформации ядер. Из характеристик процесса деления с этой целью до сих пор используются только данные о высоте барьера $E_f(Z, N)$. Между тем именно данные об угловой анизотропии деления и извлекаемых из нее эффективных моментах инерции $\mathcal{F}_{эф}(x)$ продемонстрировали неполноту описания переходных конфигураций делящегося ядра в рамках простой модели жидкой капли [26]. Введение в капельную модель изоспиновой зависимости поверхностной энергии [15, 86, 87] в целом не изменило, хотя и уменьшило масштаб расхождений с экспериментом.

В работах В. М. Струтинского [27, 88] показано, что модель жидкой капли можно существенно улучшить, если ввести в нее зависимость поверхностного натяжения от кривизны поверхности, учитываемую параметром Γ . Значение $\Gamma = -0,1$ соответствует теоретической кривой $\mathcal{F}_{эф}^{-1}(Z^2/A)$ на рис. 5 и, как показано в [88], описанию наблюдаемых характеристик деления достаточно сильно нагретых ядер. Недавно в [89] было показано, что дисперсия массовых распределений осколков σ_M^2 симметричного деления в широкой области ядер легче тория также следует предсказаниям модели жидкой капли с параметром $\Gamma \simeq -0,1$ [88]. Отметим, что чувствительность $\sigma_M^2(x, \Gamma)$ к величине Γ больше, чем эффективного момента инерции $\mathcal{F}_{эф}(x, \Gamma)$. О необходимости учета фактора Γ при описании потенциальной энергии деформации тяжелых ядер свидетельствует также работа [90], в которой анализируются экспериментальные данные о свойствах очень редких мод деления с практически холодными осколками [91].

Мы уделяем значительное внимание влиянию зависимости поверхностной энергии от кривизны поверхности на характеристики процесса деления и делящегося ядра, потому что в обоих рассматривавшихся нами феноменологических описаниях [73, 74] она не учитывается (точнее, полагается $\Gamma = 0$). С параметром $\Gamma = -0,1$ связан один из самых больших членов в капельковой модели, и его вклад ведет к значительному увеличению E_f с уменьшением Z , которое трудно согласовать с экспериментом [92]. Не исключено, что с включением в капельковую модель взаимодействия Краппе — Никса [79], ведущего к противоположному изменению E_f , удастся устранить отмеченное несоответствие работ [73 и 88] в выборе значения Γ .

Наконец, остановимся на среднем звене цепочки «эксперимент — анализ данных — сравнение с капельной моделью», в виде которой может быть представлен полный цикл исследований делимости и барьеров деления. В обзоре ему отведено видное место. Несомненно, что в этой области достигнут значительный прогресс. Однако нерешенных вопросов в анализе данных остается еще немало. Самым слабым местом в использованном описании делимости является несовершенство учета ослабления с энергией вклада ротационных мод в плотность уровней, которое в отсутствие надежной теоретической модели осуществлялось феноменологически.

Недавно, как уже отмечалось, Хансен и Енсен [61] провели расчеты $k_{\text{рот}}(U)$ для частиц, помещенных в осцилляторный потенциал и взаимодействующих посредством эллиптических квадруполь-квадрупольных сил. Результаты [61] показывают, что для теоретической и эмпирической функций $q(t) = k_{\text{рот}}(t)/k_{\text{рот}}^{\text{адиаб}}(t)$ характерно экспоненциальное убывание при значительных возбуждениях, однако ослабление согласно расчетам «включается» значительно позднее, чем на рис. 20, и оно различно для нейтронного и делительного каналов. Удастся ли согласовать предсказания расчета с экспериментальными делимостями? На этот вопрос может дать ответ только дальнейшее развитие теории коллективных возбуждений нагретых ядер и статистического описания вероятности деления. Здесь мы хотим обратить внимание на один «резерв», который может помочь решению проблемы.

