

СИММЕТРИЧНОЕ И АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ЛЕГЧЕ ТОРИЯ

М. Г. Иткис, В. Н. Околович, А. Я. Русанов

Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата

Г. Н. Смиренкин

Физико-энергетический институт, Обнинск

Обзор посвящен экспериментальным исследованиям массово-энергетических распределений осколков при делении ядер $Z \leq 90$ в области низких и средних энергий. Он охватывает круг вопросов, связанных в основном с новой информацией, полученной в последние годы: о границах существования асимметрии деления как явления, о двух независимых способах деления — симметричном и асимметричном, и более широко — о модальной структуре массовых и энергетических распределений осколков, о симметричном делении как объекте модели жидкой капли, о формировании массовых распределений и др. Главный итог исследований состоит в экспериментальном обосновании теоретически предсказанной долиной структуры барьера деления доактиноидных ядер.

Recent studies of the mass and energy distributions from fission of the nuclei with $Z \leq 90$ at low and intermediate energies are reviewed in order to investigate the problems connected to the boundaries of the fission asymmetry, two distinct fission modes, mode structure of the fission fragment mass and energy distributions. Particular attention is paid to the experimental evidence for the valleys in the structure of the fission barrier, which were theoretically predicted for the preactinide nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые ядра делятся преимущественно на неравные части — примерно в соотношении 3 : 2, и это было установлено фактически одновременно с открытием самой реакции ядерного деления. Для объяснения многих свойств новой реакции Я. И. Френкель [1], Бор и Уилер [2] с успехом использовали представление о ядре как капле заряженной жидкости, в которой роль ядерного взаимодействия, препятствующего кулоновским силам отталкивания, выполняет поверхность натяжения. Но сколько ни бились над объяснением асимметрии деления в рамках модели жидкой капли, ответ теории был всякий раз одним и тем же: энергетически более выгодно деление на равные половинки. Так, уже на заре развития физики деления возникла проблема асимметричных и симметричных мод, которая и сейчас, спустя почти полвека, не утратила своей актуальности.

За прошедшие годы многое было осознано в механизме деления, правда, большей частью на полуколичественном феноменологическом уровне — настолько сложным оказался процесс коренной перестройки ядер. В частности, было выяснено, что происхождение асимметрии

деления связано с оболочечным строением ядер-осколков, и тем самым понята причина тщетности усилий объяснить ее в рамках модели жидкой капли, в основе которой лежит предположение об однородности ядерного вещества. Большое значение для утверждения этого взгляда на раннем этапе имели работы по статистической модели асимметрии деления Фонга [3], а на более позднем — работы В. М. Струтинского по обоснованию метода оболочечной поправки и его приложениям к описанию энергии деформации ядер [4].

В. М. Струтинскому удалось непротиворечиво объединить в рамках единой физической картины идеи капельной модели и модели оболочек, многие годы в физике деления противопоставлявшиеся друг другу. В частности, с помощью метода оболочечной поправки был непринужденно решен вопрос о перестройке оболочечной структуры ядра с энергией, которая завершается асимптотическим переходом ядра к состоянию, описываемому в капельной модели [5]. Наиболее ярко данное явление выражается в трансформации двугорбой кривой выхода масс осколков «холодного» асимметричного деления в одногорбое массовое распределение симметричного типа при делении достаточно сильно нагретых ядер. Наблюдаемая универсальность симметричного массового распределения при значительных возбуждениях может служить экспериментальным обоснованием капельной модели как фундамента теории деления ядер. В свою очередь, экспериментальное изучение симметричного деления нагретых ядер является прямым способом проверки ее представлений, и этому аспекту посвящены два первых раздела обзора.

Если тезис об универсальности и преобладании симметричного типа деления нагретых ядер не имеет исключений, то аналогичное утверждение для асимметрии деления холодных ядер оказывается справедливым только в ограниченной, хотя и достаточно протяженной области трансактиниевых ядер (Th — Cf). Слева и справа от нее происходят значительные метаморфозы массового распределения $Y(M)$: в районе Pb и Fm оно становится симметричным, в районе Ra — трехгорбым. При делении ядер легче Ra вклад симметричного пика в $Y(M)$ настолько доминирует, что долгое время не удавалось ответить, делятся ли они асимметричным способом и какова область распространения по A и Z самого явления «асимметрия деления»? Экспериментальные данные противоречили друг другу [6, 7], теоретические работы оправдывали лишь преобладающий способ деления [8, 9]. Исключением явились расчеты Пашкевича [10], результаты которых продемонстрировали возможность асимметричного деления в районе Pb и верно предсказали основные черты ожидаемого распределения $Y(M)$. Ответ на поставленные вопросы экспериментально был получен спустя десять лет в работах авторов обзора [11—15], и этим исследованиям посвящен его третий раздел.

Измерения и анализ формы массово-энергетических распределений осколков и зависимости ее от энергии возбуждения еще на раннем этапе исследований легких ядер выявили специфические различия

симметричного и асимметричного типов деления, которые интерпретировались в рамках так называемой гипотезы о двух независимых «способах» деления [16] (см. также обзоры [17, 18]). В дальнейшем интерес к этой эмпирической, не имевшей теоретического обоснования, гипотезе был утрачен, хотя, как показала последующая история, рациональное зерно в ней содержалось. Теоретические расчеты В. В. Пашкевича сначала для Pb [10] и затем для Ra [19] предсказали существование двух долин деления — масс-симметричной и масс-асимметричной, с которыми естественно связать происхождение различий обсуждаемых способов деления*. Ожидавшаяся из этих расчетов разница в высотах барьера (энергий седловых точек) для симметричного и асимметричного способов деления была подтверждена экспериментально у обеих групп ядер: положительная в районе Ra [20] и отрицательная в районе Pb [21].

Важнейший шаг, который удалось сделать в результате исключительно трудоемких исследований массово-энергетических распределений осколков при околопороговом делении ядер в районе Pb, заключается в формировании единой картины деления ядер легче Th. Главную особенность ее составляет «долинная» структура барьера, которая проявляется в значительных различиях характеристик деления, соответствующих разным долинам, и общности свойств, отличающих каждый из способов. Эта проблема, вышедшая после обнаружения «фермиевой аномалии» [22] за рамки обсуждаемой области ядер, составляет тему четвертого раздела обзора.

Характеризуя доактиноидные ядра как объект исследования, необходимо отметить ряд существенных отличий их от более тяжелых соседей по периодической системе, привлекавших к себе гораздо больше внимания в связи с практическими задачами. Значительные проблемы в изучении процесса деления легких ядер связаны и с трудностями экспериментов, к которым, прежде всего, необходимо отнести низкую вероятность деления, экспоненциально убывающую с параметром Z^2/A и энергией возбуждения [23], а также отсутствие в области $Z = 84 \div 87$ и $A = 210 \div 225$ ядер-мишеней, пригодных для измерений. Сечения деления, позволяющие сравнить условия экспериментов в двух областях ядер, актиноидов и доактиноидов, показаны на рис. 1, а.

* В литературе часто используются являющиеся синонимами различные термины: «способы», «типы», «моды» деления, а также «модальная», «компонентная» структура распределений осколков. Мы будем придерживаться здесь терминов «способы» деления и «компоненты» распределений, прибегая к иным при обсуждении тех работ, где они были применены, например, к термину «бимодальное» деление, предложенному в [22]. Выбором термина «способ» деления, иногда вызывающим затруднения у неспециалистов, мы отдали дань истории и подчеркнули значимость различий долин, по которым развивается симметричное и асимметричное деление. Наконец, термин «долинная структура» правильно употреблять по отношению к поверхности энергии деформации (разд. 1), однако для краткости в том же смысле будет использоваться выражение «долинная структура барьера».

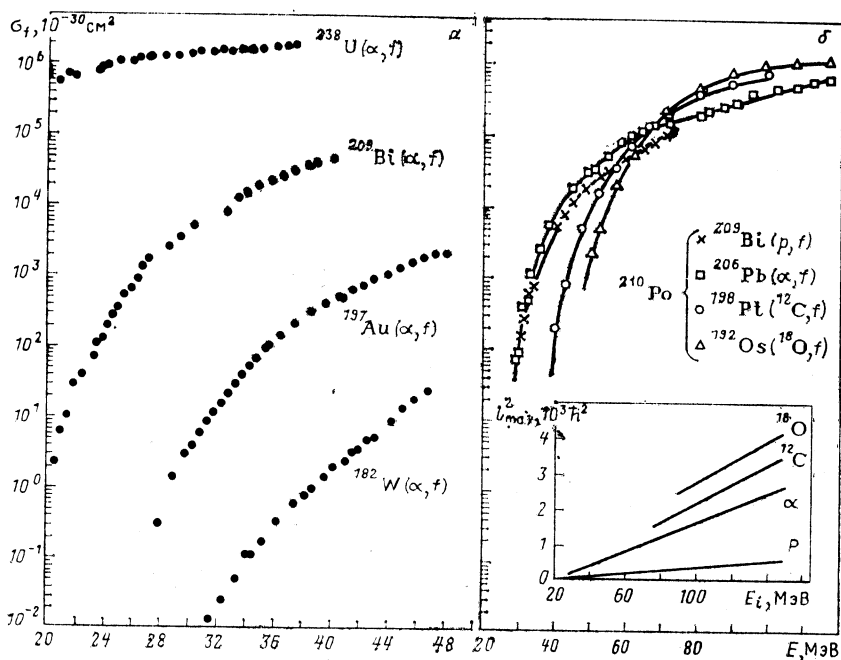


Рис. 1. Характерные сечения деления σ_f в области доактиноидов (E — энергия возбуждения составных ядер):

a — данные (α, f) -реакции для разных ядер [23]; б — данные для ^{210}Po , образованного в различных реакциях [25]. На вставке — зависимость максимального углового момента I_{max}^2 от энергии частицы E_i

Первое из указанных обстоятельств является серьезным препятствием при изучении деления холодных доактиноидных ядер, но вместе с тем становится большим преимуществом перед тяжелыми ядрами, если целью являются свойства процесса деления достаточно сильно нагретых ядер. Такие исследования в области тяжелых ядер очень усложняются реакциями деления с предварительной эмиссией нейтронов. В области доактиноидов участок энергий, практически свободный от их вклада, благодаря отмеченным свойствам вероятности деления, существенно шире [23]. Это достоинство доактиноидов чрезвычайно важно при изучении энергетических зависимостей характеристик процесса деления.

Специфической особенностью доактиноидов, очень интересной и благоприятной для исследования самого механизма деления, является относительно небольшая протяженность стадии спуска от седловой точки к точке разрыва. Взаимодействием между коллективными и внутренними степенями свободы на этой стадии решается извечный вопрос, возникающий в моделях деления: какая из «точек» — седловая или точка разрыва — ответственны за наблюдаемое

массовое распределение осколков? В этой связи значительный интерес представляет всестороннее исследование ситуации, которая складывается в области доактиноидов: из расчетов по модели жидкой капли [26, 27] следует, что ядра легче Pt делятся практически без стадии спуска. Это весьма многообещающий фактор: сравнительно различные наблюдаемые характеристики процесса деления ядер легче и тяжелее Pt с теоретическими предсказаниями, можно надеяться получить важную информацию о механизме формирования массово-энергетических распределений осколков.

Существенным преимуществом доактиноидных ядер, также связанным с большой деформацией седловой конфигурации, является относительная простота формы барьера деления. Актиноиды имеют двугорбый барьер, а ядра в районе Th, возможно, и трехгорбый [28], что очень усложняет картину деления, которая упрощается для более легких ядер в силу увеличения роли макроскопической (жидко-капельной) составляющей в сравнении с вкладом оболочек (оболочечной поправкой). Это приводит к преобладанию симметричного типа деления и создает немалые трудности при экспериментальном изучении маловероятного асимметричного типа. После того как они преодолены, можно сказать, что область доактиноидов для исследования многих свойств процесса деления является значительно благоприятнее, чем «традиционная» область практически интересных тяжелых ядер.

Нейтроны, γ -кванты и электроны из-за низкой интенсивности источников или малости сечений взаимодействия практически непригодны для изучения деления доактиноидов, особенно в области низких энергий возбуждения. Применению с той же целью реакций с тяжелыми ионами препятствует кулоновский барьер. Напротив, для изучения деления сильно нагретых ядер они очень удобны, но в этом случае необходимо учитывать влияние на наблюдаемые характеристики значительного углового момента, передаваемого делившимся ядрам. Некоторое представление об этих факторах дает рис. 1, б. Как показано в [23], наиболее универсальным средством для изучения деления ядер в интересующей области Z и A и энергий возбуждения являются реакции с легкими заряженными частицами. Чтобы не усложнять задачу вопросами о механизме конкретных реакций и ослабить роль предварительной эмиссии нуклонов, мы, как правило, будем ограничиваться энергиями возбуждения $U < 80 \div 100$ МэВ ($\Theta \leq 2$ МэВ) и ионами $A < 20$ *.

Основу обзора составляют эксперименты, выполненные в 1982—1986 гг. на пучках протонов, ионов ${}^3\text{He}$ и α -частиц алма-атинского изохронного циклотрона, ускоряемых на нем до энергий 30, 65 и 50 МэВ соответственно. Цель этих экспериментов — изучение механизма формирования массово-энергетических распределений

* Пробелы, связанные с этими ограничениями, читатель сможет восполнить с помощью обзора в [29, 30].

осколков деления ядер легче Th и они являются частью более широкого цикла исследований в этой области, начатого около 15 лет назад. В этом смысле настоящую работу можно рассматривать как продолжение обзора [23], который охватил ранний этап этого цикла, посвященный вероятности деления.

1. СИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР И КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

Модель жидкой капли (МЖК) и ее следствия. Капельная модель является достаточно общим квазиклассическим приближением в теории ядра, которое выполняется, если мала сжимаемость и однородно распределение нуклонов в фазовом объеме. Она служит фундаментом при описании энергии деформации ядер [4]

$$V(\alpha) = \tilde{V}(\alpha) + \delta W(\alpha) \quad (1)$$

и непосредственным инструментом для расчета ее макроскопической составляющей $\tilde{V}(\alpha)$ [$\delta W(\alpha)$ — оболочечная поправка, α обозначает конкретный параметр деформации или их набор]. Условия, обеспечивающие достаточно глубокую перестройку оболочек, которую можно рассматривать как предельный переход к капельной модели и тем самым применимость последней, реализуются при энергиях возбуждения $U \geq 40 \div 50$ МэВ и температурах $\Theta \geq 1,5$ МэВ ($A \simeq 200$) [5].

Существует довольно большое число вариантов описания в рамках капельной модели, различающихся учетом различных макроскопических свойств реальных ядер. Простейший из них — обычная МЖК, использованная в основополагающих работах теории деления [1, 2]. В большинстве ранних работ, в том числе и в [1, 2], основная задача об энергии деформации

$$\begin{aligned} \tilde{V}(\alpha) = E_s(\alpha) + E_c(\alpha) - E_s^0 - E_c^0 = E_s^0 \{B_s(\alpha) - 1 + 2x[B_c(\alpha) - 1]\}, \\ x = E_c^0/2E_s^0 \end{aligned} \quad (2)$$

и равновесных фигурах деформированной капли решалась для форм $R(\theta)$, которые аппроксимировались с помощью ряда из полиномов Лежандра:

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_{n=1}^{n_{\max}} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right]. \quad (3)$$

В соотношениях (2) и (3): $E_s(\alpha)$ и $E_c(\alpha)$ — поверхностная и кулоновская энергии деформированной капли; $E_s^0 = E_s(0)$, $E_c^0 = E_c(0)$ — их значения для сферической капли, т. е.

$$E_s^0 = 4\pi\sigma_0 R_0^2 = a_2 A^{2/3}; \quad E_c^0 = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} = C_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}; \quad R_0 = r_0 A^{1/3}; \quad (4)$$

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{кр}}}; \quad (Z^2/A)_{\text{кр}} = \frac{2a_2}{C_3} = \frac{40\pi}{3} \sigma_0 r_0^3; \quad (5)$$

λ — константа, обеспечивающая сохранение объема; σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения; α_n — параметры деформации, определяющие вектор α , причем четные индексы соответствуют зеркально симметричным формам, нечетные — асимметричным. Наиболее точное решение задачи в таком подходе ($n_{\max} = 18$) было получено Козном и Святецким [31].

Замечательной особенностью энергетической поверхности $\tilde{V}(\alpha)$ является наличие точки безусловного экстремума или седловой точки $\alpha = \alpha_{sp}$, в которой противоборствующие силы уравновешены и $\tilde{V}(\alpha)$ по всем направлениям имеет минимум, а по квадрупольной деформации α_2 , ответственной за общее удлинение, максимум. При $\alpha_2 > \alpha_2^{sp}$ кулоновские силы преобладают и процесс деления становится необратимым. Подчеркнем, что все $\alpha_{2m+1}^{sp} = 0$, т. е. седловая фигура (безусловного равновесия) является зеркально-симметричной, а поскольку ей соответствует минимум энергии по всем α_n ($n \neq 2$), симметричное деление энергетически наиболее выгодное.

Величиной $\tilde{V}(\alpha_{sp})$ определяется высота барьера деления \tilde{E}_f , которую согласно (2) можно выразить как

$$\tilde{E}_f(x) = E_s^0 \xi(x), \quad \xi(x) = B_s(\alpha_{sp}) - 1 + 2x [B_c(\alpha_{sp}) - 1]. \quad (6)$$

В окрестности $x = 2/3$ функция $\xi(x)$ меняет характер зависимости [31]

$$\xi(x) = \begin{cases} 0,38(3/4 - x) & \text{для } 1/3 < x < 2/3; \\ 0,83(1 - x)^3 & \text{для } 2/3 < x < 1, \end{cases} \quad (7)$$

о чем можно также судить по рис. 2, а. Седловой фигурой $R_{sp}(\theta, x)$, сильно зависящей от x , — сферой при $x = 1$, «цилиндром» при $x \simeq 0,8$ и «гантелью» при $x < 0,7$ — определяется эффективный момент инерции $J_{эф}(x)$, в виде обратной величины

$$\frac{1}{J_{эф}} = \frac{1}{J_{\parallel}} - \frac{1}{J_{\perp}} \quad (8)$$

в единицах $J_0 = (2/5)mr_0^2A^{5/3}$, показанный сплошной линией на рис. 2, б. В (8) $J_{\parallel}(x)$, $J_{\perp}(x)$ — моменты инерции относительно оси симметрии и перпендикулярной оси. Значения $\tilde{E}_f(x)$ и $J_{эф}^{-1}(x)$ находят из анализа экспериментальных данных об интегральных и дифференциальных сечениях деления [23, 32]. Подчеркнем, что их характерные особенности при $x = 0,65 \div 0,7$ принадлежат области доактиноидных ядер.

Другой подход к задаче о делении заряженной несжимаемой капли, использующий вариационный метод решения интегродифференциального уравнения МЖК и поэтому свободный от ограничений на формы, например (3), был разработан В. М. Струтинским с сотр. [33]. Новый подход оказался чрезвычайно плодотворным: с его помощью были

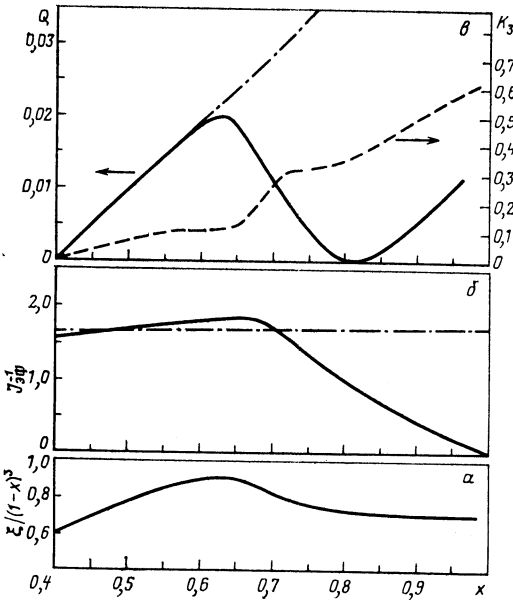


Рис. 2. Зависимости от параметра делимости x ряда характеристик МЖК:

a — функции $\xi(x)/(1-x)^2$ [31] («приведенной» высоты барьера деления); b — обратного эффективного момента инерции $J_{эф}^{-1}$ [31]; σ — параметра жесткости к масс-асимметричным деформациям Q [34] и K_3 [31]; сплошные линии и пунктирная (σ) — для седловой точки, штрихпунктирные — для точки разрыва

подтверждены основные результаты первого подхода, рассмотрен случай поверхностного натяжения, зависящего от кривизны поверхности, — свойство, которое учитывается с помощью параметра Γ , равного нулю в обычной модели, впервые даны адекватные способы определения устойчивости фигур безусловного и условного равновесия к масс-асимметричным деформациям, а также точки разрыва капли, имеющие принципиальное значение для описания массово-энергетических распределений осколков деления.

В. М. Струтинский [34] в качестве масс-асимметричной деформации принимает величину, связанную с отношением объемов правой и левой частей, а именно

$$\eta = 2 \frac{v_p - v_l}{v_p + v_l}. \tag{9}$$

Зависимость безразмерного параметра жесткости капли к таким вариациям формы

$$Q = \frac{1}{2E_0^2} \left(\frac{d^2 \tilde{V}}{d\eta^2} \right)_{\eta=0} \tag{10}$$

от параметра x имеет вид кривой, показанной на рис. 2, σ сплошной линией. По Коэну — Святецкому [31] в соответствии с представлением формы капли (3) устойчивость ее по отношению к масс-асимметричным вариациям характеризуется набором параметров жесткости для нечетных нормальных мод K_{2m+1} . Было принято считать [26, 31, 35], что основной вклад в масс-асимметричную деформацию

дает октупольная мода $m = 1$, соответственно в устойчивость — параметр K_3 . Его зависимость от параметра x показана на рис. 2, в пунктирной линией.

Два предсказания разнятся сильно: $K_3(x)$, как впрочем и все $K_{2m+1}(x)$ [31], является растущей функцией при любых x и не имеет экстремумов как $Q(x)$. В одном характеристике $Q(x)$ и $K_3(x)$ согласуются: обе обращаются в нуль в точке Бусинаро — Галлоне [36] при $x \simeq 0,4$, где капля утрачивает устойчивость по отношению к масс-асимметричным вариациям формы. Большая разница в поведении $K_3(x)$ и $Q(x)$ трактовалась в ряде работ как противоречие между двумя расчетами [31] и [34], которого, как показал В. В. Пашкевич [37], в действительности нет, и речь должна идти только о том, что в этих двух подходах различен выбор параметра масс-асимметричной деформации.

В [27, 34] В. М. Струтинский указывает вторую замечательную особенность энергетической поверхности капли, — наличие практически не зависящей от x деформации, выше которой не существует непрерывных фигур условного равновесия, которая интерпретируется как точка разрыва. Ей соответствует расстояние между центрами тяжести половин капли [34, 38]

$$d_{sc} = 2(1,17 - \Gamma) r_0 A^{1/3}. \quad (11)$$

В [34] подчеркивается, что такое определение точки разрыва является более естественным, чем распространенное условие обращения радиуса шейки в нуль ($r_n = 0$): сама МЖК утрачивает смысл, если r_n становится меньше расстояния между нуклонами.

Расстояние d_{sc} определяет кулоновскую энергию отталкивания образовавшихся осколков

$$V_{sc}^{(c)} = 0,185(1 + 1,2\Gamma)z^2/A^{1/3}, \quad (12)$$

которая составляет большую часть их наблюдаемой кинетической энергии. Эта параметризация широко используется в систематиках средней кинетической энергии осколков:

$$\langle E_K \rangle = C_1 Z^2/A^{1/3} + C_2. \quad (13)$$

В заключение раздела мы кратко остановимся на смысле часто используемого в обзоре термина «долина»: жидкокапельная долина, долина деления и разделенных осколков, долинная структура барьера и пр. Энергия деформации $\tilde{V}(\alpha)$ является гиперповерхностью — функцией многих переменных (параметров деформации), набор которых обозначен одним символом α . Среди них выделен один, ответственный за общее удлинение ядра и, таким образом, непосредственно связанный с основной делительной степенью свободы: это квадрупольная деформация α_2 в [31] или чаще используемый параметр $\epsilon = 3\alpha_2/2$, а также расстояние между центрами тяжести половины ядра d в [33, 34, 39]. Если рассматривать набор деформаций $\{\alpha_n\}$,

тогда любая обычная трехмерная поверхность $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_i)$ будет иметь форму седла, а каждое ее сечение $\alpha_2 = \text{const}$ — форму кривой с минимумом (состояние условного равновесия). Траектория $\alpha_i^{\min}(\alpha_2)$ служит дном образующегося желоба, по которому развивается процесс деления в выбранном пространстве переменных, или, иначе, долиной деления. Так, у поверхности $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_4)$ [31], или $\tilde{V}(\rho, h)$, как в [39], где $\rho = d/2$, а параметры деформации α_4 и h характеризуют толщину шейки делящегося ядра, на стадии спуска от седловой точки к точке разрыва при $d \leq d_{sc}$ [см. (11)] будет две долины, разделенные хребтом, — долина деления и долина разделенных осколков. Исчезновение хребта при $d = d_{sc}$, означающее резкое увеличение вероятности выхода из первой долины во вторую, и есть признак того, что разделение наступило (точка разрыва) [39]. Поверхность $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_3)$ [31], или $\tilde{V}(\rho, \eta)$ [39], имеет одну масс-симметричную долину, которую следует отличать, называя ее жидко-капельной или симметричной, от масс-асимметричной долины $V(\rho, h)$, сформированной оболочками [вторым членом в (1)]. Дну первой, по-прежнему, соответствует $\eta = 0$, а дну второй $\eta \neq 0$ [10].

В данном обзоре будут рассматриваться результаты анализа экспериментальных данных в трех основных вариантах МЖК:

1) Майерса и Святецкого [40] с изоспиновой зависимостью E_s^0 и параметра x , в отличие от (4) и (5),

$$E_s^0 = a_2 A^{2/3} (1 - kI^2), \quad x = \frac{c_3}{2a^2} \frac{z^2}{A} (1 - kI^2)^{-1}, \quad I = \frac{N-Z}{A}; \quad (14)$$

2) Струтинского [34, 41] с параметрами

$$\Gamma = -0,1 \quad \text{и} \quad (Z^2/A)_{\text{кр}} = 45; \quad (15)$$

3) Крапше, Никса, Сирка [42] с учетом конечного радиуса ядерного взаимодействия.

Параметры вариантов МЖК приведены в табл. 1. Подчеркнем, что в указанных вариантах МЖК заметно изменяются не только значения x для конкретного ядра, как видно из последних колонок табл. 1 (см. также примечание к ней), но и функции на рис. 2, однако с сохранением их характерных особенностей.

Статистические и динамические аспекты в описании распределений осколков деления. Из изложенного статического подхода в рамках МЖК нельзя сказать, как реализующаяся в процессе деления энергия делится между различными степенями свободы в делящемся ядре и каково распределение соответствующих переменных. Это вопросы, решение которых в конечном счете приводит к описанию распределений наблюдаемых характеристик осколков: массы, заряда, кинетической энергии и энергии возбуждения. Особую роль при этом играет стадия спуска делящегося ядра с вершины барьера, служащей началом отсчета для процесса освобождения энергии,

Таблица 1. Параметры вариантов МЖК

Вариант	c_s , МэВ	a_2 , МэВ	k	Γ	$(Z^2/A)_{\text{кр}}$	Значения x для некоторых ядер		
						${}^{115}_{49}\text{In}$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$	${}^{218}_{100}\text{Fm}$
1 [40]	0,704	17,9	1,78	0	—	0,415	0,690	0,837
2 [34,41]	0,72	16,2	0	-0,1	45	0,464	0,718	0,861
3 [42]*	0,732	21,7	3,0	0	—	0,377	0,630	0,771

* В варианте 3 из-за иного определения поверхностной энергии, чем в (4) и (14), в общем случае нельзя определить параметр x , как в двух других вариантах, но для ядер вблизи долины β -стабильности согласно [42] можно использовать эффективный набор параметров, указанный в таблице.

скоцентрированной на делительной степени свободы. Эта задача решается в рамках статистических и динамических моделей процесса деления.

Наиболее простыми являются предположения статистической модели. Она исходит из допущения, что в рассматриваемом выделенном состоянии ядра (например, точке разрыва или седловой точке) обеспечивается условие статистического равновесия по всем степеням свободы. Это предположение модели переходного состояния [2, 26], которое аргументируется тем, что в окрестности седловой точки деление является наиболее медленным. Очевидно, чтобы реализовалось условие статистического равновесия в точке разрыва, необходимо потребовать, чтобы обмен между различными степенями свободы происходил достаточно быстро в сравнении с временем спуска $t_{\text{сп}}$. В модели Фонга [3] в качестве времени обмена берется характерное нуклонное время $\tau_n \sim 3 \cdot 10^{-22}$ с, которое обеспечивает неравенство

$$t_{\text{сп}} \gg \tau_n. \quad (16)$$

Модель переходного состояния приводит к формуле Бора — Уилера для проницаемости барьера

$$T_f(E) = \int_0^{E-E_f} \rho(U) dU, \quad (17)$$

где $\rho(U)$ — плотность переходных состояний. Применяя (17) для условных барьеров $E_f = \tilde{V}(\eta)$ при фиксированных масс-симметричных деформациях η , а также разложение $\tilde{V}(\eta)$ в окрестности $\eta = 0$

$$\tilde{V}(\eta) = \tilde{V}(0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 \tilde{V}}{d\eta^2} \right)_{\eta=0} \eta^2 + \dots \quad (18)$$

и модель ферми-газа

$$\rho(U) \sim \exp [2(\tilde{a}U)^{1/2}], \quad \Theta = [(E - E_f)/\tilde{a}]^{1/2}, \quad (19)$$

где \tilde{a} — асимптотический параметр плотности уровней [23], можно получить распределение η , первое приближение к которому соответствует гауссовому распределению

$$Y(\eta) \sim \exp \left(-E_s^0 Q \frac{\eta^2}{\Theta} \right). \quad (20)$$

Из (20) и определения η в (9), если предположить, что объемы частей седловой фигуры пропорциональны массам будущих осколков M и $A - M$, т. е.

$$\eta = \frac{4}{A} (M - A/2), \quad (21)$$

следует массовое распределение осколков

$$Y(M) = (2\pi\tilde{\sigma}_M^2)^{-1} \exp [-(M - A/2)^2/2\tilde{\sigma}_M^2] \quad (22)$$

с дисперсией

$$\tilde{\sigma}_M^2 = A^2\Theta/32E_s^0Q. \quad (23)$$

На основе общих принципов статистической механики соотношения (20) и (23) можно получить, не прибегая к (17) и конкретизации модели плотности уровней. Если известна зависимость энергии системы W_{s,α^*} в состоянии с деформацией α^* от переменной s , то вероятность ее флуктуации относительно среднего значения \bar{s} и дисперсия σ_{s,α^*}^2 составляют

$$P_{\alpha^*}(s) \sim \exp \left[-\frac{(s - \bar{s})^2}{2\sigma_{s,\alpha^*}^2} \right], \quad \sigma_{s,\alpha^*}^2 = \Theta \left[\left(\frac{\partial^2 W_{\alpha^*}}{\partial s^2} \right)_{s=\bar{s}} \right]^{-1}. \quad (24)$$

Именно такой подход был использован для нахождения распределений M , Z , E осколков в статистической модели для точки разрыва [43] и распределения координат и их импульсов в седловой точке в динамических расчетах $P(M, Z, E)$ [26, 35]. Аналогично (20) было получено в [34].

На основе решения задачи о распределении координат квантового осциллятора [44] может быть сделано обобщение соотношения (24), учитывающее энергию нулевых колебаний:

$$\sigma_s^2 = \frac{\hbar\omega_s}{2k_s} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_s}{2\Theta} = \begin{cases} \Theta/k_s & \text{для } \Theta \gg \hbar\omega_s; \\ \hbar\omega_s/2k_s & \text{для } \Theta \ll \hbar\omega_s, \end{cases} \quad (25a)$$

$$(25b)$$

где $\omega_s = \left(\frac{k_s}{\mu_s} \right)^{1/2}$; $k_s = \left(\frac{\partial^2 W}{\partial s^2} \right)_{s=\bar{s}}$; μ_s — частота, жесткость и приведенная масса для колебаний моды s соответственно. Видно, что (25a) совпадает с (24), иначе говоря, широко используемое соотно-

шение (24) является высокотемпературным приближением, однако его отличия от точного невелики уже при $\theta/\hbar\omega_s > 2$.

Динамические расчеты для невязкой жидкости были проведены Никсом и Святецким [26] и Никсом [35]. В этих расчетах, как отмечалось, начальное распределение координат и импульсов задается в седловой точке статистическими соотношениями (24) и (25), а дальнейшая эволюция системы совершается в соответствии с классическими уравнениями Гамильтона. В дальнейшем Никс с соавторами учли в динамике спуска вязкость, включив в уравнения Гамильтона силы трения. Объектом многих расчетов этой группы явились исследования зависимости средней кинетической энергии осколков $\langle E_K \rangle$ от параметра $Z^2/A^{1/3}$ [45—49]. В расчетах видоизменялись модель и ее параметры, условия разрыва шейки и, что, пожалуй, наиболее интересно, предположения о механизме вязкости — двухтельном в [45, 47, 48] и однотельном в [46, 49]. Они показали, что динамическая модель в общем случае приводит к заметным отступлениям от (12) и (13) в силу двух причин. Во-первых, расстояние между осколками в момент разрыва d_{sc} увеличивается с ростом x ; во-вторых, заметную величину составляет предразрывная кинетическая энергия E_{ps} , т. е.

$$\langle E_K \rangle = V_{sc}^{(c)} + E_{ps}. \quad (26)$$

В последние годы значительное развитие получила диффузионная модель или, иначе, флуктуационно-диссипативная динамика. Эволюция системы в данной модели описывается с помощью уравнения Фоккера — Планка для функций распределения коллективных переменных, в котором кроме консервативных сил и сил трения, как в обычной динамике, учитываются тепловые флуктуации этих переменных. Это достаточно общая концепция, из которой вытекают, с одной стороны, новые следствия для описания вероятности деления и эмиссии нейтронов [50, 51] и распределений осколков [52—58], а с другой, как предельные случаи, хорошо известные результаты статистической и динамической моделей [3, 26, 35]. Статистический предел достигается при большом трении, динамический для невязкой жидкости при малом [57]. В первом случае предразрывная энергия $E_{ps} \simeq \Theta/2$ и $\langle E_K \rangle \simeq V_{sc}^{(c)}$, во втором E_{ps} составляет значительную долю энергии спуска $\Delta \tilde{V} = \tilde{V}(d_{sp}) - \tilde{V}(d_{sc})$, зависящую от распределения этой энергии между различными коллективными модами, часть которых не связана с энергией поступательного движения и «на бесконечности» перейдет в их энергию возбуждения.

Благодаря влиянию флуктуационных и динамических эффектов на стадии спуска оказывается выделенной точка или, точнее, достаточно узкая область $x \simeq x_0$ ($x_0 = 0,55 \div 0,60$ для $\Gamma = 0$ и $0,65 \div 0,70$ для $\Gamma = -0,1$ [27]), в которой сравниваются деформации седловой точки и точки разрыва d_{sp} и d_{sc} , причем для $x < x_0$ выполняется $d_{sp} = d_{sc}$ и $\Delta V = 0$. Ниже будет показано, что эта особенность впол-

не отчетливо проявляется в зависимости моментов энергетического распределения от нуклонного состава делящихся ядер.

Важно подчеркнуть, что диффузионная модель в сравнении с динамической приводит к значительному увеличению дисперсий распределений осколков — массового σ_M^2 и энергетического σ_E^2 — тем большому, чем больше энергия спуска $\Delta\tilde{V}(x)$. Как показали Г. Д. Адеев с соавторами [55, 56, 58], благодаря этому в рамках диффузионной модели удается объяснить рост σ_M^2 и σ_E^2 с параметром Z^2/A — явление, бывшее «камнем преткновения» в теории деления [30, 59].

В диффузионной модели недавно были проведены расчеты времени спуска $t_{\text{сп}}$ в различных предположениях о трении [60, 61]. Результаты обнаруживают очень сильную зависимость $t_{\text{сп}}$ от механизма вязкости: для однотельного это время в несколько раз больше, чем для двухтельного и в отсутствие трения. Интересен и другой результат таких расчетов: однотельный механизм вязкости в сравнении с невязкой жидкостью приводит к более компактным разрывным конфигурациям делящегося ядра, а двухтельный, наоборот, к более вытянутым [47, 49], и, как следствие, к разным соотношениям величин E_{ps} и $V_{\text{sc}}^{(c)}$ в (26) и зависимостям $\langle E_{\text{н}} \rangle$ от нуклонного состава ядра (см. также [62]).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛЕНИЯ НАГРЕТЫХ ЯДЕР

Основные свойства массово-энергетических распределений осколков. Начало исследования массовых распределений осколков деления $Y(M)$ в обсуждаемой области ядер и их энергий возбуждения было положено радиохимическим методом. Они были выполнены Фейерхоллом с сотрудниками около 30 лет назад и привели к установлению поразительных для того времени результатов: в отличие от двугорбой кривой для тяжелых ядер распределение выходов масс при делении ^{209}Bi дейтронами ($E_d = 22$ МэВ) [63] имело вид одного горба, а при делении ^{226}Ra протонами ($E_p = 11$ МэВ) [64] — трех. Дальнейшие аналогичные измерения показали, что для более легких ядер характер распределения $Y(M)$ не меняется, т. е. остается симметричным [65—69], а при достаточных, но не слишком больших энергиях возбуждения трехгорбые распределения $Y(M)$ наблюдаются вплоть до ^{237}Pu — в реакции $^{233}\text{U}(\alpha, f)$ [65, 70—72]. Важный эксперимент был осуществлен с помощью трековой методики в [73, 74], показавшей, что деление ^{209}Bi α -частицами остается симметричным почти у самого порога деления, тогда как ядра $^{225-228}\text{Ra}$ при тех же условиях делятся преимущественно асимметрично [20, 75, 76].

Прогресс в физических методах регистрации позволил создать спектрометры на основе одновременных измерений энергии E_i или скорости v_i обоих осколков или обеих характеристик одного из них, иначе, (E_1, E_2) -, (v_1, v_2) - и (v, E) -спектрометров, которые обладают многими преимуществами перед радиохимическим способом и зна-

чительно потеснили его в экспериментальных исследованиях деления ядер. Такие методы, правда, дают косвенную информацию о массах осколков (с использованием законов сохранения энергии и импульса) и имеют конечное разрешение, которое, однако, у современных спектрометров скоростей по времени пролета лучше 1 а. е. м. [77, 78]. Отметим также, что если радиохимическим методом исследуются конечные массы (после испускания нейтронов), то с помощью (v_1, v_2) -спектрометров — мгновенные массы. Другие спектрометры требуют введения небольших поправок на эмиссию нейтронов деления. Спектрометры парных осколков дают более полную информацию: они измеряют массово-энергетическое распределение, тогда как с помощью (v, E) -спектрометра можно получить только массовое. Наконец, (E_1, E_2) -спектрометры на основе полупроводниковых счетчиков, уступая несколько в разрешении, значительно превосходят по светосиле спектрометры других типов, и это создает им большое преимущество, которое является решающим при изучении маловероятного деления легких ядер.

Подавляющее большинство экспериментальных данных, которые приводятся в обзоре, получено с помощью полупроводниковых спектрометров энергии парных осколков. Методика этих экспериментов, включая обработку результатов непосредственных измерений (калибровку энергии, переход от (E_1, E_2) -распределения к распределению массы M и полной энергии осколков $E_K = E_1 + E_2$, поправки) изложена в [65, 68, 79]. Характерное массовое разрешение таких спектрометров, определяемое шириной аппаратурной линии на половине высоты, составляет 2—3 а. е. м. для достаточно тонких делящихся мишеней ($\leq 0,1$ мг/см²) и при умеренном выходе мгновенных нейтронов деления ($\bar{v} \leq 3$).

В экспериментах на алма-атинском циклотроне, где также применялся (E_1, E_2) -спектрометр для измерения массово-энергетических распределений осколков, можно выделить два этапа. На первом, выполненном с обычной спектрометрической аппаратурой, имевшей умеренное временное разрешение 0,1—0,2 мкс, оказалось возможным использовать токи пучка частиц до 0,05—0,1 мкА. Это при приемлемой статистике регистрируемых событий и разумной продолжительности измерений не позволяло продвинуться в область сечений деления σ_f ниже 10^{-28} см². Чтобы расширить область ядер, доступную для измерений в сторону меньших Z как в [80—82], или энергий ближе к порогу [82, 83], или обеспечить большую скорость набора информации [84, 85], необходимо было увеличить поток частиц на мишень, поскольку другие резервы методики были исчерпаны. Решение этих задач оказалось возможным на втором этапе измерений с быстродействующей электронной аппаратурой [86], временное разрешение которой позволило увеличить предельный ток на порядок и при низких энергиях возбуждения ($\bar{v} \leq 1$) получить разрешение по массам не хуже 2 а. е. м.

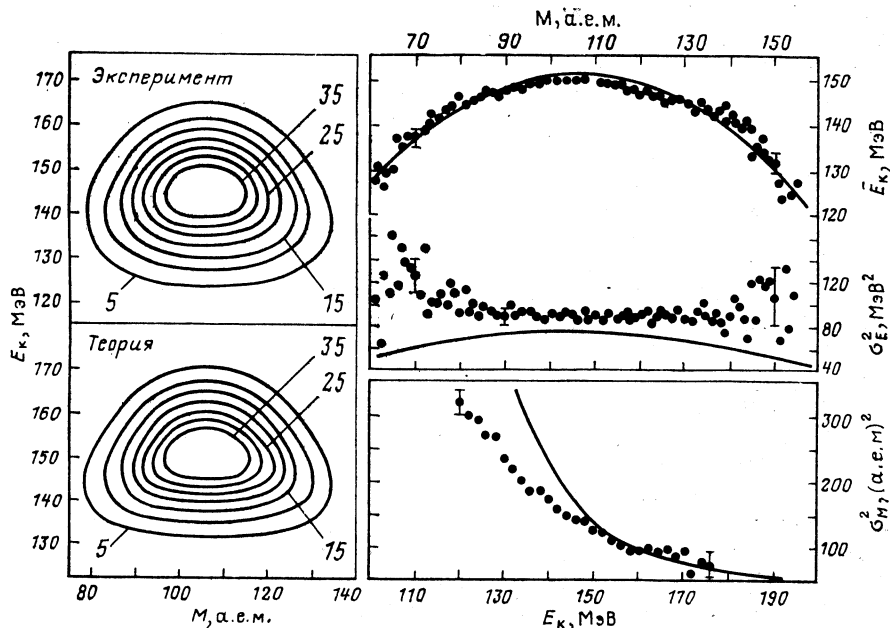


Рис. 3. Основные характеристики массово-энергетических распределений осколков при делении ^{239}Pu α -частицами с энергией 80 МэВ [68] и их описание в модели Никса — Святецкого [26]

Типичные распределения $N(M, E_k)$ в виде контурных карт (слева) и средние характеристики * (справа) — энергия пары осколков $\bar{E}_k(M)$, дисперсии распределения энергии $\sigma_E^2(M)$ и массы $\sigma_M^2(E_k)$, относящиеся к делению ^{213}At в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ с энергией α -частиц $E_\alpha = 80$ МэВ [68] ($\Theta \simeq 1,7$ МэВ **) на рис. 3 сравниваются с результатами расчета Никса и Святецкого [26].

Происхождение контурных кривых на рис. 3, напоминающих подобные треугольники, легко понять с помощью вытекающего из (24) распределения масс и энергии осколков:

$$N(M, E_k) \sim \exp \left\{ -\frac{(M - A/2)^2}{2\sigma_M^2} - \frac{[E_k - \bar{E}_k(M)]^2}{2\sigma_E^2} \right\}, \quad (27)$$

* Все рассматриваемые в данном разделе экспериментальные величины следовало бы писать со значком « \sim » (тильда), поскольку они характеризуют достаточно сильно нагретые ядра ($\Theta \gtrsim 1,5$ МэВ). Чтобы не делать обозначения слишком громоздкими, мы его опускаем.

** Для вычисления температуры Θ нагретых ядер везде используется соотношение (19) с феноменологическими поправками на спаривание и асимптотическим параметром плотности уровней $\tilde{a} = 0,093A$ МэВ $^{-1}$ [23].

если принять во внимание, что оба момента энергетического распределения (ЭР) согласно [26] имеют одинаковую зависимость от M

$$X_i(M) = X_i(A/2) \left[1 - \left(\frac{M-A/2}{A/2} \right)^2 \right], \quad (28)$$

где $X_i = \bar{E}_K(M)$ или $\sigma_E^2(M)$. Для $\bar{E}_K(M)$ соотношение (28) следует из $\bar{E}_K = Z_1 Z_2 e^2 / d_{sc}$ в предположении пропорциональности заряда массе и $d_{sc} = \text{const}$. Учитывая, что в доступной измерениям области масс $\left(\frac{M-A/2}{A/2} \right)^2 \ll 1$, и опуская члены более высокого порядка малости, получаем для дисперсии массового распределения (МР) при заданном E_K

$$\sigma_M^2(E_K) \simeq \sigma_M^2 \left\{ 1 + \frac{4\sigma_M^2}{A^2 \sigma_E^2(A/2)} [E_K^2 - \bar{E}_K^2(A/2)] \right\}^{-1}, \quad (29)$$

которое объясняет падающую зависимость $\sigma_M^2(E_K)$ и сужающиеся с увеличением E_K контуры на рис. 3. В заключение качественного анализа $N(M, E_K)$ подчеркнем, что характеристиками $\bar{E}_K(M)$, $\sigma_E^2(M)$ и σ_M^2 (или МР) зависимость $\sigma_M^2(E_K)$ полностью определена, поэтому в дальнейшем она нами рассматриваться не будет.

На рис. 4, а показаны половинки (при $M \geq A/2$) симметризованных распределений $Y(M)$, $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ для различных доактиноидов [38, 80, 81], и таким представлением, в котором, например, $Y(M) = (1/2) [Y^{\text{набл}}(M) + Y^{\text{набл}}(A-M)]$ с сохранением нормировки $\sum_{M=0}^A Y(M) = 200\%$, мы в дальнейшем будем широко пользоваться. Видно, что все характеристики однотипны, причем МР следует зависимости (22), линейной, если для него использовать логарифмическую шкалу, а в качестве аргумента — квадратичное отклонение от средней массы $(M - A/2)^2$, как на рис. 4, б. Первые два момента ЭР, $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, качественно соответствуют предсказанию МЖК, но обнаруживают отступления от простой параболы (28), зависящие от Z и A делящегося ядра (рис. 4, в и г). В частности, для $\sigma_E^2(M)$ нелегко сделать выбор между (28) и $\sigma_E^2(M) \simeq \text{const}$. Результаты расчетов по диффузионной модели [58] ближе к последнему предположению.

Энергетическая зависимость моментов полных МР и ЭР обсуждается в разд. 4. Здесь мы укажем лишь, что средние дисперсии ведут себя близко к температурной зависимости (25), а энергетическую зависимость первого момента полного ЭР $\langle E_K \rangle = \sum_{M=1}^A E_K(M) \times Y(M)/200\%$ можно характеризовать производной $\partial \langle E_K \rangle / \partial E = 0,05 \div 0,10$ (см. подробную сводку данных в [87]). С изменением углового момента l , точнее \bar{l}^2 , вид МР, а также зависимости обоих

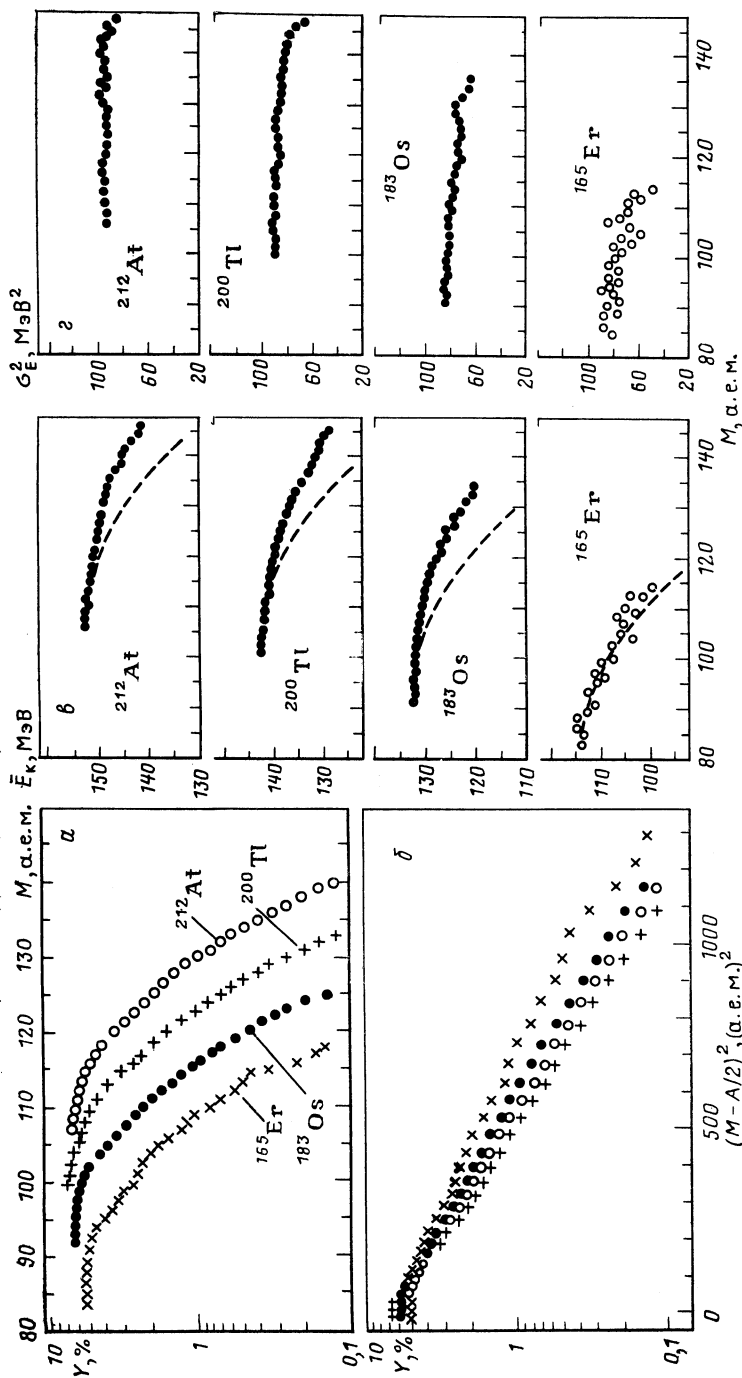


Рис. 4. Выходы масс Y как функции массы осколка M (а) и параметра $(M - A/2)^2$ (б), кинетическая энергия осколков \bar{E}_k (M) (в) и ее дисперсия σ_E^2 (M) (г) для ряда ядер [38, 80, 81]. Пунктир — параболическая зависимость E_k (M) согласно (28)

моментов ЭР от M практически не меняются [87—89]. Об l -зависимости моментов полных МР и ЭР можно судить из данных, представленных в табл. 2. В ней даны результаты только тех экспериментов,

Таблица 2. Параметры зависимости $\langle E_R \rangle$ и σ_M^2 от углового момента

Делящиеся ядра	Использованные реакции	$\partial \langle E_R \rangle / \partial \bar{l}^2$	$\partial \sigma_M^2 / \partial \bar{l}^2$
^{210}Po [91]	$^{209}\text{Bi} + p, ^{206}\text{Pb} + \alpha,$ $^{198}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$	0,006	Эффект не замечен
^{208}Po } [88, 89]	$^{204}\text{Pb} + \alpha, ^{192}\text{Os} + ^{16}\text{O}$	—	—
^{210}Po }	$^{207}\text{Pb} + \tau^*, ^{206}\text{Pb} + \alpha,$ $^{198}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$	0,0029 (7)	0,019 (4)
^{196}Pt [92]	$^{170}\text{Yb} + ^{16}\text{O},$ $^{154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$	Эффект не замечен	0,017 (4) **

* Здесь и в дальнейшем ионы ^3He для удобства обозначаются символом τ .

** Значение получено обработкой экспериментальных данных [92] по методу [88] (см. текст).

где влияние углового момента на характеристики процесса деления легких ядер было непосредственной целью исследований. Все указанные в табл. 2 работы полностью согласуются только в одном, что влияние углового момента на σ_E^2 очень мало и находится в пределах экспериментальных погрешностей.

В [88] наблюдаемые моменты обоих распределений X_i (результаты измерений $\langle E_R \rangle$, σ_E^2 и σ_M^2 в [89]) рассматривались как линейные функции двух параметров Θ и \bar{l}^2 с постоянными чувствительностями $\partial X_i / \partial \Theta$ и $\partial X_i / \partial \bar{l}^2$, которые определялись для ядер ^{208}Po и ^{210}Po по методу наименьших квадратов из экспериментальных данных о реакциях, указанных в табл. 2. В [88] показано, что с полученным значением $\partial \langle E_R \rangle / \partial \bar{l}^2$ удовлетворительно описываются также данные для ядер ^{213}Fr и ^{217}Ac , изученных при нескольких энергиях ионов в реакциях $^{197}\text{Au} (^{16}\text{O}, f)$ и $^{197}\text{Au} (^{20}\text{Ne}, f)$ [90]. В [88] показано также, что расхождение значений $\partial \langle E_R \rangle / \partial \bar{l}^2$ [89] и [91] в табл. 2 устраняется, если более аккуратно, чем в [91], вычислить \bar{l}^2 с учетом не только распределения l во входном канале реакций, но и сильной l -зависимости вероятности деления легких ядер.

Оценку $\partial \langle E_R \rangle / \partial \bar{l}^2$ можно получить из энергии вращения в седловой точке

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 \bar{l}^2}{2J_{\perp}} + \frac{\Theta}{2}, \quad (30)$$

если предположить, что она вследствие слабой связи вращательных и внутренних степеней свободы перейдет в кинетическую энергию осколков. Значение $\hbar^2 / 2J_{\perp}$ согласно расчетам по МЖК составляет для ядер $^{208}, ^{210}\text{Po}$, ^{213}Fr , ^{217}Ac 1,5÷2,5 кэВ [31, 41], и ее следует

несколько увеличить из-за уменьшения деформации седловой точки с ростом l [93]. В [62] показано, что наилучшее согласие между значениями $\langle E_K \rangle$ для реакций ионов ^{12}C и ^{16}O и легких заряженных частиц в очень широкой области ядер достигается, если в соответствии с (30) принять, что $\frac{\partial \langle E_K \rangle}{\partial l^2} = \frac{\partial E_{\text{rot}}}{\partial l^2} = \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}}$, и учесть, что

J_{\perp} есть функция x . Оценку $\frac{\partial \sigma_M^2}{\partial l^2} \simeq 10^{-2}$ (а. е. м.) $^2 \hbar^{-2}$ мы сделали

исходя из работы [55], в которой приводятся результаты расчетов интересующей зависимости в рамках диффузионной модели. Таким образом, удастся удовлетворительно согласовать экспериментальную и теоретическую l -зависимости обсуждаемых величин, по крайней мере на том уровне, который требуется для внесения поправок на эффект углового момента при не слишком больших l .

Моменты энергетического распределения осколков. Для описания экспериментальных данных о $\langle E_K \rangle$ от нуклонного состава ядер широко используются простые систематики (13). Представляют интерес отступления от них, обусловленные динамикой деления, которые, однако, как и зависимость $\langle E_K \rangle$ от энергии возбуждения или температуры, не идут ни в какое сравнение по масштабам с гораздо большими изменениями σ_E^2 при изменении любого из указанных параметров. Популярные систематики [94—96] не пригодны для наших целей, поскольку они допускают объединение очень разнородных по энергии возбуждения и угловому моменту данных. Не вполне устраивает также выборка высокотемпературных данных, используемая для сравнения с расчетами в работах Никса с соавторами [45—49], поскольку в ней смешиваются результаты изучения реакций деления и квазиделения, перекрывающие весь спектр бомбардирующих ионов от протонов до ^{89}Y [97] и ^{238}U [98].

В [62] приводится рассматриваемая в настоящем обзоре сводка экспериментальных данных о $\langle E_K \rangle$, в которой из весьма обширной накопленной к настоящему времени информации исключены:

данные, относящиеся к спонтанному и низкоэнергетическому делению ($\Theta \lesssim 0,9$ МэВ), подверженные влиянию оболочечных эффектов;

данные реакций со слишком тяжелыми ионами, для которых погрешность поправки, связанной с угловым моментом, будет преобладать над экспериментальной погрешностью $\langle E_K \rangle$.

Анализ в [62] показал, что необходимо ограничиться ионами легче ^{18}O и $\Theta \lesssim 2$ МэВ. Совокупность экспериментальных значений $\langle E_K \rangle$ и σ_E^2 , соответствующая $\Theta \simeq 1,6$ МэВ и $\bar{l}^2 = 0$ и удовлетворяющая приведенным выше условиям, показана на рис. 5, a и b в зависимости от параметра $Z^2/A^{1/3}$. Она целиком включает в себя информацию из табл. 3, где приведены данные о характеристиках реакций, средних моментах массово-энергетических распределений осколков деления и других параметрах ядер, полученных авторами [38, 62, 80, 81, 99, 100].

Таблица 3. Характеристики реакций и моменты массово-энергетических распределений осколков деления ядер

Делится ядро	Частица	Диапазон E_f , МэВ	Литература	Θ , МэВ	E_f , МэВ	$\langle E_R \rangle$, МэВ	$\langle E_R \rangle$, МэВ	$\langle E_R \rangle$, МэВ	σ_E^2 , МэВ ²	σ_M^2 , (а. е. м.) ² q , МэВ·(а. е. м.) ⁻²
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
²¹² At	τ	30-60	[38]	1,5	18,6	151,2(1)	151	98(1,5)	157(2,5)	0,0099
²¹¹ Po	τ	41-60	[38]	1,5	20,6	147,9	148	94	146	0,0102
²¹⁰ Po	τ	34-60	[38]	1,5	21,2	148,2	148	101	152	0,0104
²⁰⁹ Po	τ	34-60	[38]	1,5	21,1	148,1(1)	148	95(1,5)	149(2,5)	0,0102
²⁰⁷ Po	τ	32-60	[38]	1,6	19,3	148,1	148	100	158	0,0100
²⁰⁸ Bi	τ	41-60	[38]	1,5	23,8	146,1	146	95	141	0,0106
²⁰⁶ Bi	τ	41-60	[38]	1,6	22,4	146,0	145	99	151	0,0105
²⁰⁰ Tl	τ	41-60	[38]	1,6	22,8	142,0	142	91	147	0,0140
²⁰¹ Hg	τ	60	[38]	1,6	24,5	141,1(1,1)	140	78	152	0,0105
¹⁹⁷ Hg	τ	42-60	[99]	1,6	21,3	140,6	140	92	147	0,0108
¹⁸⁶ Os	τ	60	[38]	1,6	24,1	131	130	86	176	0,0092
¹⁸³ Os	τ	65	[80, 81]	1,7	23,4	132,2(1,2)	132	78(3)	172(3)	0,0099
¹⁸⁴ Re	τ	60	[80, 81]	1,6	26,3	129,0	129	80	171	0,0091
¹⁷⁹ W	τ	65	[80, 81]	1,7	25,8	126,7(1,4)	125	89(3)	176(3)	0,0097
¹⁷³ Lu	τ	65	[80, 81]	1,7	30,3	117,1	116	86	183	0,0091
¹⁶⁹ Er	τ	65	[80, 81]	1,6	30,0	112,9(2,2)	112	81	190	0,0086
²³⁵ U	τ	60	[62]	1,7	5,6	166,0(1,8)	163	172(4)	389(5)	0,0044
²³⁶ Pu	τ	60	[62]	1,7	4,5	172,1	169	179	381	0,0043
²⁴³ Cm	τ	60	[62]	1,6	4,3	149,5(1,5)	174	198(4)	396(5)	0,0040
²¹³ At	α	31-50	[83, 100]	1,1	17,3	146,1	151	66(2,0)	115(3)	0,0097
²¹² Po	α	39-50	[62, 100]	1,1	19,6	146,7	147	52	98	0,0140
²¹⁰ Po	α	35-50	[62, 100]	1,1	21,2	147,2(1,5)	148	58	109	0,0104
²⁰⁸ Po	α	36-50	[62, 100]	1,1	19,9	144,3	145	67(2,0)	114(3)	0,0101
²⁰⁹ Bi	α	39-50	[62, 100]	1,1	24,3	143,9	145	52	102	0,0142
²⁰⁷ Bi	α	39-50	[62, 100]	1,1	22,9	143,9	145	60	109	0,0108
²⁰¹ Tl	α	36-50	[62, 100]	1,1	23,1	141,7(1,5)	142	56(2,3)	101(3)	0,0147

Примечания: 1. Барьеры деления E_f для доактиноидов взяты из [23], для актиноидной области (внешние горбы) — из [28].

2. Значения Θ , $\langle E_R \rangle$, σ_E^2 и σ_M^2 приведены для максимальной энергии ионов E_f .

3. Значения $\langle E_R \rangle$ (1,6; 0) и q получены усреднением по всему энергетическому диапазону E_f .

На рис. 5, а сплошными линиями показаны прямые, построенные согласно (12) для трех значений параметра Γ . Они описывают кулоновскую энергию отталкивания осколков в момент разрыва $V_{sc}^{(c)}$ в МЖК и могут рассматриваться как статическое приближение (и статистическое тоже, поскольку в этом случае $E_{ps} \simeq \Theta/2 \ll V_{sc}^{(c)}$), пригодное для описания $\langle E_R \rangle$ в области ядер с $x < x_0$, делящихся без спуска. Можно видеть, что прямая для $\Gamma = -0,1$ в соответствии со сделанным в [27, 41] выбором этого параметра проходит ближе всего к экспериментальным точкам и хорошо воспроизводит характер наблюдаемой зависимости при $Z^2/A^{1/3} < (Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ (соответствует $x_0 \simeq 0,65$). Это значение отмечено на рис. 5 вертикальной пунктирной линией.

В области более тяжелых ядер ($Z^2/A^{1/3} > 1000$) наблюдаются два эффекта:

$\langle E_R \rangle$ отклоняется вниз от пунктирной прямой, наилучшим образом проходящей через точки при $Z^2/A^{1/3} < 1000$ [ей соответствует $\Gamma = -0,12$ в (12) или $C_1 = 0,131$ МэВ и $C_2 = 0$ в (13)];

σ_E^2 начинает расти тем круче, чем больше разница $Z^2/A^{1/3} - (Z^2/A^{1/3})_0$, в то время как при $Z^2/A^{1/3} < 1000$ $\sigma_E^2 \simeq \text{const}$. Естественно предположить в силу корреляции отмеченных эффектов в родственных величинах — двух первых моментах одного распределения, что они имеют единое происхождение. Убедившись, что параметры $(Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ и $x_0 \simeq 0,65$ ведут к одним и тем же ядрам W — Os, нетрудно связать общую природу обсуждаемых эффектов с возникновением у делящихся ядер стадии спуска и увеличением ее с ростом $Z^2/A^{1/3}$ или x .