В последнее время возрос интерес к вопросу, поставленному много лет назад Крамерсом [93], о том, что вероятность прохождения через барьер может отличаться от формулы Бора — Уилера [1], лежащей в основе общепринятого описания делительной ширины $\Gamma_f^{\text{БУ}}$. Расчеты Вайденомюллера с соавторами [94] показывают, что $\Gamma_f < \Gamma_f^{\text{БУ}}$ и разница между ними, незначительная в околороговой области энергий, быстро возрастает с увеличением $E - E_f$, т. е. качественно именно так, как требуется для согласования расчетной зависимости $k_{\text{рот}}(U)$ в [61] с поведением наблюдаемой делимости ядер.

Приложение новой теоретической информации к анализу делимости ядер потребует времени. Однако и сейчас можно сделать заклю-

чения о возможных уточнениях барьеров деления доактиноидов:

а) значения E_f для сферических ядер практически не изменятся, так как их определение, как неоднократно подчеркивалось, модельно независимо;

б) для деформированных ядер, описание которых достаточно критично к моделированию коллективного увеличения плотности уровня, высоты барьеров не должны измениться более чем на 1,0—1,5 МэВ;

в) выводы об изоспиновой зависимости E_f останутся в силе, так как они основаны на анализе не абсолютных значений E_f , а лишь их относительных изменений при фиксированных Z для всей совокупности сферических и деформированных ядер.

Завершая обсуждение направлений дальнейшей работы по проблеме экспериментального исследования и теоретического описания барьеров деления, необходимо сказать, что на одном из ее этапов потребуются «стыковка» с данными для актиноидов, в практическом отношении наиболее интересных ядер, но находящихся за рамками настоящего обзора. В данный момент состояние исследований барьеров деления в этой области ядер таково, что никакой новой информации об описании $\tilde{E}_f(Z, N)$ из них получить невозможно [95].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования вероятности деления доактиноидных ядер, проведенные в последнее десятилетие, позволили накопить обширную экспериментальную информацию о барьерах деления в диапазоне $Z^2/A \geq 28$. Главный результат значительного расширения круга изученных ядер — это установление изоспиновой зависимости $E_f(N - Z, A)$. Параметры ее вблизи долины β -стабильности — области ядер, в которой «работают» реакции с легкими заряженными частицами, оказываются достаточно близкими к феноменологическому описанию в рамках простой модели жидкой капли [15].

Разработка описания макроскопической составляющей барьеров деления и масс ядер в эти же годы пошла таким путем, что был сделан шаг назад в описании изоспиновой зависимости. В то же время имеются веские экспериментальные свидетельства в пользу необходимости учета рассматриваемых теорией усовершенствований модели жидкой капли. Наряду с этим эксперименты показывают, что развитые феноменологические варианты капельной модели, учитывающие одну группу эффектов, но игнорирующие другую, недостаточны, чтобы получить удовлетворительное описание наблюдаемой зависимости $E_f(Z, N)$. По-видимому, нынешний этап — это только начало большой работы по созданию теоретического аппарата, пригодного для предсказания барьеров деления в широкой области Z и N .

Теория будет остро нуждаться в дальнейшем расширении экспериментальной информации, для которой есть значительные резервы

у реакций с легкими заряженными частицами и особенно с тяжелыми ионами, которые вне конкуренции при изучении ядер, сильно удаленных от долины стабильности. Прогресс будет в большой степени определяться возможностями взаимосогласованного анализа в реакциях с ионами разной массы, который на сегодняшний день еще далек от требуемого состояния. В свою очередь анализ экспериментальных данных нуждается в разработке единого описания обеих макроскопических величин \tilde{E}_f и \tilde{a}_f , а также в дальнейшем развитии описания плотности уровней и вероятности деления.

Заслуживает внимания привлечение к описанию барьеров деления других характеристик процесса деления, чувствительных к параметрам капельной модели. К сожалению, современное состояние экспериментальных данных в этой области таково, что их использование пока ограничено рамками полуколичественных иллюстраций.