Физически наиболее прозрачным является толкование роста σ_E^2 с увеличением стадии спуска. Оно выше уже обсуждалось нами в связи с оценкой роли диффузионной модели в описании флуктуаций энергии и массы осколков, и мы ограничимся демонстрацией на рис. 5, б двух сильно различающихся кривых: одна из них (сплошная) воспроизводит результаты расчетов Г. Д. Адеева с соавторами в рамках диффузионной модели [58], другая (пунктирная) соответствует динамической модели Никса [35].

Значение стадии спуска для формирования возрастающего с увеличением x масштаба флуктуаций, подробно исследовано в [58].

Менее очевидной является интерпретация отступления $\langle E_R \rangle$ от линейной зависимости, соответствующей поведению $V_{sc}^{(c)}$ (12). Литература изобилует результатами расчетов $\langle E_R \rangle$, в основном Никса с соавторами (например, [45—49]), в которых изменялись описание МЖК, конфигурация разрыва, механизм вязкости, применялись обычная и флуктуационно-диссипативная динамика и др. Наиболее полно описаны результаты расчетов $\langle E_R \rangle$ с двухтельным механизмом вязкости в [45, 58]. Несмотря на значительную разницу в их исходных предпосылках и количественных результатах для соотношения E_{ps} и $V_{sc}^{(c)}$ (в [45] предразрывная энергия E_{ps} примерно в 2,5 раза меньше), оба расчета показывают, что включение вязкости приводит к увели-

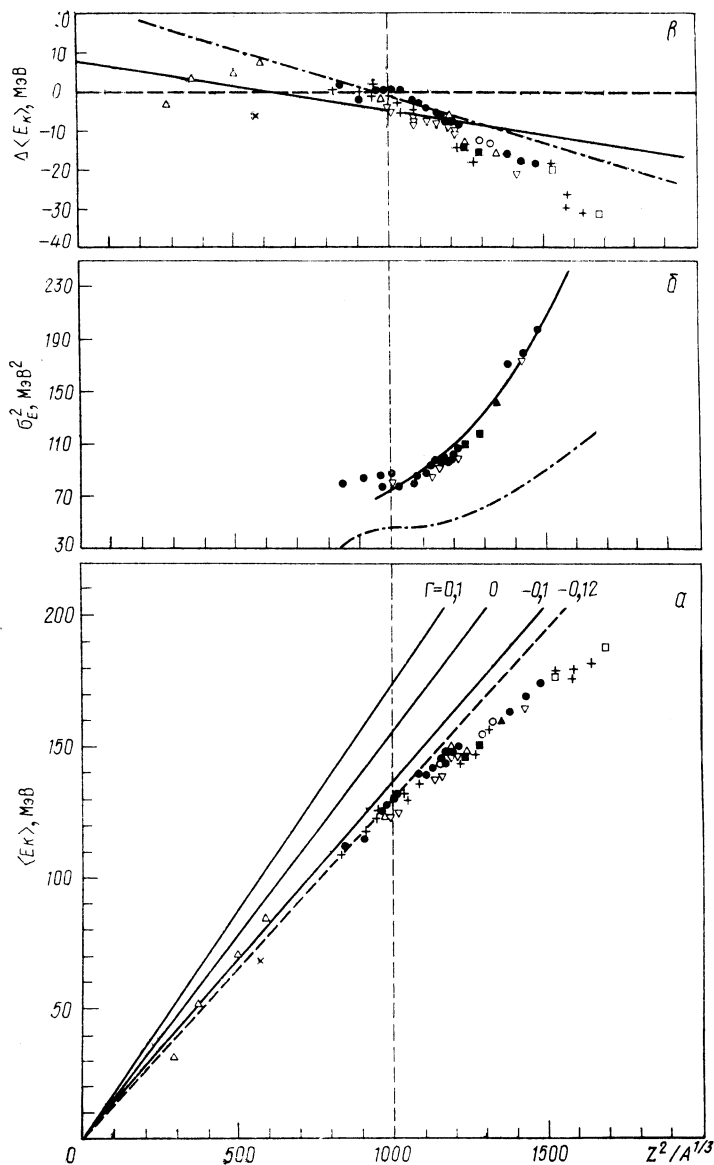


Рис. 5. Зависимость характеристик энергетических распределений осколков сильно нагретых ядер от параметра $Z^2/A^{1/3}$. Выборка данных из [62]: а — средняя кинетическая энергия осколков $\langle E_K \rangle$; сплошные кривые — расчет согласно (12), пунктирная — $\Gamma = -0,12$; $C_1 = 0,131$ МэВ; б — средняя дисперсия кинетической энергии σ_E^2 ; сплошная кривая — диффузионная модель [58], штрихпунктир — динамическая модель [35]; в — разность $\Delta \langle E_K \rangle = \langle E_K \rangle - C_1 Z^2/A^{1/3}$; сплошная и штрихпунктирная прямые — систематики [96] и [95] соответственно (см. текст)

чению d_{sc} (препятствует образованию шейки). Указанный эффект влияет непосредственно на величину $V_{sc}^{(c)}$ и пока $E_{ps} \ll \Delta V_{sc}^c$, преобладает в (26), замедляя рост $\langle E_R \rangle$ с увеличением $Z^2/A^{1/3}$ в сравнении с наклоном на участке $Z^2/A^{1/3} < (Z^2/A^{1/3})_0$, где $d_{sc} = \text{const}$ [27, 34, 39], что хорошо видно на рис. 5 а (подробнее см. в [62]).

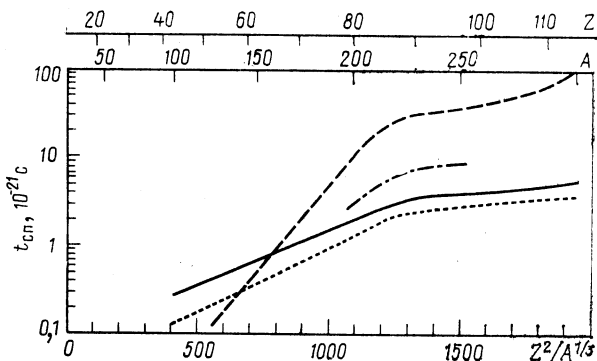
Вернемся к систематикам $\langle E_R \rangle$, сравнение которых с экспериментальными данными для нагретых ядер демонстрирует рис. 5, в. Вся информация о $\langle E_R \rangle$ на нем представлена в виде отклонений $\Delta \langle E_R \rangle = \langle E_R \rangle - C_1 Z^2/A^{1/3}$ от линейной зависимости $C_1 = 0,131$, показанной на рис. 5, а, пунктирной линией. На рис. 5, в гораздо лучше видна и особенность $\langle E_R \rangle$ для нагретых ядер в районе $(Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ и отличия от систематик, которым соответствуют сплошная [96] и штрихпунктирная [95] линии. Последние проходят через область в районе «излома», поскольку высокотемпературные данные о $\langle E_R \rangle$ в окрестности Рb целиком вошли в нашу выборку [62], но отклоняются при $Z^2/A^{1/3}$ выше и ниже $(Z^2/A^{1/3})_0$ из-за дискриминации или корректировки данных на участках $Z^2/A^{1/3} < 800$ и > 1500 , где в экспериментальных исследованиях преобладали реакции (Н1, f), и в интервале $1200 \lesssim Z^2/A^{1/3} \lesssim 1500$, где велик вклад данных по низкоэнергетическому делению заряженными частицами и нейтронами, а также спонтанному делению ядер. Из рис. 5, в следует, что к прогнозам с помощью систематик $\langle E_R \rangle$ типа (13) необходимо относиться с осторожностью, с учетом ограничений, накладываемых зависимостью $\langle E_R \rangle$ от энергии возбуждения и углового момента.

Воспользуемся удобным представлением данных на рис. 5, в для обсуждения интересного вопроса, поднятого Никсом с соавторами [49]: можно ли по наблюдаемой зависимости $\langle E_R \rangle$ от нуклонного состава ядер судить о механизме диссипации в процессе деления? Двухтельный механизм ядерной вязкости подобен трению в обычной жидкости. Однако из-за принципа Паули пробег нуклонов в ядре больше радиуса, что ставит под сомнение адекватность модели двухтельной вязкости. Тем не менее она широко используется в анализе экспериментальных данных и дает неплохие результаты, которые феноменологически можно трактовать как случай малого трения [101]. В однотельном механизме диссипации нуклон взаимодействует со стенкой, и для описания такой ситуации используется формула Святецкого [102]. Анализ экспериментальных данных показывает, что в реальных ядрах вязкость меньше, и это обстоятельство учитывают введением в эту формулу коэффициента $k_s < 1$ (модель с «окном» в стенке). На основе анализа ширин изоскалярных дипольных и октупольных гигантских резонансов выбрано значение $k_s = 0,27$ [48].

Различия механизмов вязкости, как уже отмечалось, приводят к большой разнице во временах спуска $t_{сп}$ [60, 61], что видно на рис. 6, где приведены результаты расчетов [61] для четырех случаев: невязкой жидкости, двухтельной вязкости, однотельного механизма ($k_s = 1$) и с «окном» в стенке для $k_s = 0,27$.

Рис. 6. Время спуска $t_{сп}$ как функция параметров $Z^2/A^{1/3}$, Z и A [61]:

пунктирная кривая — расчет для одностельной вязкости с $k_s = 1$; штрихпунктирная — $k_s = 0,27$; сплошная — для двухстельной вязкости ($\mu = 0,015$), точечная — для невязкой жидкости (см. текст)



Расчеты $\langle E_R \rangle$ как функции параметра $Z^2/A^{1/3}$ с двухстельной вязкостью были выполнены в динамической модели Дэвисом, Сирком и Никсом [45] и с одностельной вязкостью в диффузионной модели

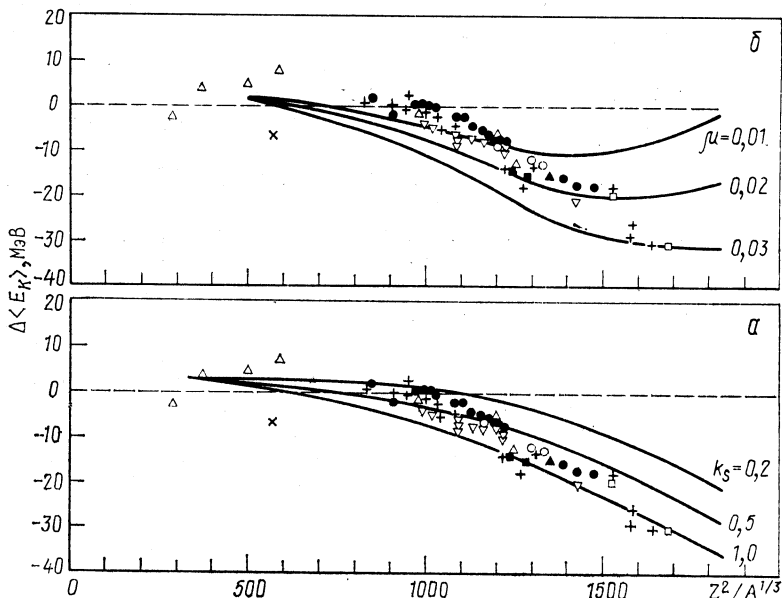


Рис. 7. Средняя кинетическая энергия осколков в представлении $\Delta \langle E_R \rangle$, как на рис. 5, а:

а — результаты расчета с одностельной [49]; б — двухстельной [45] вязкостью

Никсом и Сирком [49]. Их результаты сравниваются с экспериментальными данными на рис. 7, а и б. Коэффициент вязкости μ выражен в терапуазах (1 терапуаз = $6,24 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с·фм⁻³). Хотя, как видно на рис. 7, в обоих вариантах расчетные кривые отклоняются

от экспериментальных точек так, как если бы с ростом $Z^2/A^{1/3}$ увеличивалась вязкость, можно заключить, что глобальное описание экспериментальной зависимости лучше для однотельного механизма диссипации, чем для двухтельного. Для этого выбора определяющее значение имеет дискриминация в нашей выборке группы экспериментальных данных в области $Z^2/A^{1/3} > 1700$, полученных в реакциях с очень тяжелыми ионами $A \geq 40$ [97, 98, 103, 104], которые из-за влияния углового момента на $\langle E_K \rangle$ приводят к значительной неопределенности результатов анализа.

Дисперсия масс и устойчивость делящихся ядер к масс-асимметричным вариациям формы. Экспериментальную информацию об устойчивости (жесткости) делящихся ядер по отношению к масс-асимметричным деформациям можно получить, как следует из (22) — (24), изучая дисперсии МР при достаточной энергии возбуждения. При определении масс-асимметричной деформации по Струтинскому [34], т. е. согласно (9), связь между искомой и экспериментальной величинами, как видно из (23), оказывается чрезвычайно простой и не требует практически никакой обработки экспериментальных данных о распределениях масс, которые, как следует из рис. 4, хорошо описываются ожидаемой зависимостью (22). Наконец, поскольку МР является относительно хорошей характеристикой, значения σ_M^2 легко измеряются с достаточно высокой точностью при умеренной статистике регистрируемых событий.

Сравнение результатов динамических расчетов [35] с экспериментальными данными в [69] выявило противоречие: расчет не только не «дотягивал» до наблюдаемых значений σ_M^2 , как на рис. 5, б в случае σ_E^2 , но и предсказывал противоположную зависимость при увеличении x . Оно стало драматическим, когда в Дубне группой Ю. Ц. Оганесяна было установлено в реакциях с тяжелыми ионами [105, 106], что σ_M^2 при $x > 0,8$ растет с увеличением x еще сильнее, чем в изученной ранее области $0,7 \leq x \leq 0,8$ [63—71]. При обсуждении данного эффекта, не воспроизводимого ни в статистической, ни в динамической моделях, в [106] на основе сравнения результатов эксперимента с [34] был выработан критерий, с помощью которого оценивалось влияние стадии спуска на МР, сформировавшееся в седловой точке. Если $t_{\text{сп}}$ много больше периода масс-асимметричных колебаний $\tau_{\text{ас.кол}}$, то седловая точка «забывается»; к описанию МР применима статистическая модель [3], и σ_M^2 определяется точкой разрыва, в противном случае реализуется исходное распределение. В [106] были приняты оценки $\tau_{\text{ас.кол}} \simeq 10^{-21}$ с и $t_{\text{сп}} = (0,2 \div 1,0) \times 10^{-20}$ с, позволившие интерпретировать результаты эксперимента как промежуточный случай.

Из приведенных оценок следует, что наиболее благоприятна для количественного сравнения ширин МР с разноречивыми предсказаниями МЖК (см. рис. 2, в) область доактиноидов $x \leq 0,7$, где $t_{\text{сп}} \sim \tau_{\text{ас.кол}}$. Подробные экспериментальные исследования таких ядер были проведены в Алма-Ате [38, 80, 81, 100]. В них, выполненных

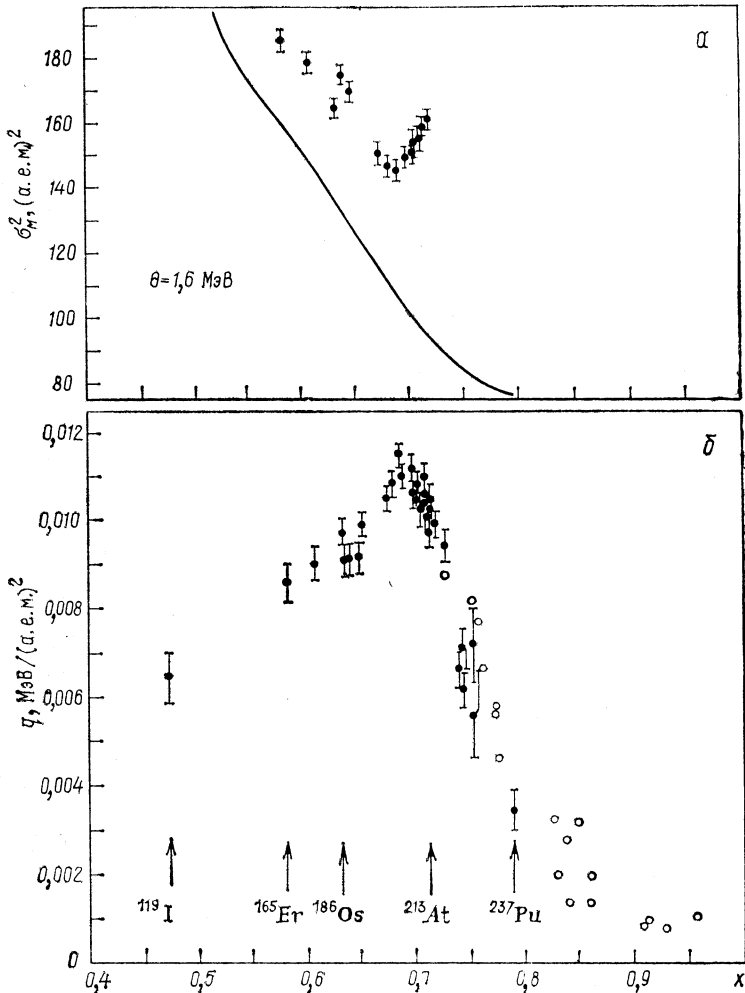


Рис. 8. Дисперсия массового распределения σ_M^2 при $\Theta \approx 1,6 \text{ МэВ}$ (a) и параметр q (б) как функции параметра делимости x :

сплошная кривая — расчет по динамической модели Никса [35] при $\Theta \approx 1,6 \text{ МэВ}$; экспериментальные данные: черные точки — выборка для легких ионов $A \geq 16$ из [80, 81]; светлые — данные для более тяжелых ионов [104—113]

в основном с помощью реакции (τ, f) , было установлено, что экспериментальная зависимость дисперсии $\sigma_M^2(\Theta, x)$, если фиксировать температуру $\Theta = 1,6 \text{ МэВ}$, как показано на рис. 8, a, имеет минимум при $x \approx 0,7$ (параметры [40], табл. 1), справа от которой находится обсуждавшаяся «аномальная» область $d\sigma_M^2/dx > 0$, а слева область $d\sigma_M^2/dx < 0$, ожидаемая из расчетов Никса [35] (кривая на рис. 8, a).

Более удобно и полезно для анализа представление экспериментальной информации о σ_M^2 в виде величины

$$q = \Theta/\sigma_M^2, \quad (31)$$

показанной на рис. 8, б. Параметр q согласно (24) не зависит от температуры Θ , и это позволяет легко сопоставлять различные экспериментальные данные. На рис. 8, б темными значками показаны значения q для реакций с принятым выше ограничением по угловому моменту и массе бомбардирующих частиц $A < 18$ (сводка их дана в [81] и табл. 3), светлыми — для более тяжелых ионов [104—113], в основном в области правого наклона зависимости $q(x)$, имеющего, как было показано еще в [106], принципиальное значение для ее интерпретации. Обе группы данных не корректировались на эффект углового момента, но неплохо согласуются между собой, и в этой связи отметим, что значения $\partial\sigma_M^2/\partial l^2$ в табл. 2, видимо, завышены. Эффект этот, судя по рис. 8, б, не превосходит указанной ранее теоретической оценки $\partial\sigma_M^2/\partial l^2 \leq 0,01$ (а. е. м.)² [55].

Из сравнения экспериментальных данных на рис. 8, б с результатами расчетов устойчивости капли к масс-асимметричным деформациям на рис. 2 следует, что наблюдаемая зависимость $q(x)$ и отдаленно не напоминает функцию Коэна — Святецкого $K_3(x)$, но чрезвычайно близка по форме к $Q(x)$ Струтинского, в особенности если учесть согласно (23) и (31), что $Q(x) \sim A^{4/3}q(x)$. Иначе говоря, эксперимент подтверждает описание массовой асимметрии у Струтинского [34]. В дальнейшем Пашкевич [37] показал, как установить связь между функциями $Q(x)$ и $K_i(x)$. Она не сводится к замене (23) суммой распределений с жесткостями $K_{2m+1}(x)$, как предположил Никс при описании σ_M^2 в [35].

На рис. 9 экспериментальные значения безразмерного параметра жесткости

$$Q(x) = \frac{A^2}{32E_0^3} q(x) \quad (32)$$

сравниваются с результатами расчетов по МЖК с тремя наборами параметров, приведенными в табл. 1, причем порядок рисунков и вариантов в таблице одинаков. Из рис. 9 следует заключить о большой чувствительности величины $Q(x)$ (и функции, и аргумента) к макроскопическому описанию энергии деформации, и это делает измерения σ_M^2 перспективным инструментом для тестирования различных вариантов капельной модели.

Отметим, что рис. 9, в, демонстрирующий наилучшее соответствие между экспериментом и расчетом, из-за отсутствия в литературе сведений о масс-асимметричной жесткости для МЖК с дальнедействием (вариант 3, табл. 1) является «гибридным»: на нем для вычисления x и Q (из σ_M^2) использованы параметры варианта 3, а в качестве теоретической кривой взяты результаты расчета $Q(x)$ в МЖК с режимом кра-

ем и $\Gamma = 0$ [34]. Мы полагаем, что допущенный произвол не слишком велик, но вопрос о наилучшем описании, разумеется, остается открытым.

Характер наблюдаемой зависимости параметра $Q(x)$ не оставляет сомнений в том, что массовое распределение осколков в широкой окрестности максимума, по крайней мере при делении ядер, которым

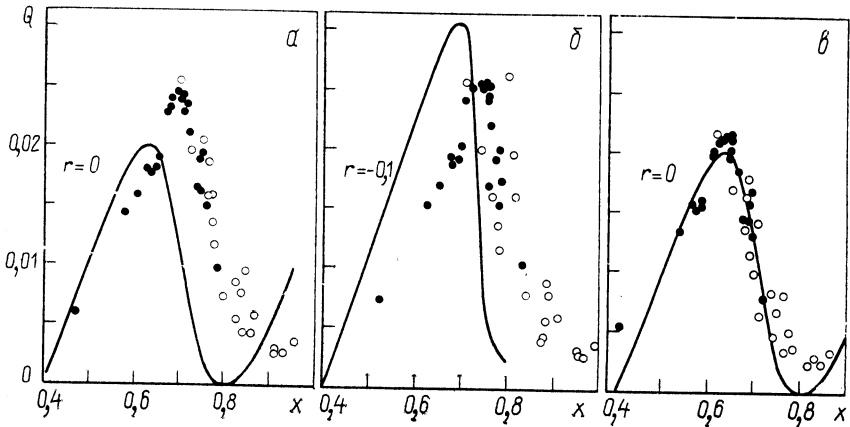


Рис. 9. Сравнение экспериментальных данных (см. рис. 8) о параметре устойчивости ядер к масс-асимметричным вариациям формы $Q(x)$ с различными вариантами МЖК:

a — [40]; b — [34, 41]; v — [42] (см. текст)

посвящен обзор, формируется в окрестности седловой точки — настолько велика разница предсказаний МЖК для седловой точки и точки разрыва*, показанных на рис. 2, v сплошной и штрихпунктирной линиями. Иначе говоря, для доактиоидных ядер начальное распределение по масс-асимметричной координате в седловой точке в процессе спуска к точке разрыва практически не меняется. Как далеко по x можно распространить данное заключение, — на это современная теория деления не имеет удовлетворительного ответа. Из количественных моделей, по-разному решающих вопрос о «забывании» истории на стадии спуска, модели без «памяти», статистическая и динамическая, находятся в резком противоречии с экспериментом при всех x справа от максимума на рис. 9, что отмечалось еще в [106], а диффузионная модель в этой области x не описывает скорость dQ/dx , которая одинакова у начального распределения и на-

* Увеличение d_{sc} с ростом x , обсуждавшееся выше, несколько уменьшит крутизну штрихпунктирной кривой на рис. 2, v , но и в этом случае обсуждаемая разница не идет ни в какое сравнение с уточнением, которое можно было бы внести в вычисления Θ , если учесть тепловую энергию, выделяющуюся на стадии спуска.

блюдаемого МР [80]. Поэтому обратимся к качественному критерию, предложенному в [106].

Наиболее адекватной характеристикой «памяти» системы в процессе спуска может служить время релаксации вдоль координаты масс-асимметричной деформации $\tau_M = (5,3 \pm 1) \cdot 10^{-21}$ с, которое было получено в [116] из результатов экспериментального изучения выхода продуктов квазиделения ядер (дважды дифференциального сечения как функции угла вылета и массы фрагментов). Это время заметно больше оценки $\tau_{ас.кол} \simeq 10^{-21}$ с, использовавшейся в [106]. Ниже из анализа температурной зависимости $\sigma_M^2(\Theta)$ будут получены энергия масс-асимметричных колебаний $\hbar\omega_M$ в (25) и соответствующий ей период $\tau_{ас.кол}$, из которых следует, что $\tau_M \simeq \tau_{ас.кол}$. В [116] приводятся также весьма веские аргументы в пользу однотельного механизма вязкости. В этом случае $t_{сн}$ согласно рис. 6 составляет менее $1 \cdot 10^{-20}$ с ($k_s = 0,27$).

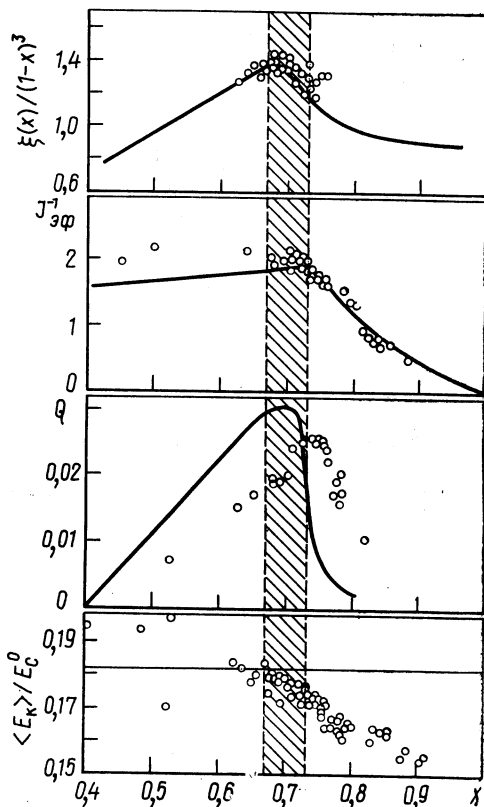
На основании данных оценок можно заключить в разумном соответствии с информацией на рис. 9, что нигде не реализуется условие полного забывания $t_{сн} \gg \tau_M$, а верно $t_{сн} \sim \tau_M$, как было предположено в [106]. Из рис. 9 также видно, что исследования вплотную подошли к тому, чтобы решить вопрос о неустойчивости «цилиндрических» седловых форм к масс-асимметричным деформациям в районе $x \simeq 0,8$ — один из немногих принципиальных вопросов МЖК, который до сих пор открыт из-за разной позиции в основополагающих работах [34] и, например, [35] (см. также [29]).

Остановимся кратко на состоянии экспериментальной информации на левом склоне максимума $Q(x)$. Теоретический ход $Q(x)$ на большей части этого участка с хорошей точностью аппроксимируется линейной зависимостью, предполагая которую, легко оценить точку Бусинаро — Галлоне $X_{БГ}$ ($Q = 0$). Результаты такой оценки удовлетворительно согласуются с теоретическим значением $X_{БГ} \simeq 0,4$, практически одинаковым во всех рассматривавшихся нами вариантах МЖК, правда, со значительной погрешностью. Проводя систематические измерения для ядер с $A < 165$ (табл. 3), можно добиться существенного прогресса в определении $X_{БГ}$. Обсуждая эту область, следует выделить эксперимент [118] и анализ его результатов в [119], исследовавших сильноасимметричные моды деления ядер $^{110, 112}_{49}\text{In}$ в реакции $^{107, 109}_{47}\text{Ag}(\tau, f)$, которые находятся в непосредственной близости от точки Бусинаро — Галлоне. Анализ [119] представляет собой один из наиболее ярких и убедительных аргументов в пользу МЖК с учетом дальнего действия ядерных сил [42]. Общее состояние дел с экспериментальным определением точки Бусинаро — Галлоне остается пока достаточно неопределенным; авторы [118] оценивают интервал A , в котором она ожидается, равным 85—145.

Вернемся к области более тяжелых ядер, информацию о которой суммирует рис. 10. На нем приведены наблюдаемые характеристики, которые можно сравнить со статическим описанием МЖК: барьеры деления [23], приведенные в виде $\xi(x)/(1-x)^3$, обратные эффектив-

Рис. 10. Сравнение с МЖК [34, 41] важнейших наблюдаемых характеристик:

приведенных высот барьера деления $\xi(x)/(1-x)^3$ [23]; эффективных моментов инерции $J_{эф}^{-1}$ [32]; параметра масс-асимметричной жесткости Q [80, 81]; средней кинетической энергии осколков $\langle E_K \rangle$ (в единицах E_C^0). Внизу — горизонтальная пунктирная линия соответствует $\Gamma = -0,12$ в (12) [$C_1 = 0,131$ МэВ, $C_2 = 0$ в (13)]. Заштрихована область характерных значений x , в которой наблюдаются особенности кривых МЖК, обусловленные переходом от «цилиндрических» к гантелеобразным седловым конфигурациям



ные моменты инерции $J_{эф}^{-1}(x)$, параметры устойчивости к асимметричным деформациям $Q(x)$, кинетическая энергия осколков $\langle E_K \rangle$ (в единицах E_C^0). Для сопоставления взят вариант МЖК с $\Gamma = -0,1$ [34]. На рис. 10 можно видеть и соответствие в целом, и наличие заметных отступлений расчета от экспериментальных данных, которые нарастают сверху вниз с увеличением влияния на представленные характеристики динамических эффектов. Являясь аналогом рис. 2, он демонстрирует яркое проявление на опыте всех характерных особенностей (в пределах заштрихованной области), ожидаемых МЖК при переходе седловых форм от «цилиндрических» к гантелеобразным. Построение картины более глубокого согласия между теорией и экспериментом будет нуждаться в значительном усовершенствовании в обеих областях теоретического описания: и в статике, где большая часть пути, по-видимому, пройдена, и в динамике, где теория намного ближе к «старту», чем к «финишу».

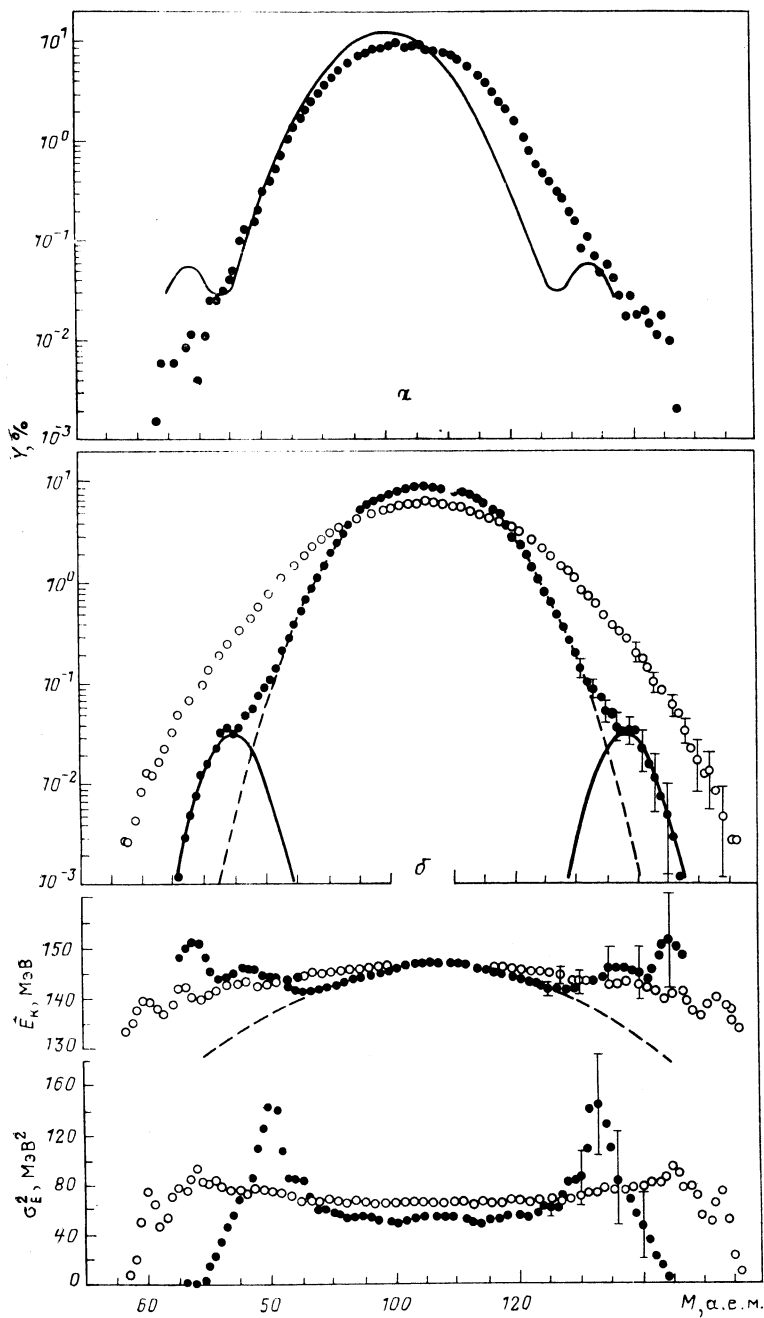


Рис. 11. Иллюстрация к истории поиска и обнаружения асимметрии деления ядер в районе свинца:

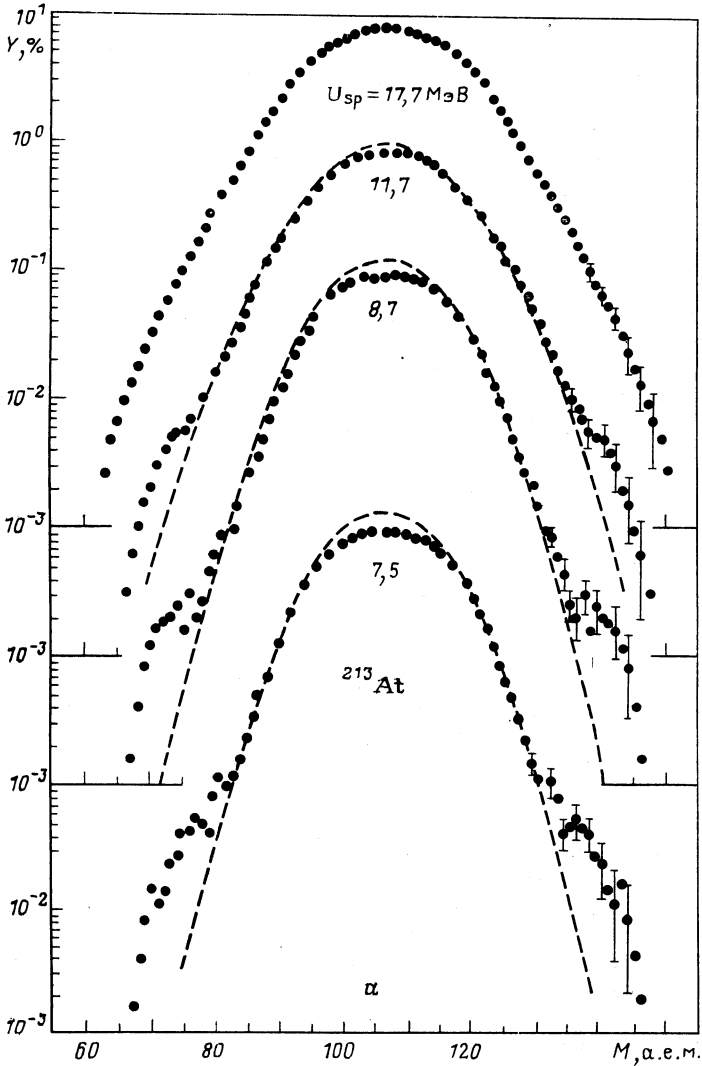
a — выходы масс осколков $Y(M)$ для деления ^{210}Po в реакции $^{209}\text{Bi}(p, f)$ при $E_p = 36$ МэВ (сплошная кривая — данные [6], точки — [7]); *b* — выходы масс осколков $Y(M)$ для деления ^{213}At в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ при $E_\alpha = 37,3$ МэВ (зачерненные значки) и 50 МэВ (светлые значки). Кривыми показано разделение симметричной и асимметричной компонент [11]; внизу — результаты того же эксперимента для энергетического распределения $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, где пунктирной линией показана симметричная компонента $\bar{E}_K^s(M)$ согласно (28)

3. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ДЕЛЕНИЕ ДОАКТИНОИДНЫХ ЯДЕР

Обнаружение асимметричного деления ядер в районе Pb. Упрошенная классификация массовых распределений осколков (ядра тяжелее Th делятся преимущественно асимметрично, ядра в районе Ra имеют трехгорбое распределение $Y(M)$), из которого при делении ядер в районе Pb и легче остается один симметричный максимум) обошла все монографии по физике деления. Что происходит с асимметричным типом деления, не исчезают же оболочечные эффекты, порождающие асимметричное деление тяжелых ядер, загадочным образом — «по мановению волшебной палочки»? Если все-таки исчезают, то в какой области Z и A , т. е. какова граница области распространения асимметрии деления как явления и какими факторами она формируется?

В течение 25 лет эти вопросы оставались без определенного ответа, хотя понимание того, что вклад асимметричного деления ядер в районе Pb мал (не более процента от полного выхода) было достигнуто скоро. Сначала Сугихара с соавторами [6] в 1961 г. сообщили о наблюдении радиохимическим методом при делении ^{209}Bi протонами с энергией $E_p = 36$ МэВ распределения масс осколков с «ушами», интерпретированными как асимметричное деление ^{210}Po . В 1973 г. измерениями Плазила с соавторами [7] с помощью полупроводникового (E_1, E_2)-спектрометра этот результат был опровергнут. Оба распределения показаны на рис. 11, *a*. Аналогичная история повторилась несколько позже при изучении околорогового деления ^{209}Bi α -частицами с помощью трековой методики в [73, 74]; авторы их в конце концов пришли к тому же результату.

Надежда на успех в поиске асимметричного деления обсуждаемых ядер, тем не менее, оставалась, и ее вселяли два наблюдавшихся ранее свойства. Это, во-первых, специфическая зависимость дисперсии ЭР $\sigma_E^2(M)$, обнаруженная Бриттом с соавторами [65] при делении ^{212}At в реакции $^{209}\text{Bi}(\tau, f)$ с энергией ионов ^3He $E_\tau = 25,5$ МэВ. Она резко отличалась от $\sigma_E^2(M) \simeq \text{const}$ для симметричного деления на рис. 3 и 4, но была похожа на эффекты, наблюдавшиеся при делении Ra, которые интерпретировались в [65] как результат наложения двух способов деления — симметричного и асимметричного. Однако непосредственно выход масс $Y(M)$ для ^{212}At в [65] никаких признаков вклада асимметричного деления не проявлял. Во-вторых, разделению



этих компонент могло способствовать другое, известное по предыдущему разделу свойство — уменьшение ширины МР (или σ_M^2) с уменьшением температуры делящегося ядра Θ . Но чтобы его использовать, требовались измерения при энергии возбуждения над барьером U_{sp} , более низкой, чем в работе Бритта с соавторами [65] ($U_{sp} \simeq 12 \text{ МэВ}$), изучавших деление ^{212}At существенно ближе к порогу, чем Сугихара [6] и Плазил [7], но с методикой эксперимента, более совершенной, чем в [73, 74].

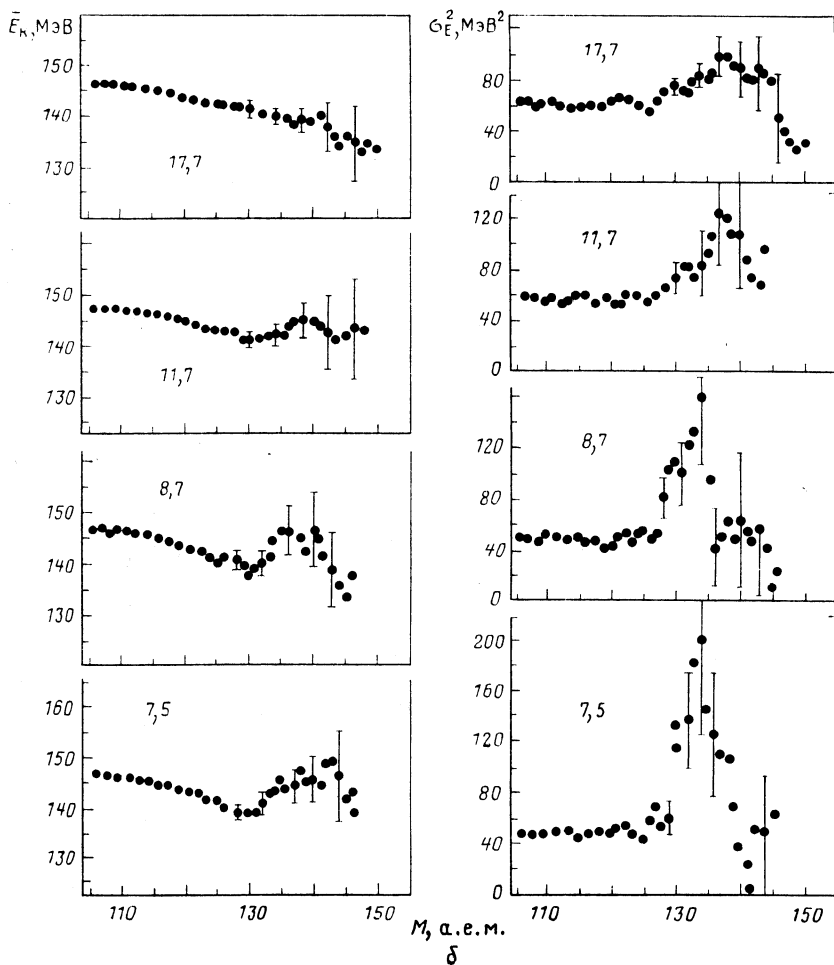
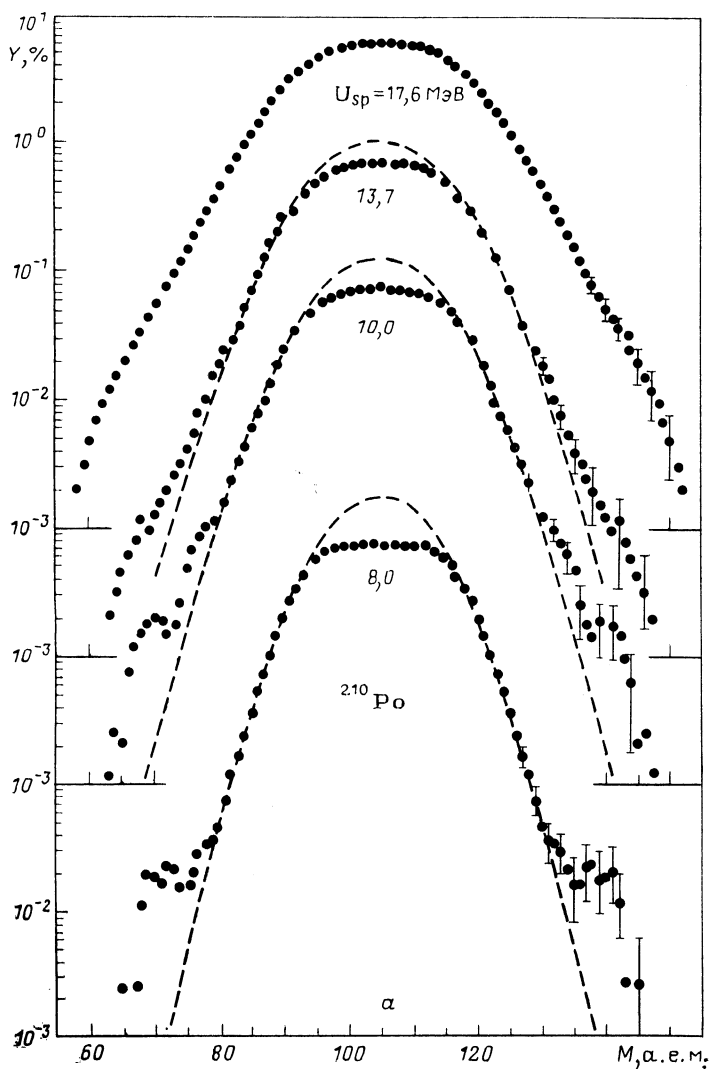


Рис. 12. Выходы масс Y (а), средняя кинетическая энергия \bar{E}_K и дисперсия энергетического распределения σ_E^2 (б) в зависимости от массы осколков M для ядра ^{213}At [12, 14] при нескольких энергиях возбуждения над барьером U_{sp} . Пунктир — симметричная компонента $Y_s(M)$ согласно (22)

Расчет оказался правильным и, несмотря на трудности долговременных измерений, опыт удался сразу [11]. Результаты его, проведенные для ядра ^{213}At с помощью ^{209}Bi (α, f) с полным числом зарегистрированных событий $2 \cdot 10^4$, показаны на рис. 11, б. На нем хорошо видно, что с уменьшением энергии α -частиц с $E_\alpha = 50$ МэВ ($U_{sp} = 22,5$ МэВ) до энергии $E_\alpha = 37,3$ МэВ ($U_{sp} = 10,0$ МэВ) колоколообразное гауссово распределение $Y(M)$ сильно сузилось и на его склонах отчетливо проявились выступы, обусловленные асимметрич-



ным делением. Вклад асимметричной компоненты $Y_a(M)$ выделялся как разность между полным выходом $Y(M)$ и симметричным $Y_s(M)$, полученным экстраполяцией $Y_s(M)$ по гауссовому закону, как показано на рис. 11, б штриховыми линиями. В области M , где вклад $Y_a(M)$ становится заметным, а затем преобладающим, кинетическая энергия осколков $\bar{E}_R(M)$ отклоняется от аналогично показанной жидкокапельной параболической зависимости (28), свидетельствуя, что,

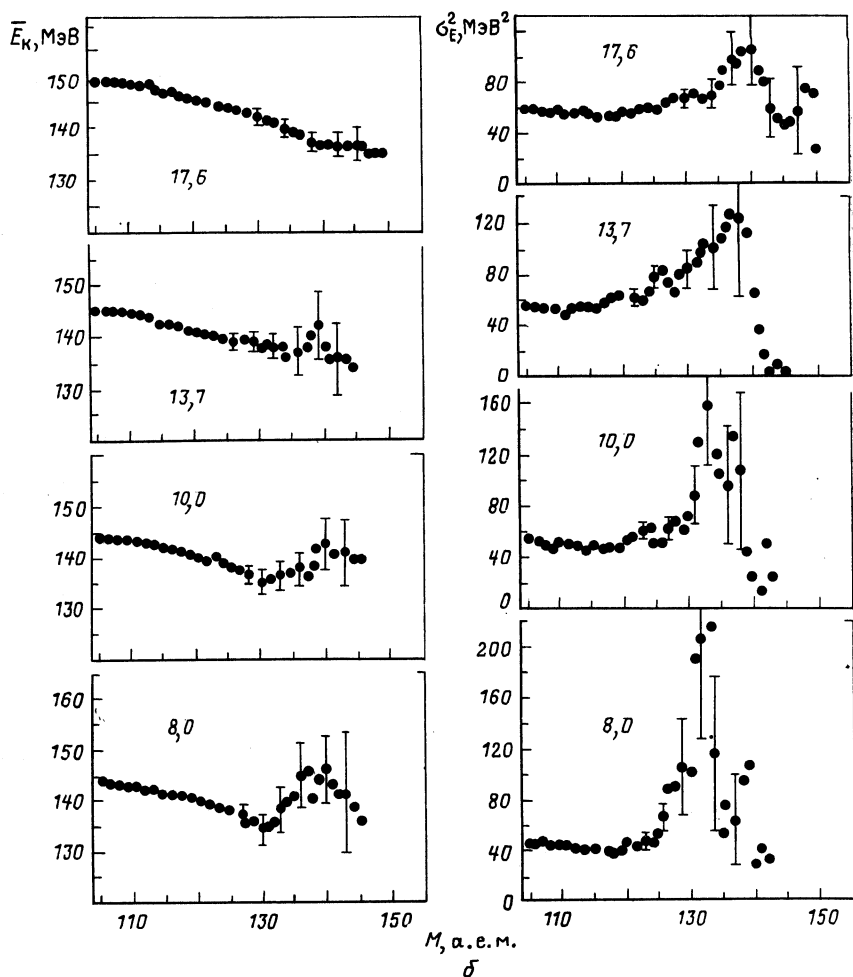


Рис. 13. Выходы масс Y (а), средняя кинетическая энергия \bar{E}_K и дисперсия энергетического распределения σ_E^2 (б) в зависимости от массы осколков M для ядра ^{210}Po [13] при нескольких энергиях возбуждения над барьером U_{sp} . Пунктир — симметричная компонента $Y_s(M)$ согласно (22)

как и при делении Ra [65], $\bar{E}_K^a(M)$ для асимметричного типа больше, чем для симметричного $\bar{E}_K^s(M)$. Так же как в [65], дисперсия ЭР $\sigma_E^2(M)$, почти постоянная в области M , где преобладает симметричное деление (см. рис. 3 и 4), при включении в игру асимметричного быстро увеличивается, достигая максимума при тех M , когда сравниваются выходы двух компонент.

Происхождение максимума $\sigma_E^2(M)$ в [65] объясняется следующим образом. Пусть существуют два способа деления с выходами $Y_1(M)$ и $Y_2(M)$, приводящие к двум одинаковым парам осколков M и $A - M$, но отличающиеся средними значениями кинетической энергии $\bar{E}_{K1}(M)$ и $\bar{E}_{K2}(M)$, которая распределена по гауссову закону с дисперсиями $\sigma_{E1}^2(M)$ и $\sigma_{E2}^2(M)$. Тогда для первых моментов суммарного ЭР можно написать, опуская M :

$$\bar{E}_K = \frac{Y_1}{Y} E_{K1} + \frac{Y_2}{Y} E_{K2}, \quad Y = Y_1 + Y_2; \quad (33a)$$

$$\sigma_E^2 = \frac{Y_1}{Y} \sigma_{E1}^2 + \frac{Y_2}{Y} \sigma_{E2}^2 + \frac{Y_1 Y_2}{Y^2} (\bar{E}_{K1} - \bar{E}_{K2})^2. \quad (33b)$$

Из (33b) следует, что пока вклад одной из компонент мал (для определенности $Y_2 < Y_1$), будет выполняться $\sigma_E^2 \simeq \sigma_{E1}^2$, но с ее увеличением начнет давать вклад последнее слагаемое, которое достигает максимума при $Y_2 = Y_1$, что может наступить до того, как Y_2 достигнет своего максимального значения. Именно такими свойствами, как нетрудно убедиться, обладают зависимости $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ на рис. 11, б, в частности, не совпадают максимумы $Y_\alpha(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, наблюдающиеся при $M \simeq 140$ и 133 соответственно, но в последнем случае, как и требуется из (33b), $Y_\alpha \simeq Y_s$.

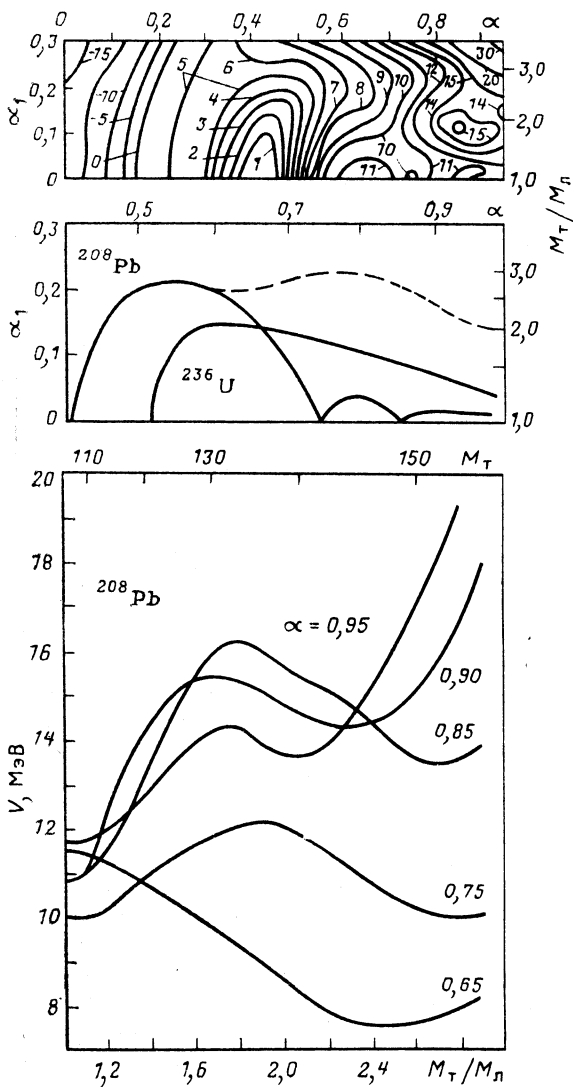
Более детальное представление об асимметрии деления доактиноидов дают рис. 12 и 13, на которых приведены выборочные результаты последовавших за [11] измерений для ^{213}At [12] в той же реакции и ^{210}Po [13] в двух реакциях $^{209}\text{Bi}(p, f)$ и $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)$. В них был охвачен диапазон энергий возбуждения в седловой точке U_{sp} , указанных на рисунке. Другие величины, характеризующие входной канал реакций, и некоторые результаты эксперимента даны в табл. 3.

Из рис. 13 следует, что из двух работ Сугихары и Плазила с соавторами [6] и [7] верной была последняя, поскольку даже для более низкой энергии возбуждения ^{210}Po $U_{sp} = 17,6$ МэВ в сравнении с [6, 7] вклад асимметричной компоненты не виден в $Y(M)$. Гораздо ближе к цели были Бритт с соавторами [65]: в их измерении для ^{212}At ($U_{sp} \simeq 12$ МэВ) из-за нехватки статистики экспериментальные значения $Y(M)$ обрываются на массах $M \simeq 140$, только начиная с которых на рис. 12 и 13 становятся заметными выступы, формируемые вкладом асимметричного деления. Рост $\sigma_E^2(M)$, связанный с ним, проявился, тем не менее, в [65], так как эффекты смешивания двух типов деления, как было показано выше, в дисперсии обнаруживают себя раньше (по M), чем в выходе.

На рис. 12 и 13 видны лучше, чем на рис. 11, б, отмеченные выше тенденции, суть которых состоит в том, что с уменьшением U_{sp} и σ_M^2 возрастает «разрешение» двух способов деления, асимметричное деление, маловероятное по вкладу в интегральный выход (порядка нескольких десятых долей процента) в «своей» области $M > 130$ становится преобладающим. Все это в конечном счете приводит к более

Рис. 14. Результаты расчетов энергии деформации V для ^{208}Pb [10]:

вверху — контурная карта энергетической поверхности в координатах $V(\alpha, \alpha_1)$; в средней части — положение дна долин для ^{208}Pb и ^{236}U в тех же координатах (для ^{208}Pb асимметричная долина показана пунктиром); внизу — сечения поверхности $V(\alpha, M_T/M_D)$ при фиксированных α



контрастной картине деления доактиноидных ядер, главной особенностью которой является существование двух основных мод, теоретически предсказанных В. В. Пашкевичем в [10].

На рис. 14 приведены результаты расчета энергии деформации V ядра ^{208}Pb , выполненного в [10] по методу оболочечной поправки. В нем использована параметризация формы ядра, основанная на овалоидах Кассини. В верхней части рис. 14 дана контурная карта

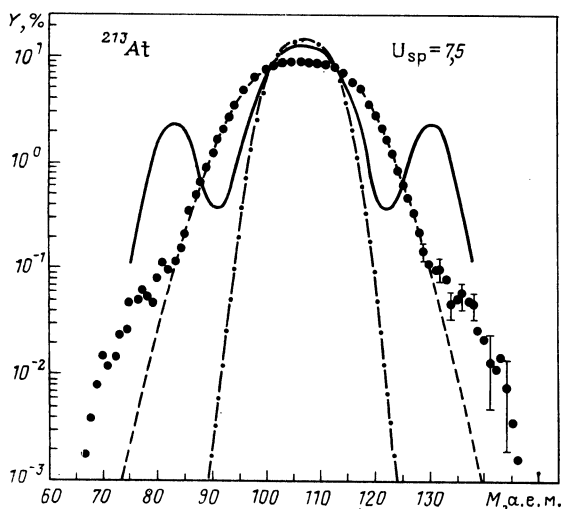


Рис. 15. Сравнение экспериментального МР с результатами расчетов по статистической модели:

сплошная кривая — [118];
штрихпунктирная — [9];
пунктирной кривой показана экстраполяция симметричной компоненты $Y_s(M)$ согласно (22)

поверхности $V(\alpha, \alpha_1)$, где α — параметр основной делительной деформации, при $\alpha_k = 0$ ($k \geq 1$) совпадающий с обычным параметром квадрупольной деформации ϵ ; α_1 — параметр масс-асимметричной деформации, однозначно связанный с отношением масс двух половин ядра будущих тяжелого и легкого осколков M_T/M_D . В средней части рис. 14 в координатах α, α_1 показаны положения дна долин деления для ^{208}Pb и ^{238}U . У ^{208}Pb две долины; более высоко расположенная (масс-асимметричная) отмечена штриховой линией. К точке разрыва $\alpha \approx 0,95$ она подходит с массовой асимметрией M_T/M_D , значение которой хорошо согласуется с наблюдаемыми отношениями средних масс $M_T^0/M_D^0 = 1,85 \div 2,0$ при асимметричном делении ядер ^{213}At — ^{207}Bi . В нижней части показаны сечения поверхности $V(\alpha, M_T/M_D)$ при фиксированных α , из которых видно, что разница в энергиях двух седловых точек составляет примерно 3 МэВ, что, как будет показано ниже, также подтверждается экспериментом. Наконец, отметим, что обе долины на рис. 14 разделены хребтом вплоть до точки разрыва, и с этим обстоятельством можно связывать наблюдаемую разницу в \bar{E}_K и E_K^a для двух способов деления, тогда как в аналогичных расчетах Мустафы с соавторами [117] после седловой точки долины сливаются в одну, а у Меллера [8] энергетические поверхности обнаруживают лишь слабый намек на образование двух долин.

Результаты расчетов непосредственно массовых распределений $Y(M)$ в районе Pb — для ^{212}Po Уилкинса с соавторами [9] и для ^{213}At В. А. Рубчени [118] — сравниваются с экспериментальными на рис. 15. Расхождения в близких подходах к расчету $Y(M)$ [9] и [118], являющихся модификациями статистической модели асимметрии деления Фонга [3], поразительны, хотя в обоих случаях едва

ли может идти речь об удовлетворительном описании экспериментальных данных. Тем не менее необходимо отметить, что в [118] впервые получено массовое распределение с асимметричным пиком для обсуждаемых ядер. Еще ранее влияние оболочек на кинетическую энергию осколков исследовал А. В. Игнатюк [119] и получил для ^{212}Po зависимость $\bar{E}_k(M)$, сходную с наблюдаемой.

Исследование области существования асимметрии деления ядер.

На первом этапе экспериментов [11—15], задачей которых являлось продвижение в область $Z < 85$ и $A < 213$, в реакциях (α, f) и (p, f) были проведены измерения распределений $N(M, E_k)$ при низкоэнергетическом делении еще семи ядер, включая ^{201}Tl . Кроме последнего, во всех случаях удалось приблизиться к порогу деления настолько, чтобы обеспечивалось условие уверенного наблюдения вклада асимметричного деления $U_{sp} \leq 10$ МэВ. Результаты этих измерений на рис. 16 и их анализа на рис. 17 позволили сделать следующие заключения об асимметричном делении в новой области ядер.

1. Распределения, характерные черты которых отмечались выше, мало меняются от ядра к ядру, кроме одного — вклада асимметричной компоненты, уменьшающейся по мере удаления от ^{213}At по Z и N .

2. Асимметричные МР всех ядер обнаруживают тонкую структуру и могут быть представлены в виде суммы двух компонент $Y_a(M) = Y_{a0}(M) + Y_{a1}(M)$: основной и широкой $Y_{a0}(M)$, свойства которой демонстрирует рис. 17, и $Y_{a1}(M)$, узкой, с шириной ≈ 3 а. е. м., максимум которой находится в пределах $M \approx 132 \div 134$.

3. Параметры основной компоненты $Y_{a0}(M)$ даны на рис. 17: положение средней массы тяжелого осколка M_T^0 , отношение его к соответствующей массе легкого M_T^0/M_L^0 ; ширина $Y_{a0}(M)$ на половине высоты FWHM — с аналогичными данными для тяжелых ядер укладываются в единую картину асимметрии деления.