Весьма плодотворным оказалось второе направление исследований вероятности деления доактиноидов — изучение статистических свойств возбужденных ядер как в равновесном, так и в аномально деформированном состоянии. В других разделах ядерной физики трудно найти столь выразительные примеры влияния на наблюдаемые характеристики ядер перестройки оболочек с энергией, эффектов парной корреляции нуклонов и связанного с ними фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, роли коллективных возбуждений в плотности уровней, которые были продемонстрированы в данном обзоре. Количественное рассмотрение показывает, что при анализе вероятности деления нет удовлетворительной альтернативы подходу, последовательно учитывающему указанные свойства реальных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N., Wheeler J. — Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 426.
2. Ericson T. — Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 425.
3. Huizenga J., Vandenbosch R. — In: Nuclear Reactions. Amsterdam, North-Holland Publ. Comp., 1962, v. 2.
4. Bohr A. — In: Proc. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1955, v. 2, p. 220.
5. Wheeler J. A. — In: Fast Neutron Physics. Part II, N.Y., Interscience Publ., 1963, p. 2057; Уилер Дж. — В кн.: Успехи физики деления ядер. М.: Атомиздат, 1965, с. 7.
6. Halpern I., Strutinsky V. M. — In: Proc. Second Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v. 15, p. 408.
7. Fairhall A. W., Jensen R. C., Neuzil E. F. — Ibid., v. 15, p. 452.
8. Coffin C. T., Halpern I. — Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 536.
9. Huizenga J. R., Vandenbosch R., Chaudhry R. — Ibid., 1962, v. 126, p. 210.
10. Huizenga J. R., Vandenbosch R., Chaudhry R. — Ibid., p. 220.
11. Bate G. L., Chaudhry R., Huizenga J. R. — Ibid., 1963, v. 131, p. 722.
12. Barnett D. C., Gatti R. C., Plasil F. e. a. — Ibid., 1964, v. 134B, p. 952.
13. Khadai-Joopari A., Ph. D. Thesis, Berkley, UCRL-16489, 1966.
14. Thompson S. G. — Arkiv. fys., 1967, v. 36, p. 267; Moretto L. G., Gatti R. C., Thompson S. G. — Report UCRL-17989, Berkley, 1970.
15. Myers W. D., Swiatecki W. J. — Arkiv. fys., 1967, v. 36, p. 593.