Для асимметрии деления характерно показанное в нижней части рис. 17 падение соотношения полных выходов двух типов деления

Y_a^t/Y_s^t с уменьшением A , где $Y_i^t = \sum_{M=0}^A Y_i(M)$. Однако эксперимен-

тальная зависимость Y_a^t/Y_s^t от массы делящихся ядер A обрывалась на ^{201}Tl , для которого в [14] мы смогли дать лишь верхнюю оценку по нижайшей точке МР. Плавно ли спадает выход асимметричного деления при $A \leq 200$ или скачком, как казалось на основе указанной оценки, — для решения этого вопроса требовались дополнительные измерения при более низкой энергии, с большей чувствительностью в области $M > 130$, желательно для еще более легких ядер. Такие измерения были выполнены на втором этапе экспериментов [82, 123], где использовалась модификация спектрометра с высоким временным разрешением, и мы их результаты ради удобства изложения приводим ниже, на рис. 20. Здесь для нас существенно лишь то, что они показали отсутствие у ^{201}Tl и ^{198}Hg асимметричного деления с чувствитель-

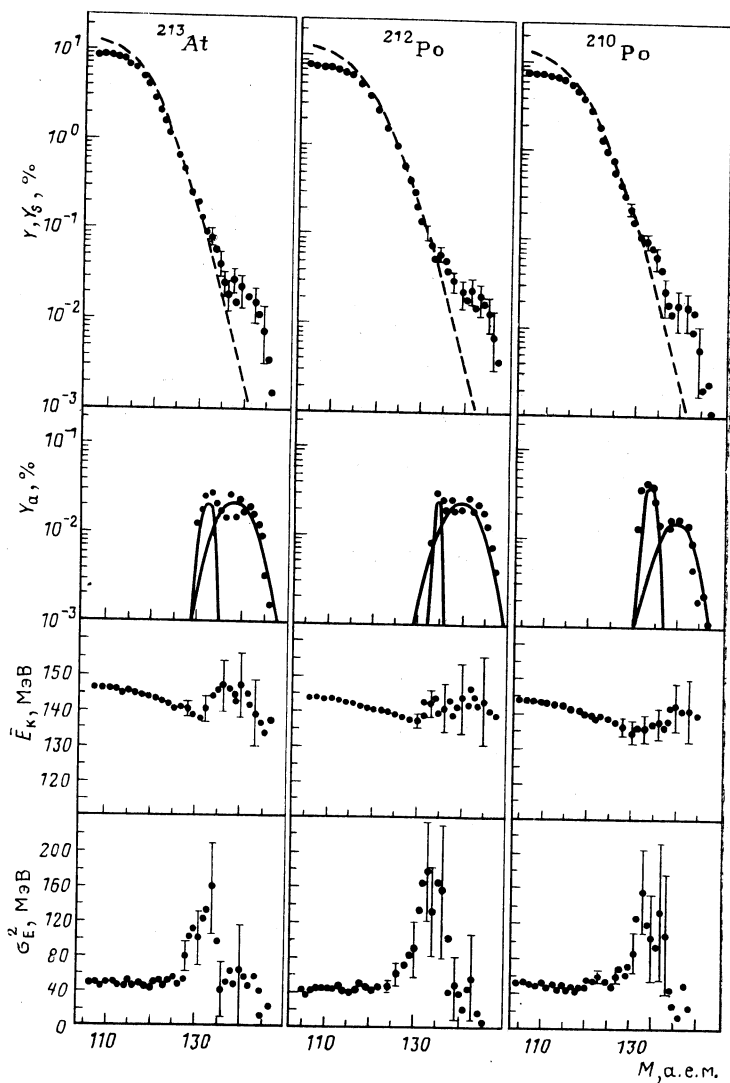
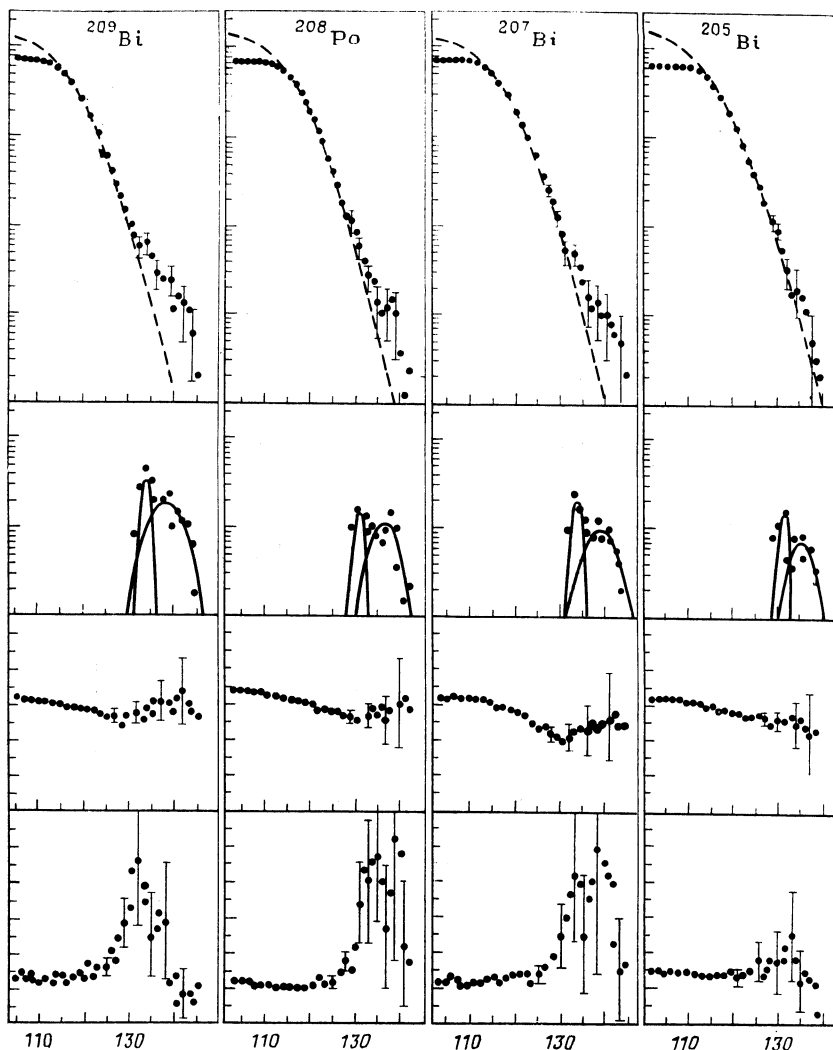


Рис. 16. Массово-энергетические распределения осколков
 сверху — вниз: распределение масс осколков $Y(M)$ [пунктирные кривые — описание $Y_s(M)$
 на два гауссиана (сплошные линии) $Y_{\alpha 0}$ и $Y_{\alpha 1}(M)$];

ностью на порядок выше, чем на рис. 17, т. е. подтвердили вторую альтернативу — асимметрия МР исчезает скачком вблизи $A = 200$.

Завершая обсуждение основных характеристик асимметрии деления доактиноидов, нельзя не упомянуть об энергетической зависимости отношения выходов симметричного и асимметричного типов деления



деления $^{205}\text{Bi} - ^{213}\text{At}$ при $U_{\text{сп}} \approx 9 \div 10$ МэВ [14, 15]:
 гауссианом (22)]; асимметричная компонента $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$ и ее разложение
 кинетическая энергия осколков $\bar{E}_R(M)$; дисперсия кинетической энергии $\sigma_E^2(M)$

Y_s^t/Y_a^t . В связи с количественным анализом этого вопроса в следующем разделе здесь мы ограничимся качественным обсуждением. Опыт показал, и на это сразу было обращено внимание [12, 14], что отношения Y_s^t/Y_a^t в районе Рb являются аномальными на фоне аналогичных данных в области тяжелых ядер не только по величине, отли-

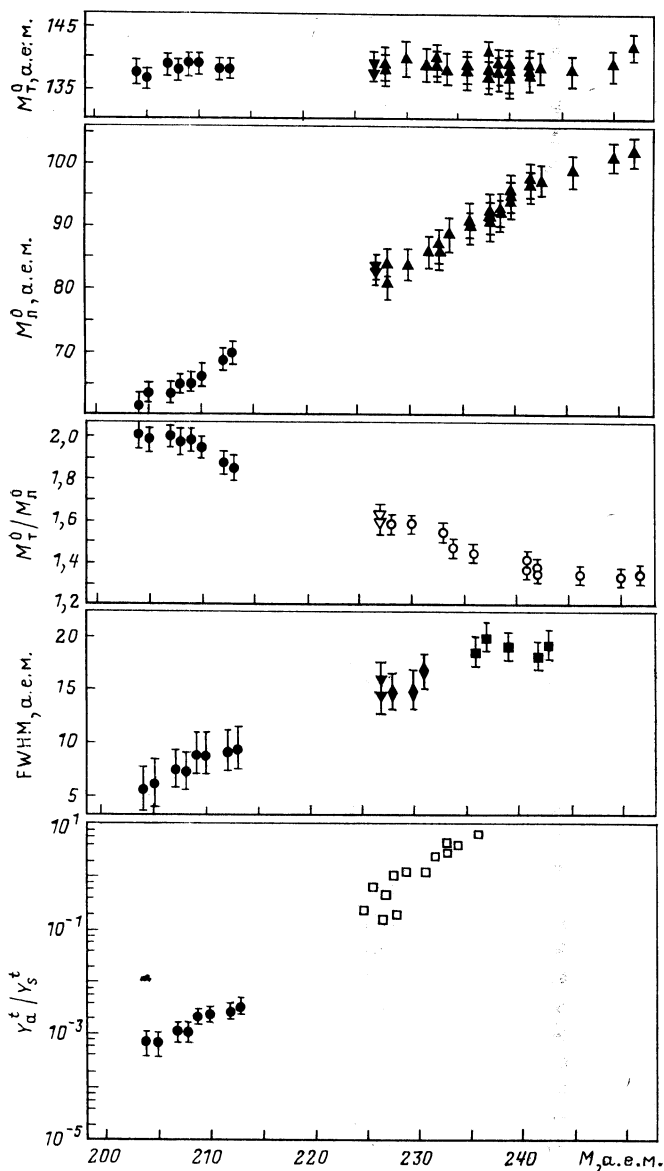


Рис. 17. Характеристики асимметричной компоненты $Y_{\alpha 0}$ в зависимости от массового числа A :

сверху вниз: средняя масса тяжелого M_T^0 и легкого M_{β}^0 осколков; отношение M_T^0/M_{β}^0 (параметр асимметрии); полная ширина на половине высоты $FWHM$ распределения $Y_{\alpha 0}$; отношение полных выходов двух типов деления Y_{α}^t/Y_s^t ; ● — данные для ^{230}Pb — ^{218}At ($U_{sp} = 9 \div 10$ МэВ), остальные значки — результаты других работ (см. [14])

чающейся на несколько порядков, но и по энергетической зависимости. В области актиноидов отношение Y_s^t/Y_a^t является функцией, быстро растущей с энергией, тогда как в районе Pb на первом этапе измерений даже не удалось правильно определить ее характер — получалось, что в пределах погрешностей $Y_s^t/Y_a^t \simeq \text{const}$ [12—15].

О природе зависимости асимметрии деления от нуклонного состава ядер. Асимметрией ради краткости мы здесь называем относительную способность ядер к асимметричному делению или, еще проще, отношение вклада асимметричных и симметричных мод в наблюдаемое распределение масс. В области трансактиниевых ядер и ядер легче свинца при низких энергиях доминирует один из способов деления, в промежуточной происходит достаточно резкий переход от одной предельной ситуации к другой. Чем вызван этот переход, завершающийся скачкообразным исчезновением асимметрии деления в узкой окрестности $A = 200$? Если ответить банально — оболочечными эффектами, то ответ будет правильным, но не полным.

При низких энергиях возбуждения главным фактором, определяющим реализующееся распределение масс в процессе деления, будет характер профиля энергетической поверхности ядра вдоль масс-асимметричной координаты η (M , A). Согласно (1) он определяется как оболочечными эффектами, т. е. величиной $\delta W(M)$, так и свойствами макроскопической энергии $V(M)$, обсуждавшимися в предыдущем разделе. Зависимости $V(M)$ и $\tilde{V}(M)$ для трех характерных ядер ^{213}At , ^{227}Ac , ^{240}Pu показаны на рис. 18, *a* сплошными и штриховыми линиями. В расчетах этих величин использовались феноменологические оболочечные поправки $\delta W(M)$ из [12], соотношение (18) для $\tilde{V}(\eta)$ и наблюдаемые значения параметра жесткости q из табл. 3. Рис. 18, *a* схематический, за начало отсчета на нем принята энергия в седловой точке $V(A/2) = \tilde{V}(A/2)$, что предполагает $\delta W(A/2) = 0$.

Из рис. 18, *a* следует ответ на первую часть поставленного вопроса. У тяжелых ядер значения q и параметра асимметрии M_T^0/M_n^0 , определяемого положением минимума $\delta W(M)$ (на опыте $M_T^0 \simeq 140$), не велики, что приводит к значительной разнице $V(A/2) - V(M_i^0) > 0$ и преобладанию асимметричного типа деления (см., например, [119]). С уменьшением Z и A быстро увеличивается q (рис. 8, *b*) и M_T^0/M_n^0 (рис. 17), в результате чего взаимное положение минимумов энергии $V(A/2)$ и $V_i(M_i^0)$ изменяется: сначала в окрестности Ra они сравниваются, что приводит к близким вероятностям симметричного и асимметричного типов деления [трехгорбым распределениям $Y(M)$], и, наконец, ближе к Pb разность $V(A/2) - V(M_i^0)$ становится отрицательной, т. е. меняет знак в сравнение с первым случаем, что ведет к преобладанию симметричного типа деления. Отметим, и это будет показано ниже, что знак $V(A/2) - V(M_i^0)$ является основным фактором, определяющим разную энергетическую

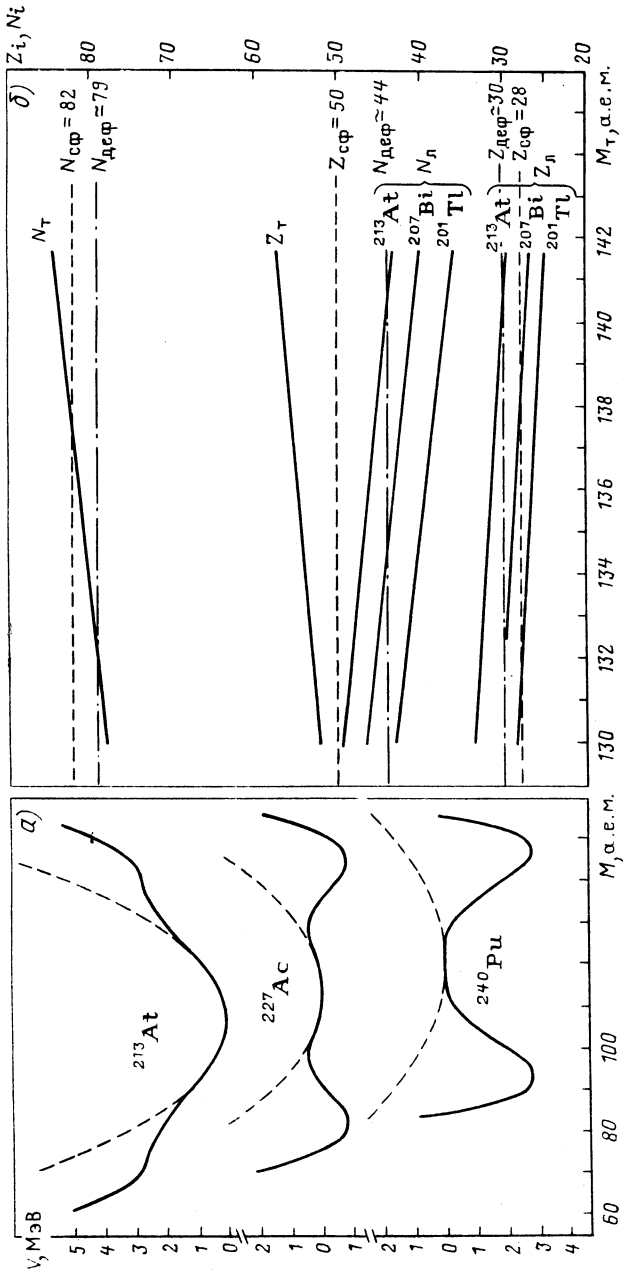


Рис. 18. Характеристики, используемые для интерпретации свойств асимметрии деления легких ядер:

a — феноменологические кривые энергии деформации для трех характерных ядер в седловой точке $V(M)$ (сплошные кривые) и $V_0(M)$ (пунктирные кривые); b — зависимость Z_i, N_i осколков от массы тяжелого осколка M_T для трех ядер. Пунктирные и штрих-пунктирные линии соответствуют числу нейтронов или протонов для замкнутых сферических или деформированных оболочек [4, 9, 39] соответственно.

зависимость отношения выходов симметричного и асимметричного типов деления у легких и тяжелых ядер.

На рис. 18, а видно также, что в окрестности $M = M_i^0$ с уменьшением Z и A резко возрастает производная $\frac{d\tilde{V}}{dM} = q (M_T^0 - M_i^0)$, и это приводит к быстрому уменьшению глубины минимума $\tilde{V} (M_i)$, а в конечном счете к его исчезновению. Заметим, что ядра ^{201}Tl и ^{198}Hg находятся на самом максимуме зависимости $q (x)$ на рис. 8, б. Тем не менее такой анализ объясняет лишь согласующуюся с опытом общую плавную тенденцию изменения отношения Y_a^i/Y_s^i в зависимости от A (рис. 17), но не раскрывает полностью причин его резкого уменьшения при изменении A на 2—3 нуклона — при переходе от ^{204}Pb к ^{201}Tl . Экстремальность ситуации для этого участка ядер, дающей ответ на вторую часть вопроса, показывает рис. 18, б.

Прежде чем его обсуждать, обратим внимание, что в рассматриваемой области ядер в седловой точке осколки уже обособляются, поэтому влияние их оболочечной структуры на M -зависимость $\delta W \simeq \sum_i (\delta W_Z^i + \delta W_N^i)$, где δW_Z^i , δW_N^i — протонные и нейтронные оболочечные поправки осколков, будет значительным. Минимумы $\delta W_{Z,N}$ соответствуют замкнутым оболочкам, сферическим и деформированным. На рис. 18, б показаны зависимости Z_i и N_i осколков при делении ядер ^{213}At , ^{207}Bi , ^{201}Tl от массы тяжелого осколка M_T , вычисленные в предположении $Z_i/M_i = Z/A$. Отношение Z/A у рассматриваемых ядер варьируется в пределах 1 %, поэтому такие зависимости для тяжелых осколков на рис. 18, б сливаются в одну линию. Напротив, для дополнительного легкого осколка они заметно расщепляются и по-разному проходят по отношению к горизонтальным пунктирным и штрихпунктирным линиям, которыми соответственно отмечены числа нуклонов для заполненных сферических Z , $N = 82, 50, 28$ и деформированных $Z \simeq 30$, $N \simeq 78 \div 80$ и $N \simeq 44 \div 46$ оболочек [4, 9].

Из рис. 18, б следует, что с переходом от ^{213}At к ^{201}Tl роль легкого осколка становится все менее благоприятной для формирования минимума $\delta W (M)$, а значит, и масс-асимметричной долины в целом — все дальше и в более широкой области M_T линии $Z_n (M_T)$ и $N_n (M_T)$ уходят вниз от горизонтальных линий для магических чисел нуклонов. Критическая ситуация в полном соответствии с установленной границей для области существования асимметрии деления возникает при переходе к ^{201}Tl — в этом случае все легкие осколки, где существовал пик асимметричного деления ($M_T > 130$), имеют в среднем $Z_n < 28$ и $N_n < 44$. Иначе говоря, на языке оболочечных поправок еще неразорвавшегося ядра (в седловой точке) это означает, что в окрестности Pb зависимость $\delta W (M, Z, A)$ изменяется так, что асимметрия становится энергетически невыгодной.

Напротив, в широкой области делящихся ядер $Z > 80$, $A > 200$ поведение $\delta W (M)$ приобретает черты «универсальной» зависимости

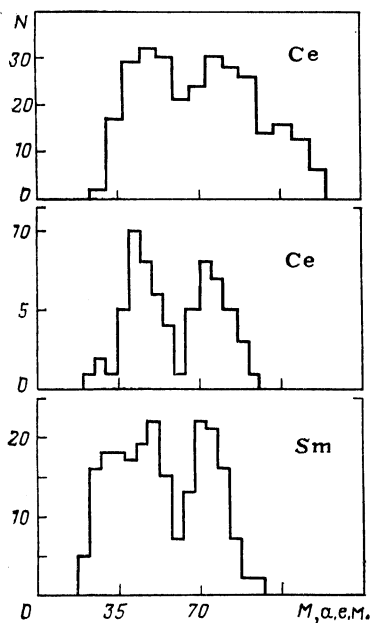


Рис. 19. Гистограммы массового распределения осколков $N = \Delta n / \Delta M$ (в числе событий Δn на соответствующий интервал масс ΔM) для ядер Ce и Sm, полученные в реакции с протонами с энергией $E_p = 600$ МэВ [121] (вверху), $E_p = 190$ МэВ [122] (посередине) и $E_p = 1$ ГэВ [123] (внизу)

но вполне наблюдаемы [21] (см. разд. 4; рис. 20).

Наконец, завершая обсуждение общих свойств асимметрии деления, следует подчеркнуть, что выше речь шла об основной области распространения этого явления. Спецификой этой области ядер, простирающейся до $A \simeq 200$, является энергетическая выгодность конфигурации, тяжелый осколок которой близок по составу к дважды магическому ($Z \simeq 50$, $N \simeq 82$). Возможны, в принципе, и другие «виды» асимметрии в области более легких ядер с околомagicескими осколками вблизи сферических оболочек с числом нуклонов 50, 28, 20 и более благоприятным (меньшим) отношением M_T^0/M_D^0 . Проявлению оболочечных эффектов в виде асимметричного MP при делении таких легких ядер, как и в области актиноидов, способствовало бы уменьшение масс-асимметричной устойчивости — в данном случае по мере приближения к точке Бусинаро — Галлоне (рис. 2 и 10).

В [125—127] наблюдались асимметричного типа MP при делении редкоземельных ядер La — Sm ($Z \simeq 60$, $A \simeq 140 \div 150$) протонами высоких энергий $E_p = 0,2 \div 1,0$ ГэВ (рис. 19). Вылет нескольких десятков нуклонов из сильно возбужденных начальных ядер приводил в конечной стадии эмиссионного каскада к асимметричному делению, как следует предположить, достаточно холодных остаточных ядер с массой $A \sim 120$. Для всех полученных распределений $Y(M)$, показанных на рис. 19, характерно наличие двух максимумов с $M_D^0 \simeq 45$ и $M_T^0 \simeq 75$. Числа нуклонов в таких осколках деления близки к $Z_D = 20$, $Z_T = 28$ и $N_D = 28$, $N_T \simeq 44$. Можно ли

[10] (см. также [21]), чем мы широко пользовались при обсуждении «глобального» поведения асимметрии (рис. 18, а). Разумеется, этот анализ свойств соотношения между вероятностями асимметричного и симметричного типов деления был упрощен, поскольку соответствующие долины отличаются не только наиболее вероятными значениями M_T^0/M_D^0 (или η), но и другими неучитывавшимися в нем параметрами деформации [19]. Кроме того, он игнорировал оболочечные эффекты в окрестности $A/2$, которые невелики в области доактиноидов $\delta W(A/2) \ll 1$ МэВ,

интерпретировать представленные на рис. 19 результаты как обнаружение новой области существования асимметрии деления — этот вопрос требует всестороннего анализа и дальнейшего исследования при более низких энергиях бомбардирующих частиц.

4. ИЗУЧЕНИЕ ДОЛИННОЙ СТРУКТУРЫ БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ

Свойства симметричной долины. Характеристики симметричного деления, которое испытывают все ядра в достаточно нагретом состоянии, были рассмотрены нами в разд. 2. Основной задачей данного раздела является анализ экспериментальных данных в другом важном случае, когда проявляются обе моды, и именно этой ситуацией оправдан употребляемый термин «структура» в соотношении долин деления. Мы увидим, что энергетическая поверхность как функция масс-асимметричной и основной делительной координат может иметь и большее число долин. Исключая симметричную долину, они имеют оболочечное происхождение, поэтому интересующие эффекты будут проявляться тем четче, чем ниже энергия возбуждения.

Для анализа сложной картины деления очень благоприятно, что свойства одной из долин, масс-симметричной, в области доактиноидов могут быть изучены в «чистом» виде. Несомненно, исследование симметричного деления при низких энергиях возбуждения представляют и самостоятельный интерес, в частности, вопрос о том, насколько отличаются свойства этой долины от предсказаний МЖК, т. е. каково влияние на нее оболочечных эффектов и в каких характеристиках они себя проявляют. В систематических экспериментальных исследованиях деления легких ядер при низких возбуждениях существовал пробел, существенно восполненный работами на алмазинском циклотроне. Наиболее важные их результаты представлены ниже, на рис. 20—24. В основном это экспериментальные данные или результаты их анализа для осколков деления соседних изотопов таллия $^{200}, ^{201}\text{Tl}$ в реакциях $^{197}\text{Au}(\tau, f)$ и $^{197}\text{Au}(\alpha, f)$ и ртути $^{197}, ^{198}\text{Hg}$ в реакциях $^{194}\text{Pt}(\tau, f)$ и $^{197}\text{Au}(p, f)$ [14, 38, 82, 99]. Везде на рисунках указаны энергия возбуждения в седловой точке U_{sp} (другие параметры в табл. 3). Обсудим наиболее существенные закономерности, вытекающие из приведенной информации.

Массовые распределения осколков. Из рис. 20, а видно, что если при значительных энергиях возбуждения U_{sp} , как и на рис. 4, б, $\lg Y(M)$ следует линейной зависимости от параметра $(M - A/2)^2$, то с уменьшением U_{sp} все отчетливее становятся отступления от нее в двух областях масс: в окрестности $A/2$ и при значительной асимметрии. Как показано в [120], первые обусловлены оболочечными эффектами, вторые отражают приближенность соотношения (22). Оба результата следуют из соотношений (17) — (19) и (21) с условными барьерами

$$V(M) = \tilde{V}(A/2) + \frac{q}{2}(M - A/2)^2 + \delta W(M) \quad (34)$$

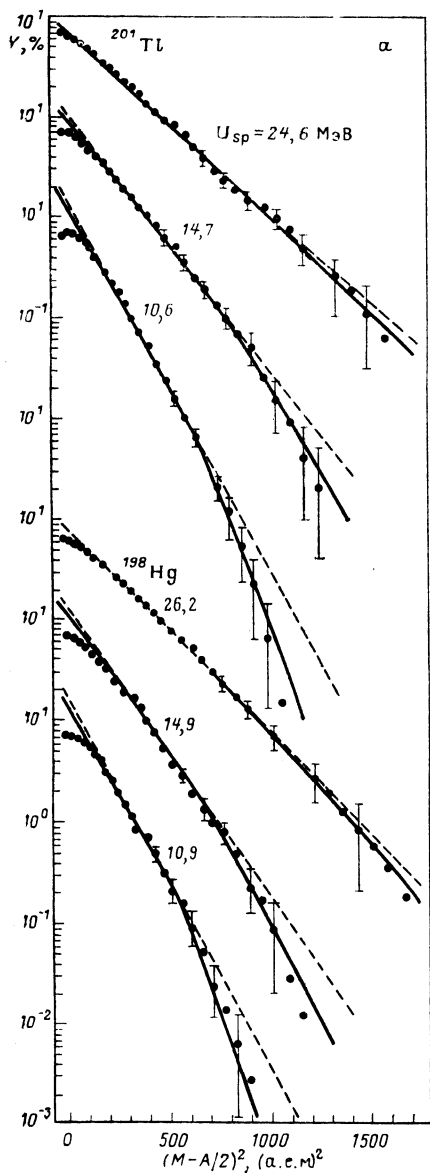


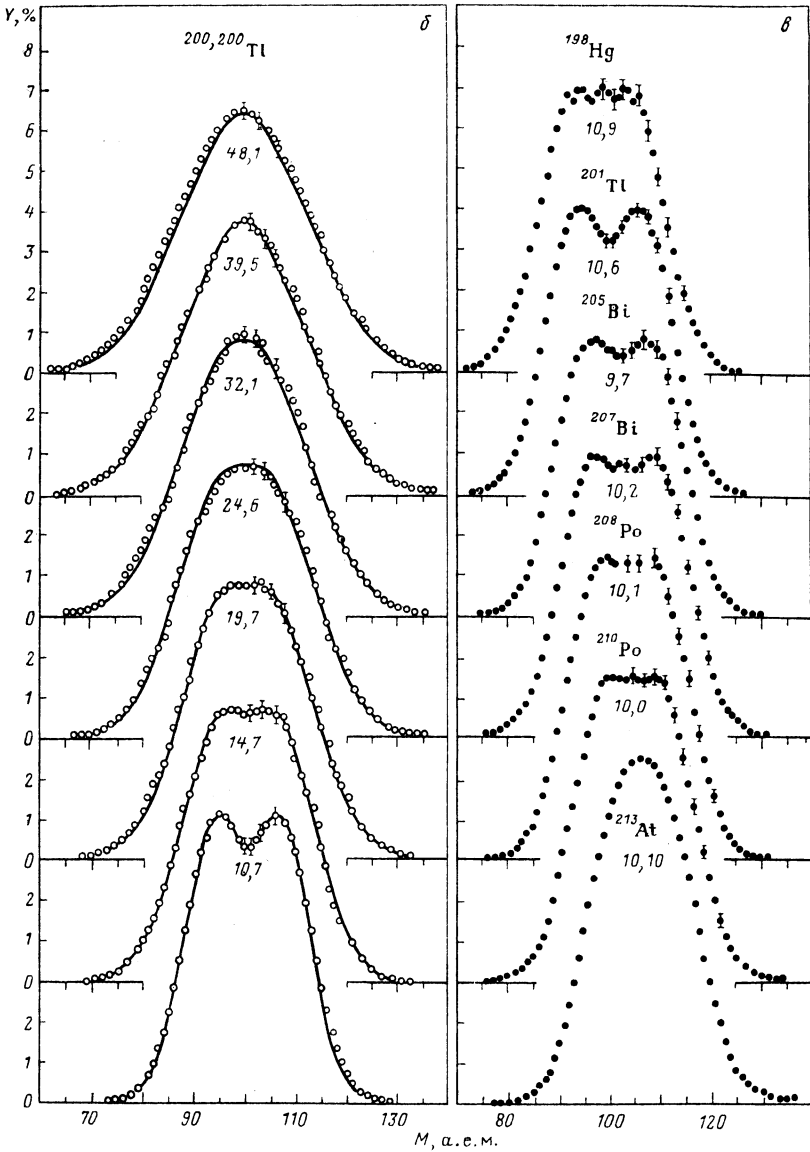
Рис. 20. Распределения масс осколков деления Y :

a — в зависимости от параметра $(M-A/2)^2$ для ^{198}Hg и ^{201}Tl при нескольких энергиях возбуждения U_{sp} [14, 82, 99]. Пунктирные линии — описание гауссианом (22), сплошные линии — описание согласно (38); b — в зависимости от M и U_{sp} для ядер $^{200}, ^{201}\text{Tl}$; сплошные кривые — описание МР согласно (17), (34), (35) с реалистической плотностью уровней $\rho(U)$ [124]; σ — сравнение МР разных ядер при $U_{sp} \approx 10$ МэВ

и параметром плотности уровней [23]

$$a(U) = \tilde{a} \left[1 + \delta W(M) \frac{1 - \exp(-\lambda U)}{U} \right], \quad (35)$$

которые учитывают оболочечные эффекты в переходном состоянии



с помощью оболочечной поправки $\delta W(M)$, а именно [120]:

$$\left. \begin{aligned}
 Y(M) \sim \exp \left\{ 2\tilde{a}^{1/2} \left[E - \tilde{V}(A/2) - \frac{q}{2}(M - A/2)^2 - \right. \right. \\
 \left. \left. - \delta W(M) \exp(-\lambda U) \right]^{1/2} \right\}; \\
 U = E - \tilde{V}(A/2) - \frac{q}{2}(M - A/2)^2 - \delta W(M).
 \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Считая энергию возбуждения в седловой точке $E - V(A/2)$ большой в сравнении с разницей условных и безусловного экстремумов $V(M) - V(A/2)$, получаем из (36)

$$Y(M) \sim \exp \left\{ -\frac{\delta W(M)}{\Theta} \exp(-\lambda U) - \frac{q}{2\Theta} (M - A/2)^2 + \dots \right\}, \quad (37)$$

и, удерживая члены более высокого порядка, в случае $\delta W(M) = 0$

$$Y(M) \sim \exp \left\{ -\frac{q}{2\Theta} (M - A/2)^2 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n-1)!!}{2^{2n}(n+1)!} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{q}{U} \right)^n (M - A/2)^{2n} \right] \right\}. \quad (38)$$

Остановимся сначала на втором эффекте *, описываемом соотношением (38). Из него видно, что при достаточно больших энергиях U членом в виде ряда в (38) можно пренебречь, и $Y(M)$ перейдет в гауссово распределение (22). Оценка в [99] для окрестности максимума $q(x)$ на рис. 8, б дает условие применимости (22) $U \gtrsim 0,02 (M - A/2)^2$ МэВ. Из рис. 20, а, на котором пунктирными и сплошными линиями показаны распределения (22) и (38) соответственно, следует, что при $U < 15$ МэВ обсуждаемый эффект не мал и его следует учитывать при изучении асимметричного деления соседних, несколько более тяжелых ядер Pb — At, в частности, при определении $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$. О роли такого уточнения свидетельствует рис. 26 (см. ниже).

Согласие сплошных расчетных кривых, соответствующих одному значению q , с экспериментальными данными на рис. 20, а означает, что свойства масс-симметричной долины описываются МЖК, исключая сравнительно небольшую окрестность $M \simeq A/2$, т. е. самого дна долины. Указанные отступления от МЖК [распределения (22)] проявились также на рис. 12, 13 и 16. Но особенно отчетливо эффекты оболочек при $M \sim A/2$ и их зависимость от нуклонного состава ядер и энергии возбуждения U_{sp} видны на рис. 20, б и в, где распределения $Y(M)$ показаны в линейном масштабе. Кривые на рис. 20, б получены расчетом согласно (17), (34), (35) с реалистическим описанием плотности уровней $\rho(U)$ [23, 124] и теми же значениями q для эмпирически определенной оболочечной поправки [120]

$$\delta W(M) = \delta W(A/2) \exp[-\gamma (M - A/2)^2], \quad (39)$$

где $\gamma = 0,017$ (а. е. м.)⁻², а $\delta W(A/2)$ зависит от делящегося ядра — в изученном диапазоне монотонно падает с увеличением A от 1 МэВ

* Данный эффект в интегральной форме рассматривался в [35]. Отметим также, что при разложении (36) в ряд (38) используется (34), игнорирующее в (18) члены того же порядка (η^4) и выше. Иначе говоря, предполагается малость отступлений профиля $\tilde{V}(M)$ от параболы, что отмечается также в [55] и соответствует опыту на доступном измерением участке $|M - A/2|$ [123].