16. Viola V. E., Roche C. T., Meyer W. G., Clark R. G.— *Phys. Rev.*, 1974, v. C10, p. 2416.
17. Raisbeck G. M., Cobble J. W.— *Ibid.*, 1967, v. 153, p. 1270.
18. Natowitz J. B., Chilik E. T.— *Nucl. Phys.*, 1971, v. A172, p. 1971.
19. Moretto L. G., Thompson S. G., Routti I., Gatti R. C.— *Phys. Lett.*, 1972, v. 38B, p. 471; Moretto L. G.— In: *Physics and Chemistry of Fission*. IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 329.
20. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др.— *ЯФ*, 1975, т. 21, с. 1185.
21. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др.— *ЯФ*, 1977, т. 25, с. 25.
22. Жукова О. А., Игнатюк А. В., Иткис М. Г. и др.— *ЯФ*, 1977, т. 26, с. 473.
23. Бейзин С. Д., Игнатюк А. В., Иткис М. Г. и др.— *Изв. АН КазССР. Серия физ.-мат.*, 1977, № 2, с. 3.
24. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Мульгин С. И. и др.— *Письма в ЖЭТФ*, 1977, т. 25, с. 65.
25. Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Каменев И. А. и др.— *Изв. АН КазССР. Серия физ.-мат.*, 1983, № 6, с. 54.
26. Reising R. F., Bate G. L., Huizenga J. R.— *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, p. 1161.
27. Струтинский В. М.— *ЯФ*, 1965, т. 1, с. 821.
28. Куватов К. Г., Околович В. Н., Смиренин Г. Н.— *Письма в ЖЭТФ*, 1969, т. 8, с. 277; Куватов К. Г., Околович В. Н., Смиренин Л. А. и др.— *ЯФ*, 1971, т. 14, с. 79.
29. Perey C. M., Perey T. G.— *Atomic and Nuclear Data Tables*, 1976, v. 17, № 1.
30. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Каменев И. А. и др.— *ЯФ*, 1984, т. 40, с. 625.
31. Chaudhury R. K., Rekhe Govil, Kapoor S. S.— *Phys. Rev.*, 1980, v. C22, p. 1360.
32. Быченков В. С., Дмитриев В. Д., Обухов А. И. и др.— *ЯФ*, 1979, т. 30, с. 30.
33. Малышев А. В.— *Плотность уровней и структура атомных ядер*. М.: Атомиздат, 1969.
34. Gilbert A., Cameron A.— *Canad. J. Phys.*, 1965, v. 43, p. 1446; Braweazio P., Cameron A.— *Ibid.*, 1969, v. 47, p. 1029.
35. Игнатюк А. В., Ставинский В. С.— *ЯФ*, 1970, т. 11, с. 1213; Игнатюк А. В., Ставинский В. С., Шубин Ю. Н.— In: *Nuclear Data for Reactors*. IAEA, Vienna, 1970, v. 2, p. 889.
36. Струтинский В. М., Коломиец В. М.— В кн.: *Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра*. Л.: Изд-во АН СССР, 1973, т. 2, с. 483.
37. Бор О., Мотгельсон Б.— *Структура атомного ядра*. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
38. Игнатюк А. В., Смиренин Г. Н., Тишин А. С.— *ЯФ*, 1975, т. 21, с. 485.
39. Perfilov N. A.— In: *Physics and Chemistry of Fission*. IAEA, Vienna, 1965, v. 2, p. 283.
40. Игнатюк А. В.— *ЯФ*, 1975, т. 21, с. 20; *Материалы 13-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра*. Л.: Изд-во АН СССР, 1978, т. 2, с. 33.
41. Вдовин А. И., Воронов В. В., Малов Л. А. и др.— *ЭЧАЯ*, 1976, т. 7, с. 952.
42. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н.— *ЯФ*, 1979, т. 29, с. 875.
43. Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н.— *Изв. АН СССР. Серия физ.*, 1975, т. 37, с. 1947.
44. Batchelor R., Gilboy W., Towle J.— *Nucl. Phys.*, 1965, v. 65, p. 236; Owens R., Towle J.— *Ibid.*, 1968, v. A112, p. 337.
45. Hill D., Wheeler J.— *Phys. Rev.*, 1953, v. 89, p. 1125.
46. Sauer G., Chandra H., Mosel U.— *Nucl. Phys.*, 1976, v. A264, p. 221.
47. Tüke J., Swiatecki W. J.— *Ibid.*, 1980, v. A372, p. 149.