для ^{198}Hg и ^{201}Tl до 0,3 МэВ для ^{213}At . Во всех случаях $\delta W (A/2) > 0$ в отличие от оболочечных поправок $\delta W (M) < 0$ для $M \geq 130$, ответственных за формирование асимметрии деления и соответствующей долины. Иначе говоря, двугорбость $Y_s (M)$ симметричного типа деления холодных ядер в районе Рb отличается от «обычной двугорбости» $Y (M)$ тяжелых ядер: в первом случае она формируется «выеданием» впадины в окрестности $M \sim A/2$ положительными оболочечными поправками, во втором — образованием горбов из-за отрицательных $\delta W (M)$ при значительной асимметрии.

Положительный знак оболочечных поправок в районе ядер ^{198}Hg — ^{213}At , у которых осколки строго симметричного деления $M = A/2$ имеют числа нейтронов $N = 59 \div 64$ и протонов $Z = 40 \div 43$, естественно связать с тем, что они далеки от замкнутых оболочек. Поиск симметричных МР не с впадиной при $A/2$, как на рис. 20, а «пиком» для ядер с N , близким к 50, пока не дал надежного результата [126].

Температурная зависимость дисперсии МР. Выше мы неоднократно затрагивали вопрос об уширении МР с увеличением температуры ядра Θ , в том числе и теоретическое описание дисперсии $\sigma_M^2(\Theta)$, определяющее эту зависимость. Для анализа зависимости $\sigma_M^2(\Theta)$ удобно исключить из нее вклад оболочечных поправок, т. е. иметь дело с величиной $\tilde{\sigma}_M^2(\Theta)$, характеризующей долину деления, которая соответствует описанию в рамках МЖК. Можно разными способами извлечь из экспериментальных данных значение $\tilde{\sigma}_M^2$. Наиболее простой и достаточно точный способ состоит в аппроксимации $\lg Y_s (M) = f [(M - A/2)^2]$ линейной зависимостью и определении $\tilde{\sigma}_M^2$ из наклона соответствующих прямых. Отступления МР от (22), учитываемые (38), а также обусловленные асимметричным способом деления в районе Рb из-за низкого вклада соответствующих масс в полное число делений, не оказывают заметного влияния на дисперсию. Этого, однако, нельзя сказать об оболочечных эффектах на дне долины, влияние которых демонстрирует рис. 21, где сравниваются значения σ_M^2 и $\tilde{\sigma}_M^2$ для ряда ядер [82, 125]. На нем хорошо видно, что разница $\sigma_M^2 - \tilde{\sigma}_M^2$ при фиксированной температуре Θ возрастает от ^{213}At к ^{201}Tl в соответствии с увеличением $\delta W (A/2)$ (рис. 20, в).

Зависимость $\tilde{\sigma}_M^2 (\Theta)$, начиная с $\Theta > 0,7$ МэВ, удовлетворительно описывается прямой линией, чему соответствует приближение (25а). Чтобы оценить параметр $\hbar\omega_M$, было использовано [125] точное выражение (25). Полученные по совокупности ядер значения, имеющие существенный разброс, дали среднее $\hbar\omega_M = (0,5 \pm 0,2)$ МэВ, с которым рассчитаны кривые в основной части рис. 21. Этому значению соответствует характерное время масс-асимметричных колебаний ядра $\tau_{\text{ас. кол}} \simeq 2\pi/\omega_M = (8 \pm 3) \cdot 10^{-21}$ с, согласующееся с приведенным выше результатом анализа массовых распределений квазиделения ядер для τ_M [114].

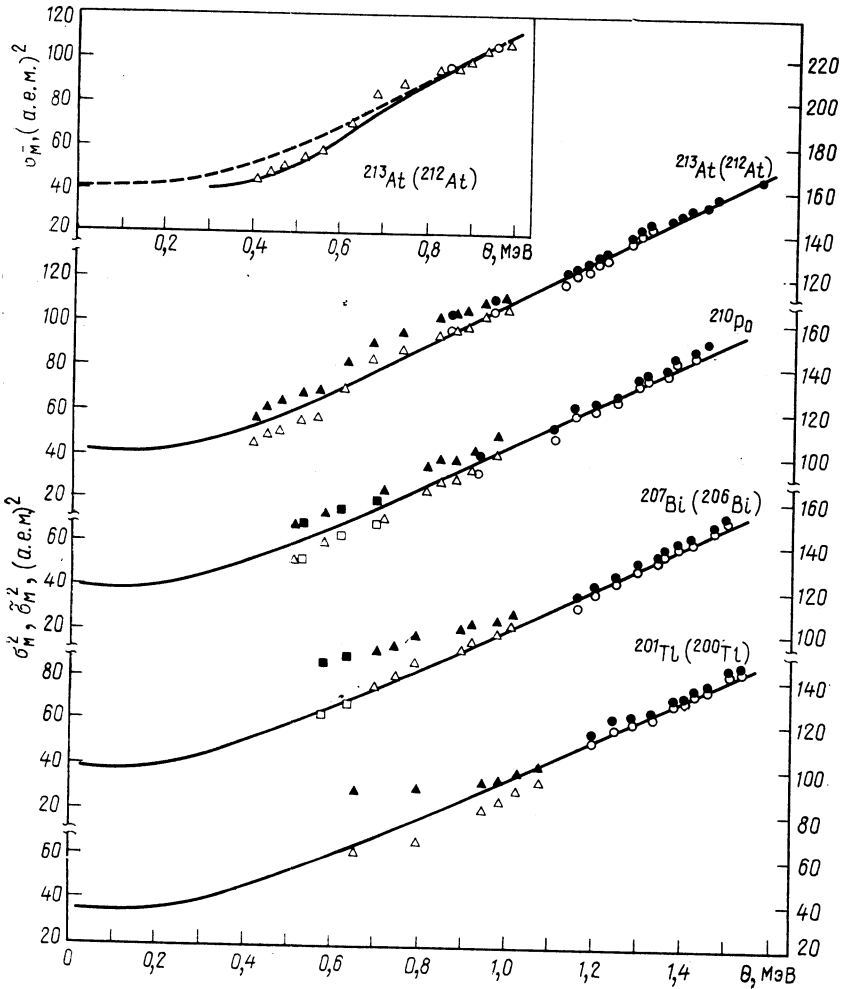


Рис. 21. Зависимость дисперсий распределений масс экспериментальных σ_M^2 (зачерненные значки) и жидкокапельных $\tilde{\sigma}_M^2$ (светлые значки) от температуры ядра Θ для соседних изотопов [82, 125]: кружки — реакция (τ, f) ; треугольники — (α, f) ; квадраты — (p, f) ; сплошные линии в основной части рисунка — описание $\tilde{\sigma}_M^2$ для $\theta \geq 0,7$ МэВ согласно (25) с $\hbar\omega_M = 0,5$ МэВ [125]. На вставке: $\tilde{\sigma}_M^2(\Theta)$ для $\theta \leq 1$ МэВ. Пунктирная кривая та же, что и сплошная в основной части рисунка; сплошная кривая — описание $\tilde{\sigma}_M^2(\Theta)$ по сверхтекучей модели [120, 124]

Отметим особенность температурной зависимости $\tilde{\sigma}_M^2(\Theta)$, проявившуюся при более низких энергиях возбуждения в седловой точке, которые достигнуты при исследовании деления ^{210}Po и ^{213}At ,

особенно последнего (см. ниже). Для ^{213}At эта зависимость показана отдельно на вставке к рис. 21, из которой видно, что экспериментальные точки заметно отклоняются вниз от штриховой кривой, соответствующей описанию согласно (25), при $\Theta \leq \Theta_{\text{кр}} \simeq 0,6$ МэВ, где $\Theta_{\text{кр}}$ — критическая температура в «точке» фазового перехода из обычного (ферми-газового) состояния в сверхтекучее $\Theta < \Theta_{\text{кр}}$. Сплошная кривая получена по сверхтекучей модели ядра [120, 125].

Еще раз о месте формирования МР. Экспериментальные данные о зависимости дисперсии $\tilde{\sigma}_M^2$ от энергии возбуждения, как и от нуклонного состава (см. разд. 1), оказались весьма информативными по основному вопросу теоретических представлений об МР: где происходит формирование этой характеристики — в седловой точке или точке разрыва? Отсылая за деталями этого анализа к работе [125], остановимся на основных результатах.

На рис. 22 представлена зависимость квадрата дисперсии $\tilde{\sigma}_M^4$ от энергии возбуждения составного ядра E , которую можно представить в виде вытекающего из (25) соотношения [125]

$$\tilde{\sigma}_M^4 = \frac{1}{q^2 \tilde{a}} \left[E - \tilde{V}(\alpha, 0) - \delta + \tilde{a} \frac{(\hbar\omega_M)^2}{6} + \dots \right], \quad (40)$$

где $\tilde{V}(\alpha, \eta)$ — энергия деформации, при $\eta = 0$ соответствующая дну долины деления; δ — поправка на спаривание, зависящая от четности делящегося ядра. Анализ в [125] показал, что следующими членами в (40) (разложение cth^2 в ряд) можно пренебречь, чему соответствует линейная энергетическая зависимость на рис. 22. Точка пересечения прямой (40) с осью энергии E

$$E_0 = \tilde{V}^{\text{экс}}(\alpha, 0) + \delta - \tilde{a} \frac{\hbar\omega_M^2}{6} \quad (41)$$

с точностью до близких и имеющих разных знак поправок дает искомую энергию $\tilde{V}^{\text{экс}}(\alpha, 0)$. Таким образом, из анализа экспериментальных данных о $\tilde{\sigma}_M^4$ можно установить, какому значению $\alpha_{\text{сп}}$ или $\alpha_{\text{сc}}$ отвечает величина $\tilde{V}^{\text{экс}}(\alpha, 0)$, не ограничивая себя заранее какими-либо предположениями о месте формирования МР, кроме оценки $\hbar\omega_M$. Как мы увидим ниже, и она не влияет на результат анализа.

В одном из крайних случаев $\alpha = \alpha_{\text{сп}}$, искомая энергия хорошо известна из экспериментальных данных о вероятности деления и соответствует высоте барьера деления $\tilde{V}(\alpha_{\text{сп}}, 0) = \tilde{E}_f$ [23], в другом $\tilde{V}(\alpha_{\text{сc}}, 0)$ может быть найдена как разность $\tilde{V}(\alpha_{\text{сc}}, 0) - \Delta\tilde{V}$, где $\Delta\tilde{V}$ — энергия спуска (расчет по МЖК). На вставке к рис. 22 эти величины показаны соответственно темными и светлыми значениями, а область значений $|\tilde{V}^{\text{экс}}(\alpha, 0)|$, границы которой соответству-

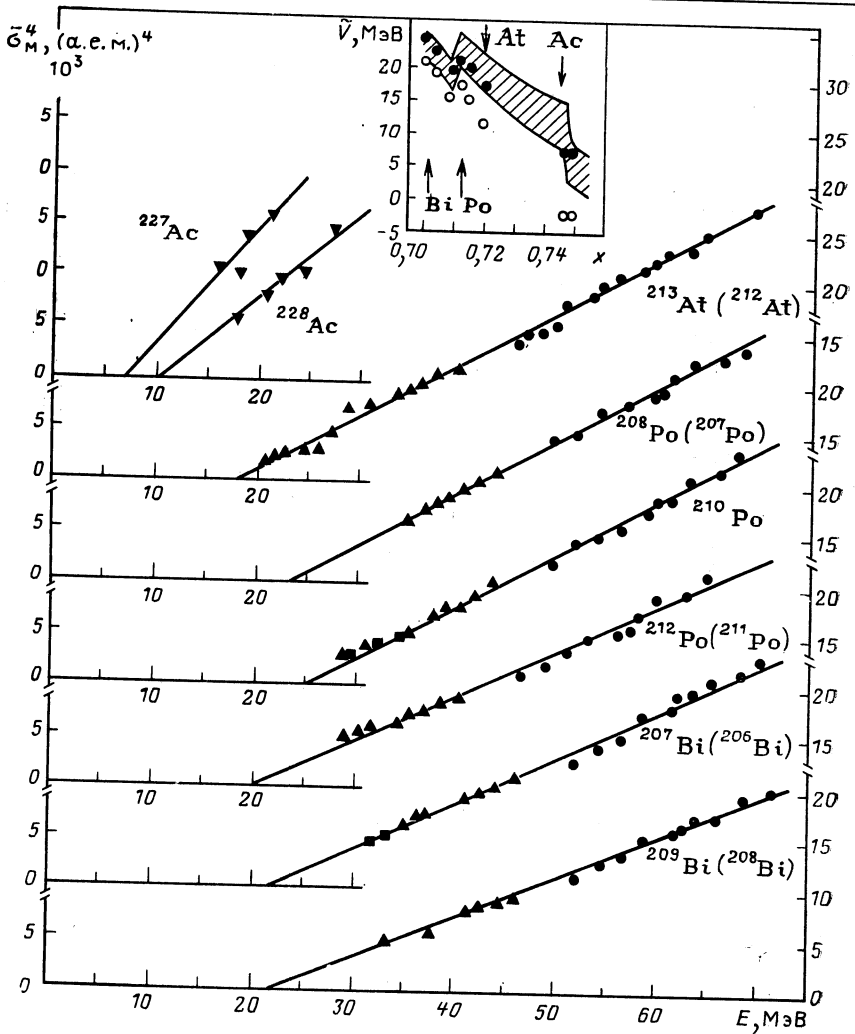


Рис. 22. Зависимость \tilde{V}_M^4 от энергии возбуждения составного ядра E для указанных ядер [125]:

прямые линии — описание по методу наименьших квадратов. На вставке: $\tilde{V}(\alpha, 0)$ — энергия деформации в зависимости от параметра x ; \bullet — $\tilde{V}(\alpha_{sp}, 0)$; \circ — $\tilde{V}(\alpha_{sc}, 0)$; заштрихованная область с границами $0 \leq \hbar\omega_M \leq 1$ МэВ (см. текст)

ют крайним теоретическим оценкам $\hbar\omega_M = 0$ [26] и $\hbar\omega_M \simeq 1$ МэВ [35], заштрихована *. Видно, что все значения $\tilde{V}(\alpha_{sp}, 0)$ лежат в пре-

* Здесь сознательно не использовалась приводившаяся экспериментальная оценка $\hbar\omega_M = (0,5 \pm 0,2)$ МэВ, поскольку она была получена при определенных предположениях о $\tilde{V}(\alpha, 0)$, требуемых для вычисления температуры θ .

делах этой области, а $\tilde{V}(\alpha_{sc}, 0)$ выпадают вниз. В этой связи важно подчеркнуть, что для нижней границы $\tilde{V}^{\text{экср}}(\alpha, 0)$ параметр $\hbar\omega_M = 0$, а его отрицательные значения смысла не имеют.

Итак, данным анализом, дополняющим результаты исследования зависимости $q(x)$ (рис. 8, б), вопрос о месте формирования МР при делении исследованных ядер (легче Th) вполне однозначно решается в пользу седловой точки.

Энергетические зависимости $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$. Экспериментальные данные о первых двух моментах ЭР для симметричного способа деления представлены на рис. 23. Новое, что они вносят с охлаждением делящегося ядра в уже знакомую по рис. 3 и 4 жидкокапельную картину деления, — это более резкое в сравнении с (28) падение $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ при большой массовой асимметрии. Это свойство, интересное само по себе, как мы увидим несколько позже, важно для экспериментального исследования свойств двух долин и связанных с ними способов деления.

Отступления наблюдаемой зависимости $\bar{E}_K(M)$ от соотношения (28) (ему соответствуют пунктирные кривые на рис. 23) обсуждались в [15, 82] и связывались с упрощенностью предположения о независимости расстояния между центрами тяжести осколков d_{sc} в момент разрыва от массовой асимметрии $\mu = \frac{\eta^2}{4} = \left(\frac{M-A/2}{A/2}\right)^2$ разрывной конфигурации. Если принять согласно [15], что $d_{sc} \sim (1 + \beta\mu)^{-1}$, то получим

$$\bar{E}_K(M) = \bar{E}_K(A/2) (1 - \mu) (1 + \beta\mu), \quad (42)$$

где β — эмпирический параметр, зависящий от энергии возбуждения, например U_{sp} , который легко найти подгонкой под экспериментальные данные о $\bar{E}_K(M, U_{sp})$. При $\beta > 0$ распределения $\bar{E}_K(M)$ шире, чем в случае (28), т. е. $\beta = 0$, как на рис. 3 и 4, при $\beta < 0$ — наоборот.

В нижней части рис. 23 представлена совокупность значений $\beta(U_{sp})$ для группы ядер от ^{198}Hg до ^{213}At . В [15] наблюдаемая энергетическая зависимость параметра $\beta(U_{sp})$ интерпретировалась как следствие перестройки оболочек, приводящей к области «плато» при значительных U_{sp} , которое соответствует МЖК. Действительно, результаты расчетов в [15] показывают уменьшение d_{sc} с ростом масс-асимметричной деформации, что эквивалентно $\beta > 0$ в (42) и согласуется с экспериментальными данными на рис. 23. Продолжение измерений в области низких энергий показало, что убывание β с уменьшением U_{sp} происходит скачком в районе 10 МэВ. Это значение совпадает с критической энергией фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное $U_{кр} \simeq 1,4 \tilde{a}\Theta_{кр}^2$. Можно предположить, имея в виду это обстоятельство, что причина убывания β (сужение распределения $\bar{E}_K(M)$) с уменьшением энергии возбуждения

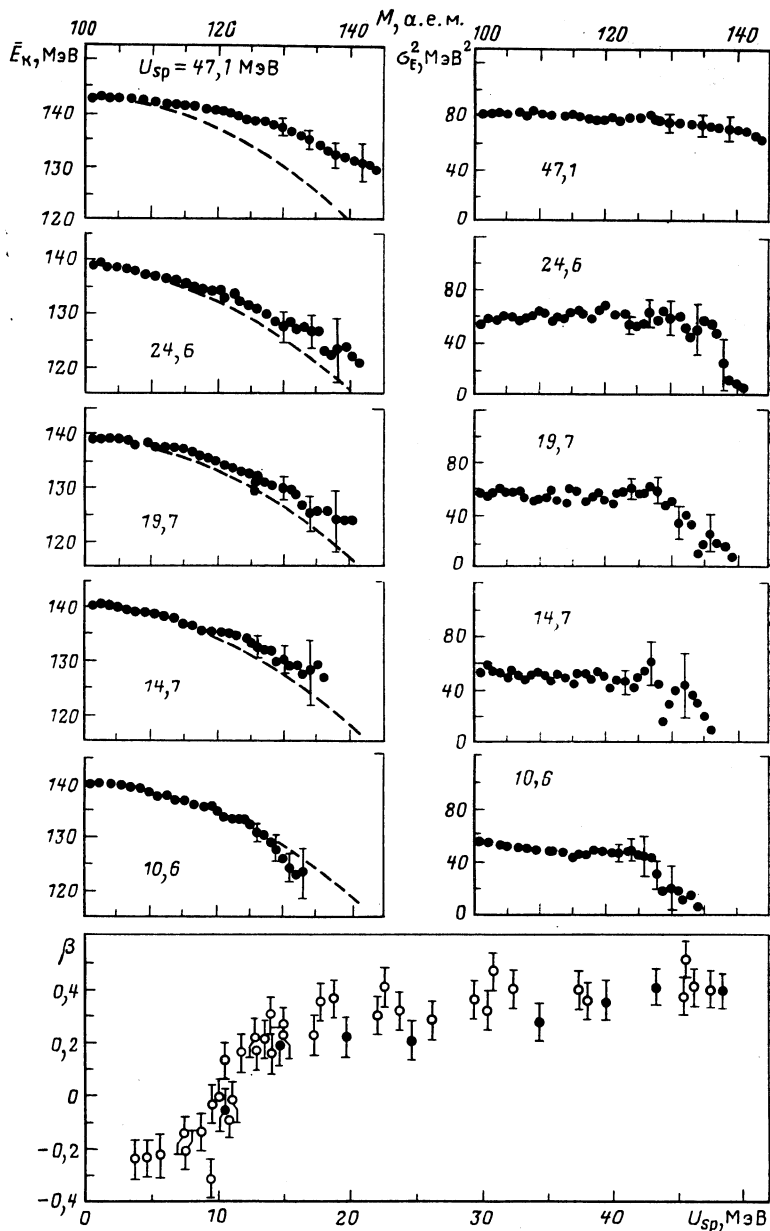


Рис. 23. Экспериментальная информация об энергетической зависимости $\bar{E}_K(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ для $^{200,201}\text{Tl}$:

вверху — результаты измерений, которые сравниваются с соотношением (28) (пунктирные линии), внизу — зависимость от энергии возбуждения U_{sp} параметра β в (42), описывающего отступления $\bar{E}_K(M)$ от (28) [15, 82]; зачерненные значки — $^{200,201}\text{Tl}$, светлые значки — $^{197,198}\text{Hg}$, $^{206,207}\text{Bi}$, ^{210}Po , $^{212,213}\text{At}$

связана не с оболочечными эффектами, а эффектами парных корреляций нуклонов [23], например влиянием их на вязкость ядерного вещества. Последняя, как отмечалось, влияет на траекторию спуска и на точку разрыва.

На рис. 24 слева показана энергетическая зависимость средней кинетической энергии осколков $\langle E_K \rangle$. Она соответствует поведению параметра β на рис. 23.

При обсуждении поведения дисперсии $\sigma_E^2(M)$ для сильно нагретых ядер (рис. 3 и 4) мы рассматривали два предположения: $\sigma_E^2 \simeq \simeq \text{const}$ и параболическую зависимость (28). Как показывают результаты измерений на рис. 23, чем меньше энергия возбуждения, тем при меньшей $(M - A/2)$ наступает резкий спад $\sigma_E^2(M)$, тем шире область M , в которой изменения $\sigma_E^2(M)$ существенны и имеют смысл отмеченные противопоставления. Обсуждаемый эффект, однако, не оказывает заметного влияния на энергетическую зависимость дисперсии σ_E^2 полного ЭР (без разделения по M), так как вклад масс, где он проявляется в полном выходе, пренебрежимо мал. По той же причине почти не сказываются на ней максимумы $\sigma_E^2(M)$, связанные с вкладом асимметричного способа деления (рис. 12, 13 и 16).

Температурная зависимость дисперсии полного ЭР $\sigma_E^2(\Theta)$ для группы ядер в районе Рb показана на рис. 24 справа. Штриховые линии на нем соответствуют соотношению (25), сплошные, лучше описывающие результаты измерений, используют его модификацию, а именно [62]

$$\sigma_E^2(\Theta) = \sigma_E^2(0) \frac{\text{cth} \frac{c_1}{\Theta} + c_2}{1 + c_2}, \quad (43)$$

где $c_1 = 1,72$ МэВ и $c_2 = -0,808$ — эмпирические константы, единые для всех ядер. При $c_2 = 0$ (43) совпадает с (25), а $c_1 = \hbar\omega_E/2$. Обе обработки экспериментальных данных дают близкие оценки параметра $\hbar\omega_E \simeq 3,5$ МэВ, откуда $\hbar\omega_E/\hbar\omega_M \simeq 5 \div 10$. Во столько же раз различаются периоды колебаний для степеней свободы, связанных с энергией осколков и их массовой асимметрией ($\tau_i \sim \omega_i^{-1}$). Эта оценка находится в согласии с определением времен релаксации в [114].

Выход нейтронов из осколков. Представления о симметричном типе деления были бы неполными, если бы мы не коснулись зависимости среднего выхода нейтронов деления из разных осколков $\nu(M)$, традиционно привлекаемой для демонстрации влияния оболочечных эффектов на процесс деления. Из довольно обширной экспериментальной информации по этому вопросу, которая берет свое начало с основополагающей работы Фрезера и Милтона [127], хорошо известно, что для асимметричного деления трансактиниевых ядер зависимость $\nu(M)$ имеет пилообразный характер с минимумом при $Z_T \simeq 50$, $N_T \simeq 82$. Экспериментально установлено [128], что с увеличением энергии возбуждения делящихся ядер $\nu(M)$ растет и асимптотически

Рис. 24. Экспериментальная информация об энергетической зависимости моментов распределений E_k — слева $\langle E_k \rangle$ (подборки данных [38, 83, 100]) как функция U_{sp} , справа σ_E^2 как функция Θ :

пунктирные кривые соответствуют соотношению (25) с индивидуальной погонкой; сплошные — соотношению (43) с единым набором параметров c_1 и c_2 для всех ядер

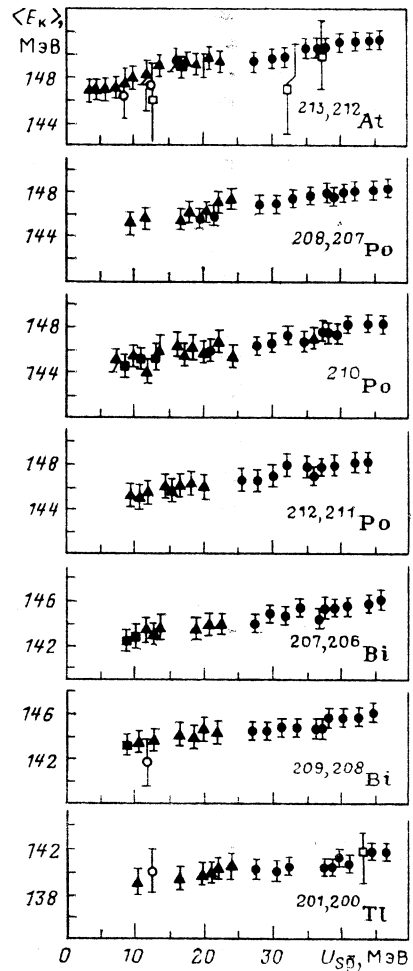
приближается к жидкокапельной линейной зависимости, вытекающей из условия однородности ядерного вещества, равенства температур осколков и пропорциональности параметра плотности урвней числу нуклонов:

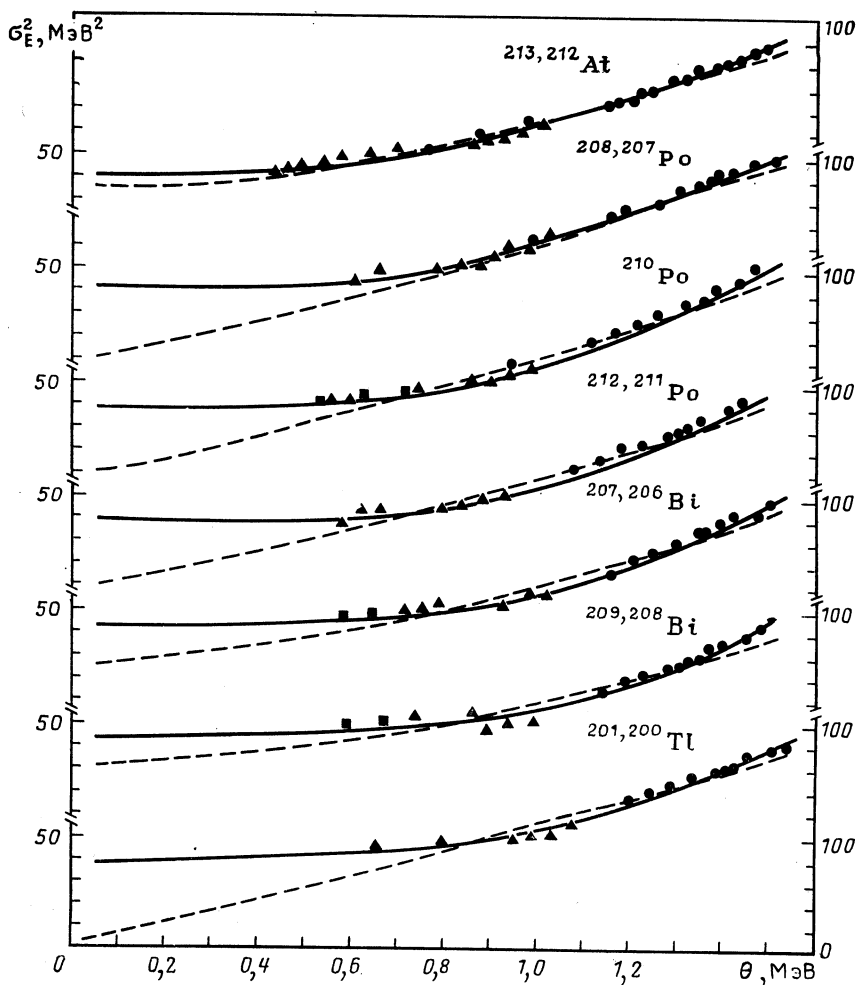
$$E_{x1}/\tilde{a}_1 = E_{x2}/\tilde{a}_2, \quad \tilde{a}_i \sim M_i, \quad (44)$$

где E_{x1} — энергия возбуждения осколков в момент разрыва.

Свойства $\nu(M)$ для симметричной долины при умеренных энергиях возбуждения исследовались в [129—131]. Результаты наиболее поздних работ, полученные в реакциях $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ для $E_\alpha = 45$ МэВ и $^{226}\text{Ra}(p, f)$ для $E_p = 16$ МэВ, приведены на рис. 25. В области симметричного максимума $Y_s(M)$, в первом случае преобладающего над $Y_a(M)$ во всей области M (см. рис. 11—13), ход $\nu(M)$ близок к линейной зависимости, ожидаемой согласно (44).

В ранних работах [129, 131] обращалось внимание на то, что наклон наблюдаемой зависимости $\nu(M)$ в пределах масс-симметричного пика $Y(M)$ не соответствует оценке в рамках МЖК $\partial E_{x1}/\partial M \approx 0,17$ МэВ·(а. е. м.)⁻¹ [26, 35]. Результаты [129] для ^{213}At ($E_\alpha = 53,25$ МэВ) давали значение примерно в 4,5 раза больше, а результаты [131] для ^{227}Ac ($E_p = 13,0$ МэВ) — в 3 раза. Штриховые прямые на рис. 23 характеризуются производной $\partial\nu/\partial M = 0,038$ и $0,033$ (а. е. м.)⁻¹ для ^{213}At и ^{227}Ac соответственно, что при средней энергии отделения нейтрона примерно 7 МэВ соответствует $\partial E_{x1}/\partial M = 0,26$ МэВ и $0,23$ МэВ·(а. е. м.)⁻¹. Вероятно, оценка этой величины, как и полные средние числа нейтронов ν , в работах [129, 131] завышены.





Кратко подведем итоги обсуждения наблюдаемых характеристик симметричного деления легких ядер, которое было предпринято здесь и в разд. 2. Основной вывод состоит в том, что во всем рассмотренном диапазоне энергий, на одной границе которого делящиеся ядра практически являются холодными, а на другой сильно нагретыми, свойства симметричного типа деления укладываются в единую картину. Данная общность проистекает из того, что этот тип деления развивается по одной и той же масс-симметричной долине, свойства которой незначительно отличаются от предсказания МЖК. Причину «исчезновения» оболочечных эффектов естественно связать с тем, что в достаточно широкой окрестности $A/2$ обсуждаемых ядер нуклонный состав образующихся осколков соответствует примерно наполовину

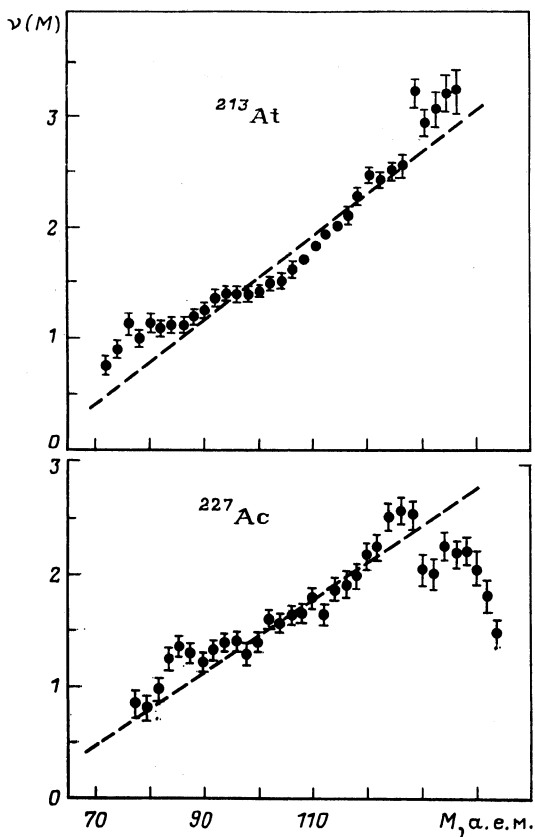


Рис. 25. Зависимость выходов нейтронов $\nu(M)$ для указанных ядер [130]. Пунктирные линии — $\partial\nu/\partial M = 0,038$ (а.е.м.) $^{-1}$ для ^{213}At и $0,033$ (а.е.м.) $^{-1}$ для ^{227}Ac

заполненным оболочкам $28 < Z < 50$, $50 < N < 82$. Это «мягкие» ядра, близкие по ряду свойств к объектам МЖК [132].

Пороги двух типов деления. Мы снова возвращаемся к обсуждению ядер, делящихся обоими «способами», но, в отличие от характеристик на рис. 21—24, нечувствительных к вкладу маловероятного асимметричного деления; здесь нас будут интересовать свойства, в которых различия двух способов деления проявляются наиболее отчетливо. И не те общие свойства, что были рассмотрены в разд. 3, а наиболее информативные для представлений о долинной структуре барьера, с которой мы связываем само происхождение двух способов деления. Из результатов расчетов [10] на рис. 14 следует, что формирование ее начинается задолго до того, как будет достигнута высота барьера, поэтому каждой долине соответствует своя седловая точка, и следует ожидать разницы в порогах симметричного и асимметричного деления E_1^{\ddagger} и E_2^{\ddagger} . С них мы и начнем обсуждение важнейших различий долин и соответствующих способов деления.

Первые прямые экспериментальные подтверждения того, что пороги E_f^s и E_f^a различны, были получены для группы ядер от ^{225}Ra до ^{228}Ac с помощью прямых реакций [75]. Наряду с делимостями для симметричного и асимметричного деления в [75, 76] изучалась угловая анизотропия осколков, для которой при наличии достаточной разницы E_f^s и E_f^a ожидалось заметные отличия, однако эти эксперименты не обнаружили устойчивого эффекта. Это обстоятельство, а также невысокая точность измерений вероятности симметричного деления тяжелых ядер порождали скепсис по основному вопросу: существует ли феномен двух порогов деления — симметричного и асимметричного — и не являются ли связанные с ним результаты «частным делом» небольшой группы ядер [17, 133]? Первая часть вопроса во многих отношениях была прояснена в [75, 76, 134], вторая оставалась открытой.

В связи с изложенным значительный интерес представляло разобраться, что нового можно получить по указанному вопросу в области более легких ядер, которые также обнаружили, как мы видели, два способа деления с теми же характерными признаками, которые были присущи группе Ra. Постановка такого очень нелегкого эксперимента стимулировалась и тем, что для ^{208}Pb в [10] было предсказано противоположное соотношение между E_f^a и E_f^s , а ранние эксперименты, кроме того, свидетельствовали, как мы отмечали, об энергетической зависимости полных выходов Y_s^t/Y_a^t , которую можно было квалифицировать как аномальную [12, 14]. Легко понять, что концы с концами сошлись бы, если бы было установлено, что асимметричный способ деления в районе Pb, «возникнув» при охлаждении ядер (см. рис. 11—13), исчез бы снова по мере приближения энергии возбуждения к порогу симметричного деления в соответствии с представлениями об энергии деформации на рис. 14 и 18.

Такие измерения были осуществлены [21, 83], когда удалось создать условия для надежных измерений массово-энергетических распределений осколков на огромном фоне рассеянных бомбардирующихся частиц при очень низких сечениях асимметричного деления $\sigma_f^a \simeq \sigma_f Y_a^t/Y_s^t$ на уровне 10^{-33} см² [86]. Результаты таких измерений, проведенных для ^{213}At в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ для двух энергий возбуждения в симметричной седловой точке $U_{sp} = E - E_f^s = 3,7$ и $4,5$ МэВ ($E_f^s = 17,3$ МэВ [23]), наряду с результатами более раннего эксперимента [14] для низжайшей достигнутой в нем энергии $U_{sp} = 5,4$ МэВ представлены на рис. 26. Все приведенные характеристики демонстрируют, что ожидавшееся явление наступило: выход Y_a^t упал примерно на порядок, значительно уменьшились отступления $\bar{E}_K(M)$ от жидкокапельной зависимости $\bar{E}_K^s(M)$, практически исчез максимум $\sigma_E^2(M)$ — чувствительнейший признак уменьшения вклада одной из мод деления.

На рис. 27 слева приведены энергетические зависимости сечений для симметричного и асимметричного способов деления $\sigma_f^s(E)$ и $\sigma_f^a(E)$. Сплошные кривые представляют результаты статистического расчета

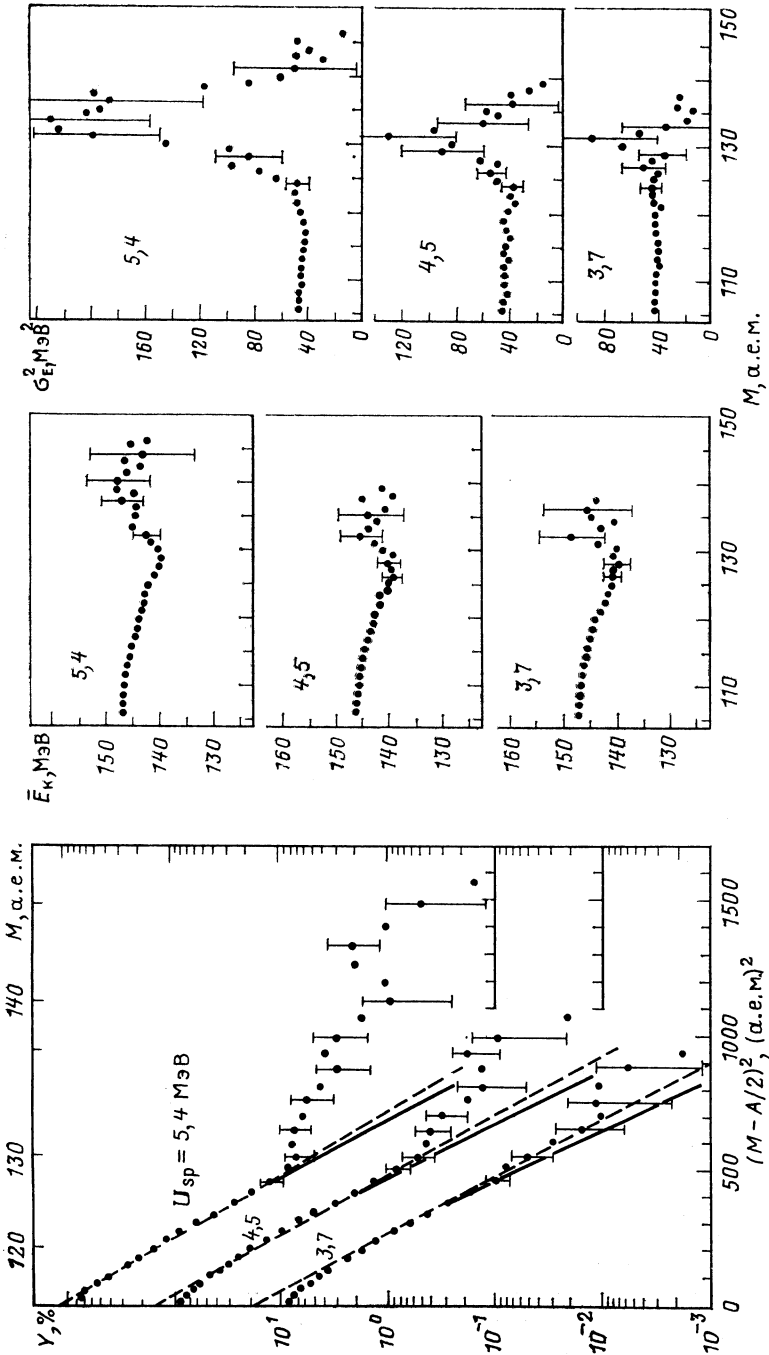


Рис. 26. Распределения масс Y в зависимости от параметра $(M - A/2)^2$, распределения кинетической энергии \bar{E}_k (M) и дисперсии σ_E^2 (M) для ^{213}At при трех близких к порогу E_{β} энергиях возбуждения U_{sp} [83, 84]: сплошные линии — описание Y (M) согласно (38); пунктир — описание Y гауссианом (22)

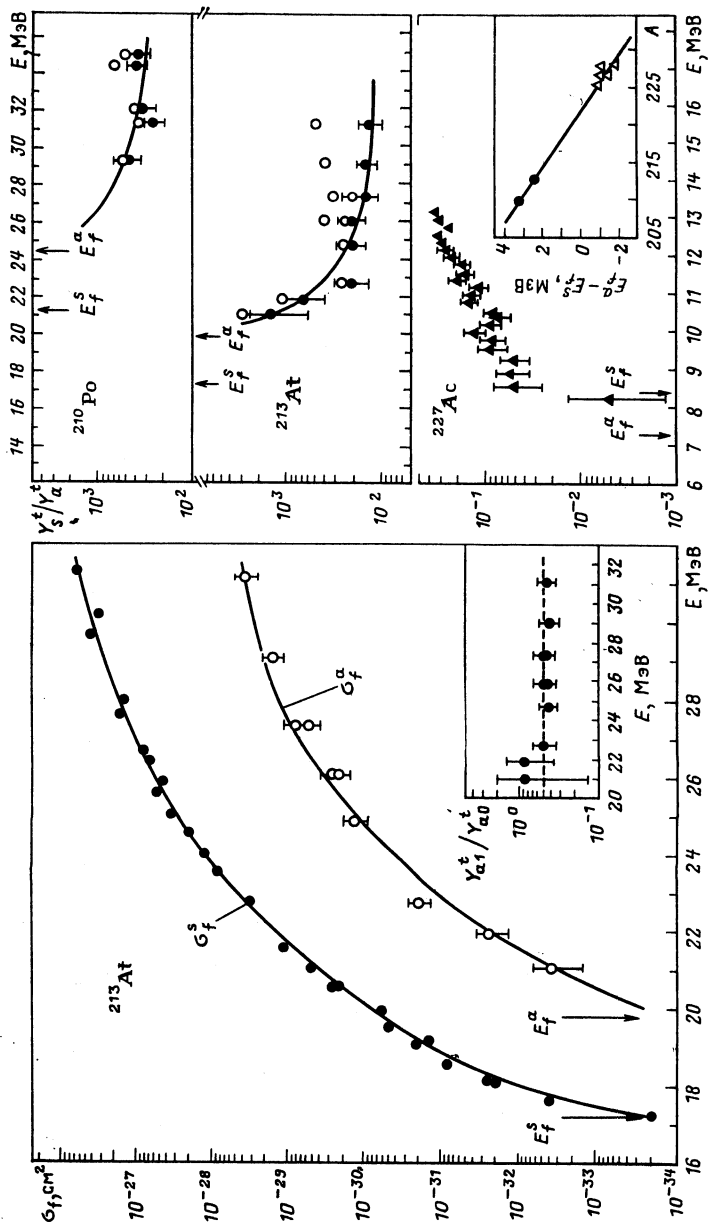


Рис. 27. Наблюдаемые характеристики, демонстрирующие разницу порогов симметричного и асимметричного способов деления:

слева — зависимость сечения деления σ_f^s и σ_f^a от энергии возбуждения E составного ядра ^{213}At . На вставке — отношение полных выходов компонент асимметричного типа $Y_{\alpha 1}^t / Y_{\alpha 0}^t$; справа — отношение полных выходов для основных способов деления: симметричного $Y_{\alpha 1}^s$ и асимметричного $Y_{\alpha 1}^a = Y_{\alpha 0}^t + Y_{\alpha 1}^t$ для трех ядер ^{210}Po , ^{213}At [83] и ^{227}Ac [75]. Обозначения см. текст. На вставке — разность порогов $E_f^a - E_f^s$ для ядер легче Th . Везде — сплошные кривые соответствуют описанию по методу переходного состояния [84]

по методу переходного состояния [84], в котором использовалось описание плотности ядерных уровней по сверхтекучей модели ядра с феноменологическим учетом оболочечных и коллективных эффектов [23, 124]. На вставке показана энергетическая зависимость отношения выходов узкой компоненты МР $Y_{a1}^t(E)$ и основной асимметричной компоненты $Y_{a0}^t(E)$. В пределах погрешностей $Y_{a1}^t(E)/Y_{a0}^t(E) \approx \approx \text{const}$, и это позволило рассматривать их сумму как единый асимметричный способ деления, что существенно для анализа, обсуждаемого ниже.

Поведению $Y_{a1}^t(E)/Y_{a0}^t(E)$ составляет контраст энергетическая зависимость отношения выходов основных способов деления $Y_s^t(E)/Y_a^t(E)$, которое в том же диапазоне энергий возбуждения ^{213}At изменяется на порядок, как показано в средней части рис. 27 справа. На нем светлыми значками показаны выходы, полученные в предположении, что $Y_s(M)$ следует при значительных $|M - A/2|$ гауссову закону, темными — если экстраполяцию проводить более строго, с учетом (38) (см. рис. 20 и 26). Кривые соответствуют описанию сечений σ_f^s и σ_f^a . Для сравнения внизу приведена аналогичная характеристика для околорогового деления ^{227}Ac в реакции $^{226}\text{Ra} (^3\text{He}, df)$ [75], демонстрирующая отмечавшуюся разницу в энергетической зависимости и абсолютной величине отношения Y_s^t/Y_a^t для ядер легче и тяжелее Ra. Как следует из анализа в [83], это различие объясняется знаком и разностью энергий масс-асимметричной и симметричной седловых точек $E_f^a - E_f^s$, показанной на вставке к рис. 27 справа. Значения E_f^a и E_f^s , взятые из [83], приведены в табл. 4. Отметим, что

Таблица 4. Параметры барьеров ^{213}At и ^{210}Po : E_f^i , δW_i и \tilde{V}_i [83]

Ядро	E_f^s , МэВ	δW_s , МэВ	E_f^a , МэВ	δW_a , МэВ	$\tilde{V}_s(\bar{M})$, МэВ	$\tilde{V}_a(\bar{M})$, МэВ
^{213}At	17,3	+0,3	19,8	-4,1	21,5	23,9
^{210}Po	21,2	+0,5	24,4	-4,3	25,9	28,7

экспериментальные данные для ядер в районе Pb находятся в хорошем согласии с теоретическим предсказанием [10].

Подчеркнем особенность, отмечаемую в [83]: структура E_f^i , точнее, значения оболочечных поправок δW_f^i в седловых точках, потребовавшихся для описания вероятности симметричного и асимметричного деления, приводят к макроскопическим составляющим барьеров, которые заметно отличаются от вычислений согласно формулам (18) или (34). Этот результат, если отвлечься от упрощений анализа, естественно связать с тем, что обсуждаемые долины деления отличаются не только оболочечными поправками и наиболее вероятной масс-асимметричной деформацией, но и другими типами деформации.

Результаты расчетов показывают, что у легких ядер Pb — Ra две долины отличаются значением и знаком гексадекапольной деформации [19], а в районе Ra в симметричной седловой точке нарушена аксиальная симметрия формы ядер [76]. Последнее имеет большое значение для описания вероятности двух способов деления, в частности отношения Y_s^t/Y_a^t [83, 134].

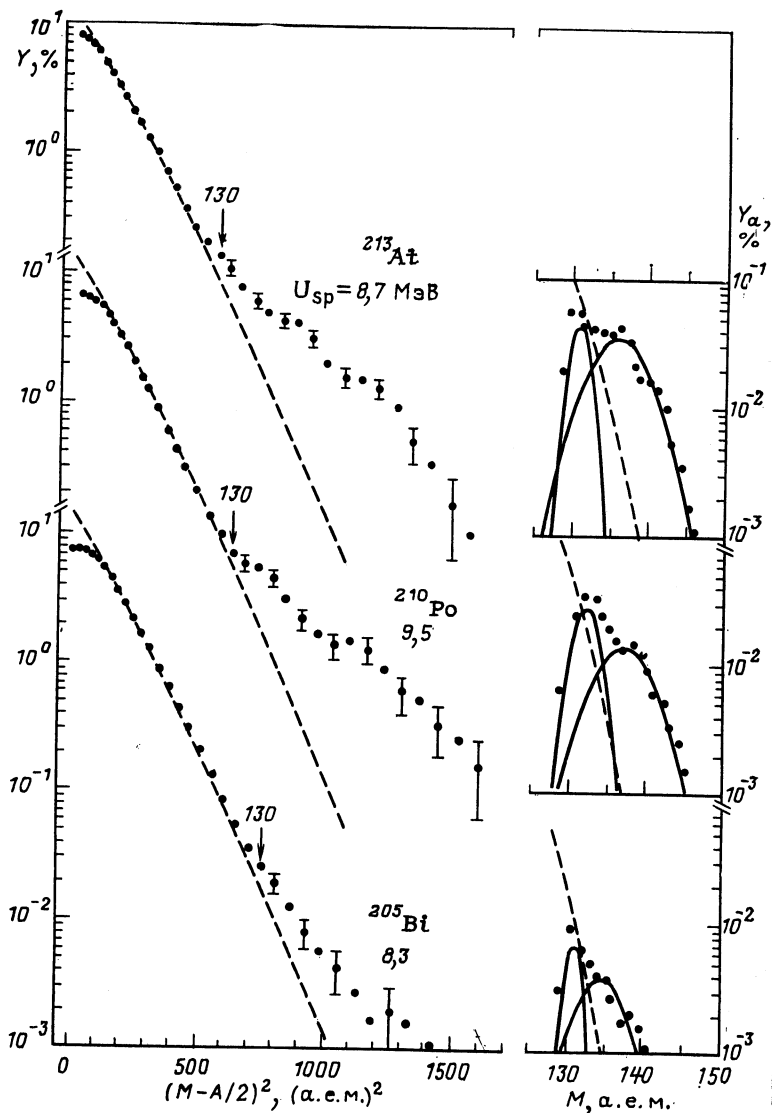
Итак, показано экспериментально, что два типа деления преодолевают барьер разными путями, и это свойство присуще не островку ядер Ra — Ac, а достаточно широкой области Z и A , сравнимой с областью трансактиниевых ядер. Остается вопрос, к исследованию которого мы переходим: смешиваются ли соответствующие долины на спуске, как в расчетах [117], или симметричная и асимметричная долины разделены, как в [10], и ведут к разным точкам разрыва.

Трехкомпонентная структура массово-энергетических распределений осколков при делении доактиноидов. Спектрометрия энергий парных осколков деления дает массив экспериментальных данных об их двумерном распределении $N(M, E_R)$, из которого можно получить отдельно любое одномерное МР или ЭР. Однако экспериментальное изучение структуры этих распределений представляет разные трудности: если компоненты в МР легко выделить даже из качественного анализа — по форме или ширине, например, ширины МР для компонент a_0 и a_1 для ^{213}At отличаются почти на порядок (рис. 16), то в случае ЭР таких благоприятных признаков нет. Спектры E_R для отдельных компонент ЭР однотипны и мало различаются по ширине [17, 65]. По этой причине о компонентах ЭР имеется гораздо менее совершенная информация, нежели о структуре МР. Ее получают из расщепления $N(M, E_R)$ на составляющие и взаимосогласованного описания $Y(M)$, $\bar{E}_R(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ в соответствии с (33). Такая возможность представления массово-энергетического распределения в виде суперпозиции компонент демонстрировалась во многих работах [15, 65, 135, 136], охватывающих делящиеся ядра вплоть до урана, однако ни в одной из них не был получен статистически значимый результат, отвергающий однокомпонентное описание.

Рассмотрим требования, обеспечивающие разрешение отдельных компонент ЭР, и предпосылки, которые благоприятствуют осуществлению такого эксперимента для ядер в районе Pb. Спектры кинетической энергии осколков, как уже отмечалось, удовлетворительно описываются гауссовыми распределениями, и, приняв, что каждая из компонент будет иметь такое ЭР, получим условие их разрешения:

$$\bar{E}_{R2}(M) - \bar{E}_{R1}(M) > (2 \ln 2)^{1/2} [\sigma_{E1}(M) + \sigma_{E2}(M)]. \quad (45)$$

В прежних экспериментах это условие не выполнялось, в наших ранних измерениях [14, 15] обе части неравенства были близки, и это позволило сделать ряд выводов о характере ЭР в области $M \gtrsim 130$, где становятся сравнимыми выходы двух способов деления. Наиболее важным было заключение о наличии трех компонент ЭР и МР —



симметричной (s) и двух асимметричных ($a0$ и $a1$), между которыми существует соответствие по выходу, о чем речь пойдет ниже, а также о соотношении их средних энергий $E_R^s < E_R^{a0} < E_R^{a1}$, причем разрешение компонент $a0$ и $a1$ было вполне удовлетворительным, но недостаточным для основных s и $a0$.

Из результатов экспериментального исследования массово-энергетических распределений осколков при делении Hg и Tl, не содер-

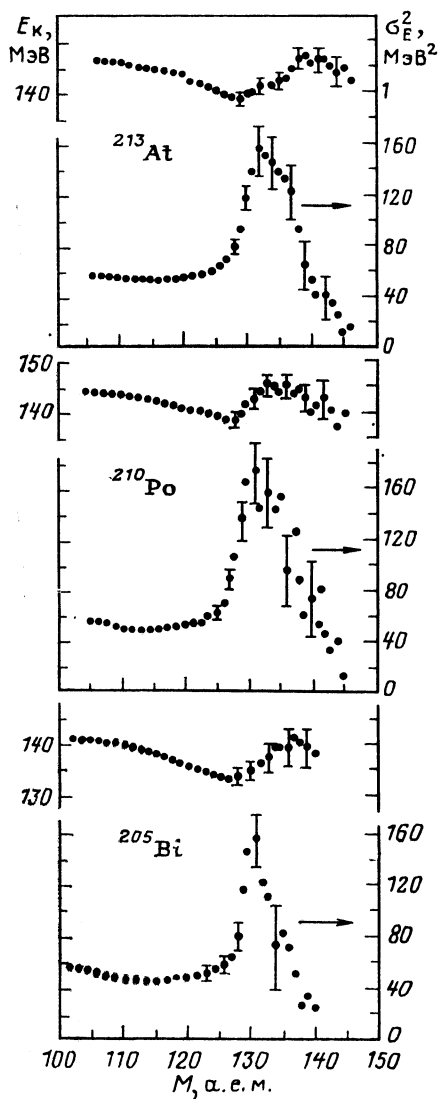


Рис. 28. Массово-энергетические распределения осколков деления ^{213}At , ^{210}Po , ^{205}Bi [85]:

слева — зависимость выхода Y от параметра $(M - A/2)^2$, пунктирные линии — описание Y_s по методу переходного состояния. На вставках — зависимость выделенной асимметричной компоненты Y_a от массы осколков M и ее описание (сплошные кривые) двумя гауссианами. Справа — зависимость средней кинетической энергии осколков E_k и ее дисперсии σ_E^2 от массы осколков

жащих асимметричных компонент, которые демонстрировались на рис. 23, следует, что по мере охлаждения делящегося ядра происходит уменьшение $\bar{E}_k^s(M)$ и $\sigma_{E_s}^s(M)$ тем большее, чем выше массовая асимметрия. Этот эффект важен для планирования интересующего эксперимента, поскольку усиливает неравенство (45), увеличивая левую часть и уменьшая правую. Данное обстоятельство вселяло надежду на успех в новых измерениях при более низких энергиях возбуждения, чем в [14, 15].

На рис. 28 представлены некоторые интегральные характеристики для трех ядер ^{213}At , ^{210}Po и ^{205}Bi , исследованных при сравнимых энергиях возбуждения в седловой точке $U_{sp} = 8 \div 10$ МэВ в реакциях $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$, $^{209}\text{Bi}(p, f)$ и $^{204}\text{Pb}(p, f)$ [85]. Слева на рис. 28 показаны МР и их компонентная структура $Y_i(M)$, справа — моменты энергетического распределения.

Подчеркнем, что в этих измерениях регистрировалось до $2 \cdot 10^5$ событий, т. е. в 5–10 раз больше, чем в ранних экспериментах (рис. 11–13, 16).

На рис. 29–31 для каждого ядра представлены сечения двумерной поверхности экспериментальных массово-энергетических распределений $N(M, E_k)$, выраженные в числах осколков, которые были зарегистрированы в интервалах массы и энергии шириной 1 а. е. м. и 2 МэВ соответственно. Слева на рисунке представлены

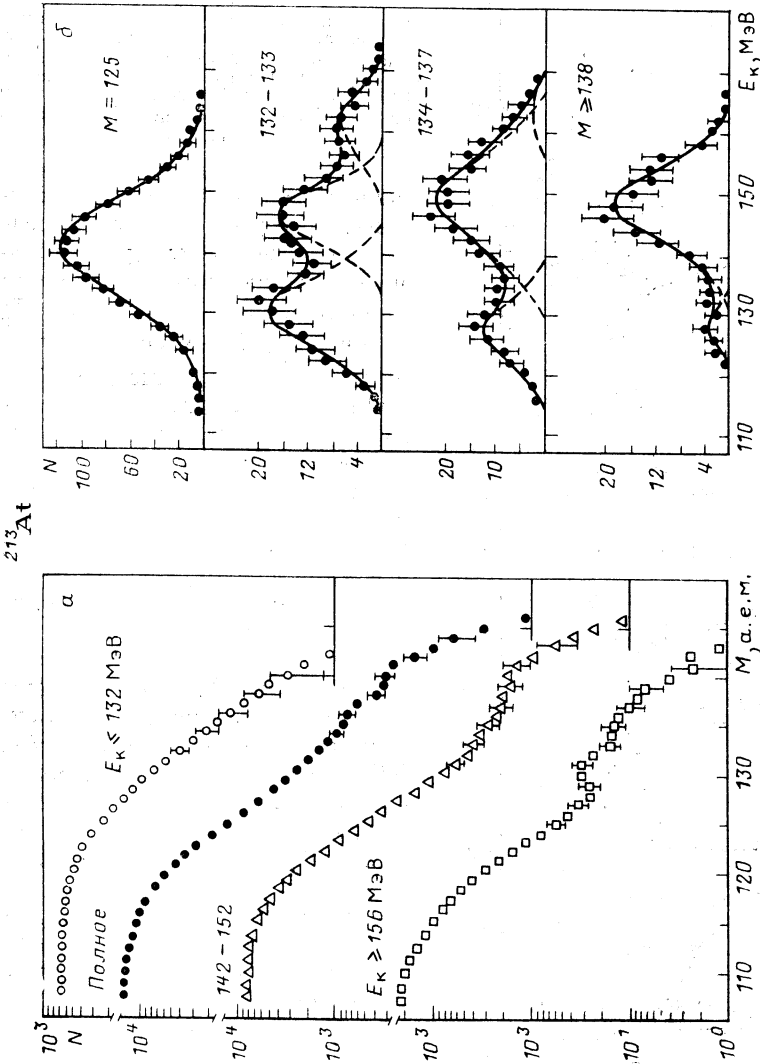


Рис. 29. МР (а) и ЭР (б) осколков деления ^{213}At для выбранных диапазонов ΔE_k и ΔM соответственно. сплошные линии — описание ЭР суперпозицией гауссианов; пунктирные — отдельные компоненты (см. текст)

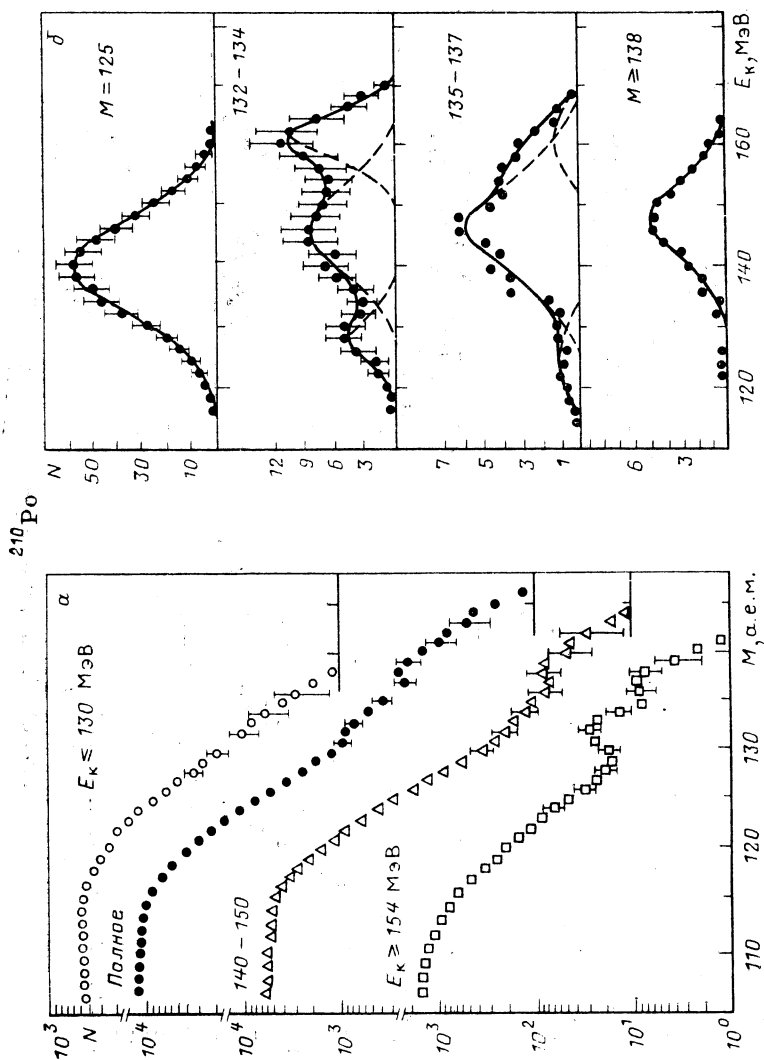


Рис. 30. То же, что на рис. 29, но для зюро

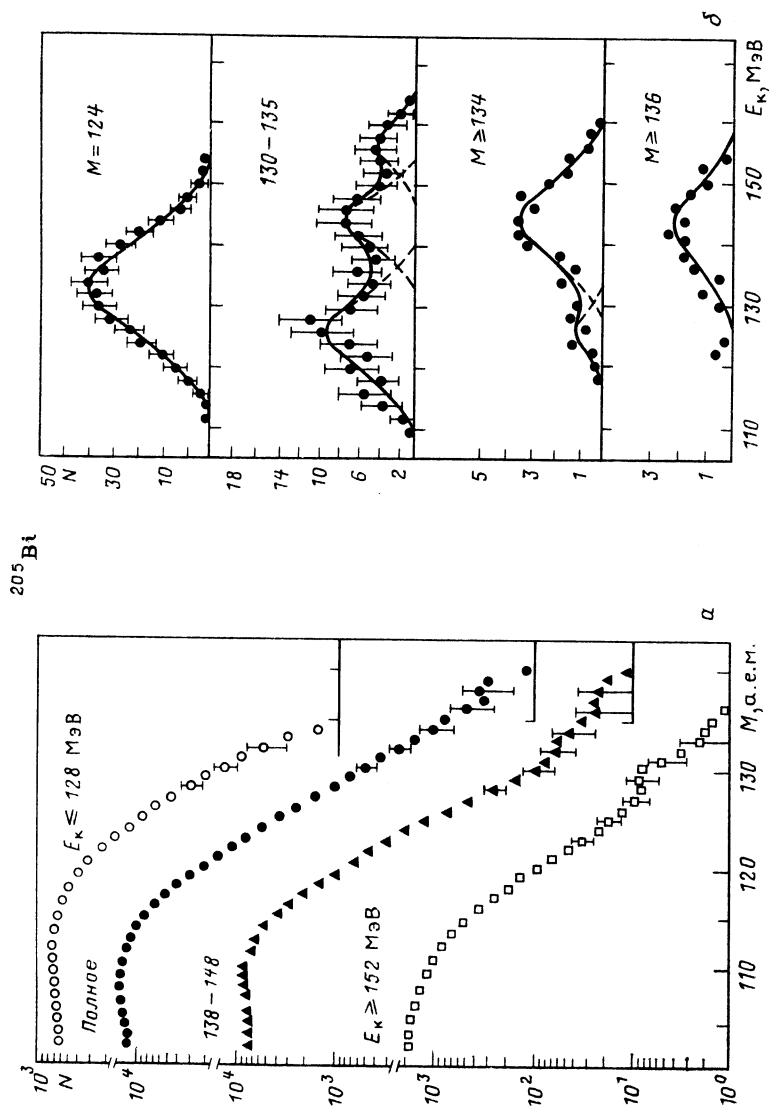


Рис. 31. То же, что на рис. 29, но для ^{205}Bi

полные МР, показанные темными кружками и их наиболее характерные части $\sum_{\Delta E_K} N(M, E_K)$, для каждой из которых используются свои светлые значки, одинаковые для всех ядер. Справа приводятся самые типичные ЭР: чисто симметричного способа деления для единичного массового интервала M и $\sum_{\Delta M} N(M, E_K)$ для различных участков шкалы масс ΔM , где происходит смешивание мод деления. Пределы суммирования указаны на рисунках. Кривыми показаны результаты регрессионного анализа ЭР, в котором они описывались суперпозицией гауссианов с параметрами E_K^i и $\sigma_{E_i}^i$, на поиск которых никаких ограничений не накладывалось (подробнее в [85]).