48. Dossing T., Jensen A. S.— Ibid., 1974, v. A222, p. 493; Huisenga J. R., Behkami G. N., Sventek J. S., Atcher R. W.— Ibid., 1974, v. A223, p. 577.
49. Игнатюк А. В., Соколов Ю. В.— ЯФ, 1974, т. 19, с. 1229.
50. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 54.
51. Moretto L. G., Gatti R. S., Thompson S. G. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1845.
52. Иткис М. Г., Куватов К. Г., Околович В. Н. и др.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 258; 1150.
53. Nilsson S., Jang C., Sobiczewski A. e.a.— Nucl. Phys., 1968, v. A131, p. 1.
54. Ипполитов В. Г., Немцлов Ю. А., Селицкий Ю. А., Фунштейн В. Б.— ЯФ, 1971, т. 14, с. 939.
55. Britt H. C., Huisenga J. R.— Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 435.
56. Селицкий Ю. А.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 314.
57. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1205; Игнатюк А. В., Истеков К. К., Околович В. Н., Смиренкин Г. Н.— In: Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1980, v. 1, p. 421.
58. Freiesleben H., Britt H. C., Huisenga J. R.— In: Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 447.
59. Hagelund H., Jensen A. S.— Phys. Scripta, 1977, v. 15, p. 225.
60. Gottschalk P. A., Ledergerber T.— Nucl. Phys., 1977, v. A278, p. 16.
61. Hansen G., Jensen A. S.— In: IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities, Upton, 1983, Rep. BNL-NCS-51694, p. 161.
62. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Каменев И. А. и др.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 1404; Препринт 5-84 ИЯФ АН КазССР, Алма-Ата, 1984.
63. Türck D., Ziga W., Clerck H. G.— Phys. Lett., 1974, v. 49B, p. 335.
64. Türck D., Clerck H. G., Trager H.— Ibid., 1976, v. 63B, p. 203.
65. Drake T. E., Pai L., Nascimento I.— Nucl. Phys., 1976, v. A259, p. 317.
66. Kernohan A., Drake T. E., Chung A., Pai L.— Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 239.
67. Moffat J., Reitman D.— Nucl. Phys., v. 65, p. 130.
68. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 347.
69. Vecchetti F. D., Hicks K. H., Fields C. A. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 1217.
70. Mosel U.— Ibid., 1972, v. C6, p. 971.
71. Möller P., Nix J. P.— Nucl. Phys., 1974, v. A229, p. 269.
72. Пашкевич В. В.— В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ; 1983, с. 405.
73. Myers W. D. Droplet Model of Atomic Nuclei. IFI/Plenum N.Y., 1977.
74. Кларре Н. J., Nix J. P., Sierk A. J.— Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 992.
75. Ильинов С. А., Черепанов Е. А., Чигринов С. Е.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 322.
76. Blann M., Komoto T. T.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 472.
77. Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Музыка Ю. А. и др.— ЯФ, 1984, т. 39, с. 1093; Препринт ОИЯИ P7-83-482, Дубна, 1983.
78. Vander Plicht J., Britt H. C., Fowler M. M. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 2022; Britt H. C.— В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ, 1983, с. 381.
79. Кларре Н. J., Nix J. R.— In: Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 159.
80. Dahlinger M., Vermeulen D., Schmidt K. H.— Nucl. Phys., 1982, v. A376, p. 94.
81. Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Музыка Ю. А. и др.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 809.
82. Pauli H. C., Ledergerber T.— Nucl. Phys., 1971, v. A175, p. 545.
83. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н.— В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ, 1983, с. 389.

84. Vigdor S. E., Karwowski H. Z., Jacobs W. E. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 1035.
85. Karwowski H. J., Vigdor S. E.— Ibid., 1984, v. C29, p. 872.
86. Cohen S., Swiatecki W. J.— Ann. Phys., 1963, v. 22, p. 406.
87. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
88. Струтинский В. М.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1900.
89. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др.— ЯФ, 1984, т. 39, с. 1336; Z. Phys. A., 1984, v. 316, p. 61.
90. Hasse R. W., Treiner J., Schuk P.— New Ideas on the Fission Process— Invited Paper at the Sixth Conference on Neutron Physics, Kiev, 1983.
91. Montaya M.— J. Phys., 1983, v. 44, p. 785; Signarbieux C., Montaya M., Ribrag Metal.— J. Phys. Lett., 1981, v. 42, p. 487.
92. Hasse R. W.— Ann. Phys., 1971, v. 68, p. 377.
93. Kramers H. A.— Physica, 1940, v. 7, p. 284.
94. Grange D., Weidenmüller H. A.— Phys. Lett., 1980, v. 96B, p. 26; Grange D., Li Jun-Ching, Weidenmüller H. A.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 2063.
95. Bøjrnholm S., Lynn J. E.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 725.