На рис. 29 — 31 для $M \approx 125$ (симметричное деление) ЭР хорошо описываются одним гауссианом, тогда как в области $M > 130$, где распределения двух основных способов деления перекрываются, ЭР имеют двух- или трехкомпонентную структуру. Наиболее четко все три компоненты разделяются, если объединить массы в окрестности $M = 132$, где значителен вклад узкой компоненты $a1$.

Идентифицировать компоненты ЭР по способам деления легко, продемонстрируем это на примере ^{213}At . Убывающая с массой низкоэнергетическая составляющая ЭР связана с симметричным делением. Это следует из парциального МР, показанного на рис. 29, *a* светлыми кружками, которое получено дискриминацией всех событий с $E_K \leq 132$ МэВ. Так же разделяются и компоненты асимметричного типа. Квадратами показано МР, объединяющее события с $E_K \geq 156$ МэВ, вследствие чего высокоэнергетическая составляющая достаточно надежно отделяется от средней. Оно обрезает в нашем МР наиболее асимметричные события и подчеркивает выход узкой компоненты $a1$. Соответственно вклад высокоэнергетической составляющей ЭР на рис. 29, *b* падает и исчезает вовсе по мере увеличения нижней границы рассматриваемого интервала масс. Если выделить события в «окне» $142 \leq E_K \leq 152$ МэВ, связанные со средней составляющей ЭР, получим МР, показанное на рис. 29, *a* треугольниками. В нем, напротив, подавлена узкая ($a1$) и подчеркнута основная широкая часть ($a0$) асимметричной компоненты. Соответственно при дискриминации событий с $M \geq 138$ в ЭР остается почти чистая средняя компонента $a0$. Заслуживает внимания ЭР для $M = 134 \div 137$, в которых реализуются практически только две компоненты s и $a0$.

Как видно из сравнения рис. 29 и 30, массово-энергетические распределения осколков ^{213}At и ^{210}Po различаются вкладом высокоэнергетической компоненты ($a1$) в пользу ^{210}Po , что хорошо видно также на рис. 28. Тем не менее и для ^{210}Po при выделении сильно асимметричных осколков $M \geq 138$ реализуется практически чистое ЭР компоненты $a0$ (рис. 30, *b*), хотя и со значительно меньшим в сравнении с ^{213}At числом осколков в пике. Соответственно, выбирая разные интервалы E_K , нетрудно убрать в МР тонкую структуру

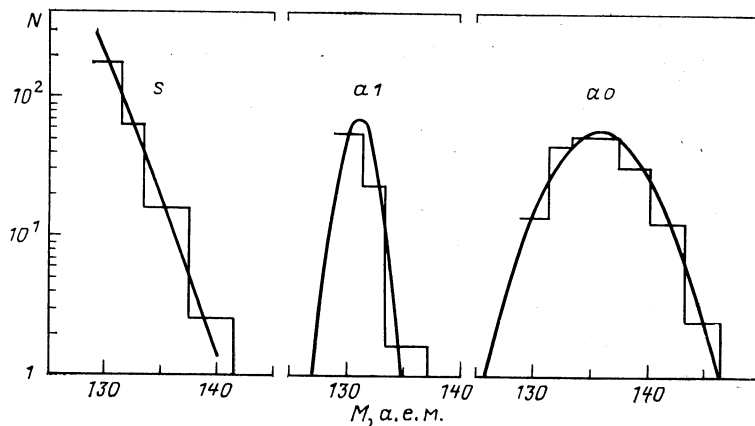


Рис. 32. Сравнение выходов отдельных компонентов, полученных из описания МР на рис. 28 и из результатов анализа (гистограмма) ЭР по отдельным интервалам масс, для ^{213}At [85]

(треугольники) и полностью асимметричное деление (светлые кружки, рис. 30, а).

Выход асимметричного способа деления для ^{205}Bi мал, и поэтому, не потеряв сильно в статистической точности, от вклада симметричной компоненты в ЭР освободиться нельзя. Несмотря на это, легко подобрать интервал ΔM , для которого все три компонента достаточно отчетливо проявляются в ЭР (рис. 31, б); те же черты обнаруживают МР (рис. 31, а). Из сравнения с более тяжелыми ядрами видно, что для ^{205}Bi узкий пик $\alpha 1$ в МР смещается в сторону меньших масс $M = 129 \div 130$. Из сравнения ЭР трех ядер следует, что монотонно уменьшаются средние энергии всех компонент при переходе от ^{213}At к ^{205}Bi — в разумном соответствии с зависимостью $\langle E_{\kappa} \rangle$ от параметра $Z^2/A^{1/3}$.

Итоги регрессионного анализа ЭР и статистической проверки гипотезы об однокомпонентном описании ЭР кратко состоят в следующем:

а) во всех случаях, где существен вклад двух или трех компонент МР, описание ЭР одним гауссианом имеет уровень значимости $P \lesssim 0,01$, т. е. отвергается возможность, противопоставляемая представлениям о двух независимых способах деления;

б) показана хорошая согласованность параметров всех компонент для различных интервалов ΔM .

На рис. 32 для ^{213}At результаты анализа ЭР — гистограммы площадей под пунктирными кривыми на рис. 29 — сравниваются с плавными кривыми МР на рис. 28. Сравнимые и согласующиеся между собой величины представляют разные вероятности: кривыми показана вероятность прохождения по соответствующей (i -й) долине деле-

ния через барьер с определенной масс-асимметричной деформацией, тогда как гистограммами — вероятность выхода системы из i -й долины деления в долину разделенных осколков. Этот акт для каждой из них происходит при разных средних удлинениях ядра d_{sc} : симметричной долине соответствует самая вытянутая разрывная конфигурация, компоненте $a1$, наоборот, самая компактная — в соответствии со средней кинетической энергией осколков \bar{E}_k^i . Из рис. 28 можно заключить, что переходами между долинами деления на спуске с вершины барьера можно пренебречь, иначе говоря, смешивания долин деления не происходит (подробнее см. в [85]). Таким образом, процесс деления доактиноидов развивается в соответствии с теоретическим предсказанием В. В. Пашкевича [40], у которого, как отмечалось, на карте энергии деформации масс-симметричная и асимметричная долины разделены вплоть до точки разрыва (см. рис. 14).

Количественное соответствие между ЭР и МР, как следует из рис. 32, выполняется для всех трех компонент s , $a0$ и $a1$. Тем не менее при решении вопроса о том, сколько же основных мод реализуется в процессе деления доактиноидных ядер, следует считать, что их две (s и $a = a0 + a1$), а не три. Такая иерархия компонент вытекает из энергетических зависимостей отношений Y_{a1}^i/Y_{a0}^i и Y_s^i/Y_a^i на рис. 24. При рассматриваемых нами низких энергиях делящегося ядра скорость изменения с энергией отношения Y_i^t/Y_j^t может служить мерой разности высот барьеров $E_j^i - E_j^j$ и наоборот. Последнее означает, что в окрестности асимметричной седловой точки энергии деформации для компонент $a0$ и $a1$ различаются незначительно, и это позволяет рассматривать их вместе как единый способ. Нарастание различий двух долин асимметричного деления происходит в процессе спуска с барьера. В пользу принятой нами иерархии компонент говорит и тот факт, что компонента $a1$ отдельно не наблюдается — исчезает при переходе от ^{204}Pb и ^{201}Tl вместе с компонентой $a0$.

Расщепление асимметричного деления на две компоненты — уникальное явление: по соседству в районе радия также реализуются два способа деления, симметричный и асимметричный, однако эффект подобный компоненте $a1$ отсутствует. Это еще один аргумент в пользу того, что главная общность доактиноидов — это существование двух долин и соответствующих способов деления, один из которых, масс-симметричный, обладает свойствами, близкими к предсказанию МЖК.

Аналог в районе Fm. Двухкомпонентность одного из двух способов деления — явление специфическое, но оно присуще не только доактиноидам. Аналогичный эффект в МР и ЭР обнаружен при спонтанном делении очень тяжелых актиноидов: ^{258}Fm , $^{259,260}\text{Md}$, ^{258}No [22]. Как и в исследовавшемся нами случае, это тоже небольшой островок ядер, при делении которых узкой компоненте МР соответствует высокоэнергетическая компонента ЭР. Хотя два аналога сильно различаются по виду МР, симметричному в районе Fm и рез-

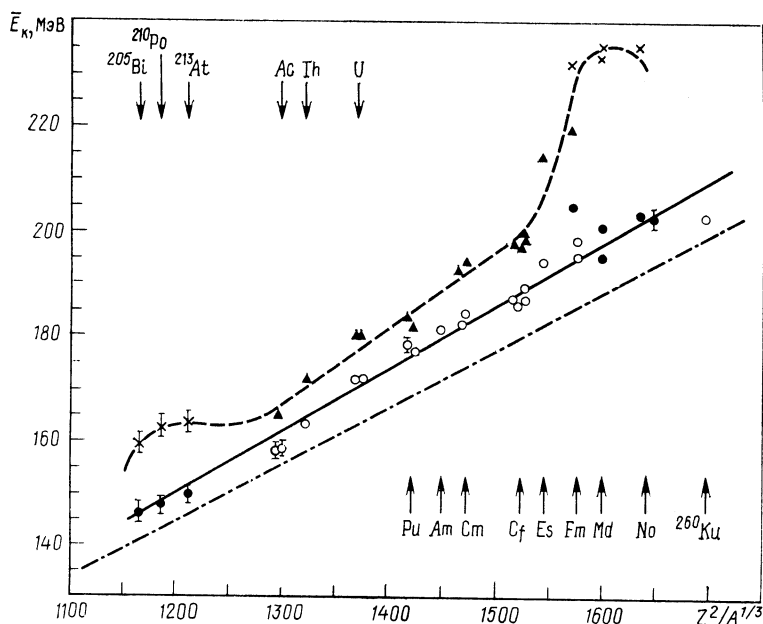


Рис. 33. Иллюстрация компонентной структуры в зависимости средней кинетической энергии осколков деления ядер от параметра $Z^2/A^{1/3}$:

× — высокоэнергетическая a_1 - и ● — низкоэнергетическая a_0 -компоненты в окрестности Rb [85] и Fm [22]. В промежуточной области Z и A в соответствие с a_1 поставлены значения: $\max \bar{E}_k(M)$ для $M \approx 132$ ▲ и с a_0 — данные ○ (все для низкоэнергетического деления актиноидов) [85]. Данные о $\bar{E}_k^{a_0}$ и ее аналоге укладываются в общую зависимость, показанную сплошной линией. Об остальных кривых — см. текст

ко асимметричному в районе Rb, один из осколков «аномальной» моды в обоих случаях (тяжелый в последнем случае, в первом они одинаковы) имеет одну и ту же наиболее вероятную массу ≈ 132 и близок по составу к ядру ^{132}Sn ($Z \approx 50$, $N \approx 82$). Можно заключить, что, несмотря на значительные различия свойств сопоставляемых делящихся ядер, к которым следует отнести и разницу в продолжительности стадии спуска, природа их общности заключена в специфике оболочечной структуры образующихся осколков.

На рис. 33 в зависимости от параметра $Z^2/A^{1/3}$ представлены экспериментальные данные о средней кинетической энергии осколков для отдельных мод деления: кружками — для компоненты a_0 и ее аналогов (сплошная линия), крестиками — для высокоэнергетической компоненты a_1 . Последние пунктирной линией объединены со значениями максимумов $\bar{E}_k(M)$ при $M \approx 132$, хотя в них, как можно предположить, следуя рис. 29—31, кроме a_1 , немал вклад низкоэнергетических компонент, зависящий от Z и A . В промежуточной области ядер — между максимумами пунктирной кривой — компонента a_1 в полных МР не видна, но ее можно выделить, отби-

рая события с большими E_K (см., например, [137, 138]). Штрихпунктирная прямая линия аппроксимирует в рассматриваемой области ядер значения $\langle E_K \rangle$ для деления нагретых ядер на рис. 5.

Исследованию нового явления, в основном спонтанного деления ^{258}Fm на два равных, близких к ^{132}Sn осколка, которое представляет собой наиболее совершенную физическую ситуацию, посвящено уже несколько теоретических работ [139—141]. В них проведены расчеты энергии деформации по методу Струтинского, объясняющие наблюдаемое явление. Таких расчетов для доактиноидных ядер не сделано. Поэтому рассмотрим возможность качественной интерпретации совокупности данных о бимодальном делении оболочечного происхождения, т. е. исключая жидкокапельную симметричную компоненту деления легких ядер.

Аномально высокие значения \bar{E}_K^{a1} соответствуют «сверхкомпактным» предразрывным конфигурациям с двумя околomagическими осколками. Нетрудно убедиться, что такая ситуация, кроме ближайшей окрестности Fm, возникает в районе Pb: между ^{198}Hg и ^{213}At , когда тяжелый осколок по-прежнему близок к $Z_T = 50$ и $N_T = 82$, а легкий — к $Z_D = 28$ или $N_D = 50$. «Сосуществование» у таких ядер компонент $a0$ и $a1$ естественно связать с тем, что со сферическими оболочками соседствуют деформированные (рис 18, б) [4, 9, 10]. Спектр энергетически выгодных деформаций ядер-осколков весьма широк, и им формируется доминирующая в области актиноидов Th — Cf масс-асимметричная долина $a0$ [10]. На рис. 33 ей соответствуют значения E_K^{a0} , группирующиеся около сплошной линии.

Такая интерпретация [85] представляется более естественной, чем предположение работы [22], что за широкую и низкоэнергетическую компоненту распределения осколков при спонтанном делении ядер Fm — No ответственна жидкокапельная долина деления. Рисунок 33 отвергает и аргумент [22], состоящий в том, что среднее значение \bar{E}_K^i для этой компоненты соответствует систематике $\langle E_K \rangle$, которой якобы подчиняется симметричный способ деления. Проведенный выше анализ зависимости $\langle E_K \rangle$ для нагретых ядер (см. рис. 5) показывает, что утверждение в [22] не имеет основания: соответствующая данным на рис. 5 штрихпунктирная кривая проходит примерно на 10 МэВ ниже экспериментальных значений. Последние, напротив, хорошо вписываются в единую совокупность точек для компоненты $a0$. Область ядер, в которой при низких энергиях возбуждения отчетливо проявляется истинный симметричный способ деления, ограничена сверху по Z и A ближайшей окрестностью Ra [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возвращаясь к началу обзора, где обосновывалась актуальность изучения деления доактиноидных ядер, которым в прошлом уделялось мало внимания, и рассматривались их преимущества перед «привилегированными» более тяжелыми ядрами, можно с уверенно-

стью заключить, что эти надежды не были обмануты. Плодотворными оказались усилия не только в области «белых пятен», из которых особенно богатыми новой информацией оказались исследования низкоэнергетического деления ядер в районе Pb но и, казалось бы, в более «обжитой» и легкой для измерений области сильно нагретых ядер. Последнее удалось всецело благодаря систематичности и целенаправленности экспериментов. В обоих случаях важнейшую роль сыграли основополагающие по основным направлениям обзора теоретические работы В. М. Струтинского и В. В. Пашкевича и творческие контакты с ними.

Экспериментальные исследования достаточно холодных ядер привели к двум наиболее важным результатам. Во-первых, удалось преодолеть созданное природой препятствие в изучении асимметрии деления в виде нестабильности ядер-мишеней Po — Fr и, «перепрыгнув» через него, обнаружить и исследовать ее у еще более легких ядер, найти физическую границу области существования этого явления. Параметры массово-энергетических распределений осколков оказались в превосходном согласии с теоретическими расчетами В. В. Пашкевича, главный результат которых состоит в предсказании нового свойства в физике деления ядер — долинной структуры барьера. Экспериментальное изучение этого свойства позволило проследить его проявление в двух выделенных стадиях эволюции ядра в процессе деления — в переходном состоянии (седловой точке) и в точке разрыва — в начале и в конце отрезка пути (спуска с вершины), на котором происходит формирование массово-энергетических распределений осколков.

Экспериментальные исследования долинной структуры барьера деления ядер в районе Pb позволили выявить две важные общности ядер. Во-первых, удалось создать единую взаимосогласованную картину деления ядер легче Th, основной особенностью которой является существование двух способов деления — симметричного и асимметричного. Асимметрия деления, связанная со вторым способом, становится преобладающей при $Z \gtrsim 90$, но исчезает при $Z \lesssim 80$. Таким образом, благодаря прогрессу в теории и эксперименте оказалась «воскрешенной», но уже в ином, совершенном, качестве эвристическая гипотеза о двух независимых способах деления, высказанная более 30 лет назад.

Во-вторых, бимодальной структуре масс-асимметричной компоненты массово-энергетического распределения осколков деления доактиноидов был найден далекий аналог в районе $Z = 100$. В основе этой общности лежит наличие долин, формирующихся в основном на стадии спуска с вершины барьера под влиянием оболочечных эффектов: узкой высокоэнергетической компоненте соответствуют долина сферических осколков и компактная разрывная конфигурация, широкой — также весьма выгодные энергетически, но менее компактные конфигурации осколков с заполненными деформированными оболочками. В этом смысле противоположность им составляет

масс-симметричная долина легких ядер, для области существования которой характерны осколки в промежутке между магическими числами нуклонов, и им соответствуют не отрицательные, а положительные оболочечные поправки.

С увеличением энергии возбуждения происходит перестройка оболочек, их эффекты исчезают, «остаётся» одна жидкокапельная долина, исследование свойств которой также привело к более глубокому пониманию механизма деления ядер. Очень информативными оказались экспериментальные данные о дисперсии массовых распределений. Они показали, что формирование этих распределений для ядер легче Th (по крайней мере) происходит в окрестности седловой точки и для него характерно время релаксации $\tau_M \simeq 5 \cdot 10^{-21}$ с. Характерное время для диссипации энергии τ_E на порядок меньше. Такое соотношение следует из анализа температурной зависимости дисперсий массовых и энергетических распределений и оно согласуется с данными, полученными при изучении квазиделения ядер.

Многое таит в себе еще нераскрытого экспериментальная информация о средней кинетической энергии осколков, которую, судя по эмпирическим систематикам, можно было бы отнести к наиболее «благополучным» характеристикам процесса деления. Однако это не так: зависимость ее от энергии возбуждения и в особенности от нуклонного состава ядер существенно сложнее, чем следует из проведенных расчетов в рамках МЖК. Это не удивительно, поскольку две основные проблемы, которые приходится решать при описании этой характеристики — связь между коллективными и нуклонными степенями свободы на стадии спуска и определение точки разрыва — принадлежат к числу труднейших в теории деления, и они не получили пока удовлетворительного решения.

Говоря о перспективах экспериментальных исследований в направлениях, которым был посвящен обзор, следует заметить, что подробно изучена только ближайшая окрестность свинца, которая оказалась, правда, во многих отношениях наиболее злободневной. Однако продвижение важно в обе стороны от нее. В области более легких ядер привлекают к себе внимание замечательные свойства точки Бусинаро — Галлоне, новые области асимметрии деления и другие проявления оболочечных эффектов, необходимы также уточнения кинетической энергии осколков. В области более тяжелых ядер в русле затронутых в обзоре вопросов наиболее «горячими» точками являются проведение систематических исследований (экспериментальных) массовой дисперсии в районе минимума жидкокапельной жесткости и моментов распределения кинетической энергии осколков в зависимости от нуклонного состава и энергии возбуждения. Такая информация, по нашему мнению, могла бы существенно облегчить понимание роли стадии спуска и механизма диссипации в процессе деления ядер, уточнить оценку характерных времен, более глубоко раскрыть физическое понятие «памяти» системы о начальных условиях и др.

В обеих областях ядер, однако, едва ли следует ожидать быстрого прогресса: изучение деления легких ядер очень осложняется малостью сечений и чрезвычайно высокими требованиями к чистоте мишеней, для тяжелых ядер трудно преодолимым препятствием является деэвозбуждение в результате предварительной эмиссии нейтронов. Нам представляется, что благодаря увеличению делимости с угловым моментом и ряду других благоприятных факторов наиболее эффективным средством борьбы с этими трудностями являются реакции с не слишком тяжелыми ионами. Наконец, движение вперед не может быть обеспечено без параллельных усилий в области теории деления, состояние которой, несмотря на отдельные успехи, как это было видно из обзора, не отвечает масштабам экспериментальных исследований. Хотя многие обсуждавшиеся вопросы физики деления, в особенности те, что затронули область практически важных тяжелых ядер, не вышли за рамки постановки задачи, мы будем испытывать удовлетворение, если дальнейшие шаги в их решении окажутся иницированными результатами исследований «второсортных» доактиноидных ядер, которым посвящен настоящий обзор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Френкель Я. И. //ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 641—665.
2. Bohr N., Wheeler J. //Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 426—441.
3. Fong P. //Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 434—448.
4. Strutinsky V. M. //Nucl. Phys. 1967. Vol. A95. P. 420—442; 1968. Vol. A112. P. 1—33.
5. Струтинский В. М., Коломиец В. М. //Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л.: Изд-во АН СССР. 1973. Т. 2. С. 483—542.
6. Sugihara T., Roesner J., Meadows J. W. //Phys. Rev. 1961. Vol. 121. P. 1179—1184.
7. Plasil F., Ferguson R. L., Pleasonton F., Schmitt H. W. //Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 1186—1193.
8. Möller P., Nilsson S. C. //Phys. Lett. 1970. Vol. B31. P. 283—286; Möller P. //Nucl. Phys. 1972. Vol. A192. P. 529—580.
9. Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R. //Phys. Rev. 1976. Vol. C14. P. 1832—1863.
10. Pashkevich V. V. //Nucl. Phys. 1971. Vol. A169. P. 275—293.
11. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 449—452.
12. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 304—307. Phys. Lett. 1983. Vol. B126. P. 428—431.
13. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. //ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1349—1352.
14. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. //ЯФ. 1985. Т. 41. С. 849—864.
15. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. //ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1109—1122.
16. Turkevich A., Niday J. B. //Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 52—55; Fairhall A. N., Jensen R. C., Neuzil E. F. //Proc. Sec. UN Conf. PUAE, Geneva. 1958. Vol. 15. P. 452—458.
17. Селицкий Ю. А. //ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 314—355.
18. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. //Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. М.: Атомиздат, 1969.

19. Пашкевич В. В.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ. 1983. С. 405—419.
20. Specht H. J.//Nukleonika. 1975. Vol. 20. P. 717—731.
21. Itkis M. G., Kotlov Yu. V., Mulgin S. I.e.a.//Europhys. Lett. 1987. Vol. 4. P. 275—280.
22. Hulet E. K., Wild J. P., Dougan R. J.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 313—316.
23. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Иткис М. Г. и др.//ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709—772.
24. Huizenga J. R., Vandenbosch R., Warhanek H.//Phys. Rev. 1961. Vol. 124. P. 1964—1970.
25. Britt H. C., Fowler M. M., Fraenkel Z.e.a.см. [19], с. 381—388; Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Музыка Ю. А. и др.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 809—818.
26. Nix J. R., Swiatecki W. J.//Nucl. Phys. 1965. Vol. 71. P. 1—94.
27. Струтинский В. М.//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1891—1899.
28. Bijnholm S., Lynn J. E.//Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52. P. 725—931.
29. Андроненко Л. Н., Вайшнене Л. А., Котов А. А. и др. ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 685—738.
30. Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu. A.//Treatise on Heavy Ion Science. N.Y.: Plenum Press. 1985. Vol. 4. P. 1—251.
31. Cohen S., Swiatecki W. J.//Ann. Phys. 1963. Vol. 22. P. 406—437.
32. Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Каменев И. А. и др.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1373—1385.
33. Струтинский В. М., Лященко Н. Я., Попов Н. А.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 584—594.
34. Струтинский В. М.//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1900—1908.
35. Nix J. R.//Nucl. Phys. 1969. Vol. A130. P. 241—292.
36. Businaro U. L., Gallone S.//Nuovo cimento. 1955. Vol. 1. P. 629—643; P. 1277—1279.
37. Пашкевич В. В., Препринт ОИЯИ Р4-84-750, Дубна, 1984.
38. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н., Смиренкин Г. Н.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1336—1348.
39. Brack M., Damgaard J., Jensen A. S.//Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 320—405; Струтинский В. М., Пашкевич В. В., Брак М. и др. Препринт КИЯИ-73-1Я, Киев, 1973.
40. Myers W. D., Swiatecki W. J.//Arkiv. fys. 1967. Vol. 36. P. 343—352.
41. Струтинский В. М.//ЯФ. 1965. Т. 1. С. 824—826.
42. Krapp H. J., Nix J. R., Sierk A. J.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 992—993.
43. Пик — Пичак Г. Н., Струтинский В. М.//Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962. С. 12—23.
44. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
45. Davies R., Sierk A. J., Nix J. R.//Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2385—2403.
46. Sierk A. J., Koonin S. E., Nix J. R.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 646—653.
47. Nix J. R., Sierk A. J.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A428. P. 161—175.
48. Nix J. R., Sierk A. J.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ, 1987. С. 453—464.
49. Nix J. R., Sierk A. J. Los Alamos Nat. Lab., preprint, 1987, LA-UR-87-133.
50. Kramers H. A.//Physica. 1940. Vol. 7. P. 284—304.
51. Grange D., Weidenmüller H. A.//Phys. Lett. 1980. Vol. B96. P. 26—30; Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2063—2077.
52. Grange D., Pauli H. C., Weidenmuller H. A.//Phys. Lett. 1979. Vol. B88. P. 9—12.
53. Pomorsky K., Hofman H.//J. Phys. 1984. Vol. 42. P. 381—387.
54. Scheuter F., Gregoire C., Hofman H., Nix J. R.//Phys. Lett. 1984. Vol. B149. P. 303—306.

55. Адеев Г. Д., Гончар И. И., Марченко Л. Д., Писчасов Н. И. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1137—1148; Адеев Г. Д., Марченко Л. Д., Пашкевич В. В., Писчасов Н. И. Препринт ОИЯИ Р4-86-247, Дубна, 1986.
56. Adeeв G. D., Gonchar I. I. // Z. Phys. 1985. Vol. A320. P. 451—457.
57. Адеев Г. Д., Гончар И. И. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 869—881; // Z. Phys. 1985. Vol. A322. P. 479—486.
58. Сердюк О. И., Адеев Г. Д., Гончар И. И. и др. // ЯФ. 1987. С. 710—721.
59. Lazarev Yu. A. // At. Energy Rev. 1977. Vol. 15. P. 75—107.
60. Negele J. W., Koonin S. E., Möller R. e. a. // Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 1098—1115.
61. Cârjan N., Sierk A. J., Nix J. R. // Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 381—397.
62. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И. и др. Препринт ИЯФ АН КазССР, 11—87, Алма-Ата, 1987.
63. Fairhall A. W. // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 1335—1340; 1960. Vol. 118. P. 771—775.
64. Jensen R. C., Fairhall A. W. // Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 942—946.
65. Britt H. C., Wegner H. E., Gursky J. C. // Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 2239—2252.
66. Vandenbosch R., Huizenga J. R. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 212—216.
67. Menninga C., Cobble J. W. // Phys. Rev. 1967. Vol. 153. P. 1294—1299.
68. Plasil F., Barnett D. S., Britt H. C., Thompson S. G. // Phys. Rev. 1966. Vol. 142. P. 696—715.
69. Plasil F., Schmitt H. W. // Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 528—531.
70. Unik J. P., Huizenga J. R. // Phys. Rev. 1964. Vol. 134. P. 90—99.
71. Croal I. F., Cuninghame J. G. // Nucl. Phys. 1969. Vol. A125. P. 402—416.
72. Colby L. J., Shoaf M. L., Cobble J. W. // Phys. Rev. 1961. Vol. 121. P. 1415—1419.
73. Иткис М. Г., Немилов Ю. А., Николаев В. А. и др. // ЯФ. 1975. Т. 22. С. 864—865.
74. Куке И. М., Немилов Ю. А., Николаев В. А. и др. ЯФ. 1978. Т. 27. С. 54—59.
75. Konecny E., Specht H. J., Weber J. См. [28]. Vol. 2. P. 3—16.
76. Weber J., Britt H. C., Gavron A. e. a. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2413—2420.
77. Gippner P., Schilling K. D., Seidel W. e. a. // Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 335—346.
78. Brissot R., Bocquet J. P., Ristori C. e. a. // Physics and Chemistry of Fission. IAEA. Vienna. 1980. Vol. 2. P. 99—108.
79. Schmitt H. W., Neiler J. H., Walter F. G. // Phys. Rev. 1966. Vol. 141. P. 1146—1160.
80. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1101—1111.
81. Gruzintsev Ye. N., Itkis M. G., Kotlov J. V. e. a. // Z. Phys. 1986. Vol. A323. P. 307—314.
82. Иткис М. Г., Кондратьев Н. А., Котлов Ю. В. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. с. 7—15.
83. Иткис М. Г., Котлов Ю. В., Мульгин С. И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1380—1388.
84. Иткис М. Г., Котлов Ю. В., Околович В. Н. и др. См. [48]. С. 251—259.
85. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Котлов Ю. В. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1201—1213.
86. Кондратьев Н. А., Котлов Ю. В., Мульгин С. И. и др. Препринт ИЯФ АН КазССР, 7—85, Алма-Ата, 1985. С. 46—48.
87. Гангрский Ю. П., Далхсурэн Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
88. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 616—624.
89. Иткис М. Г., Калпақчиева Р., Околович В. Н. и др. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 824—828.

90. Sikkeland T. // Phys. Lett. 1970. Vol. B31. P. 451—454.
91. Unik J. P., Cunnigham J. G., Croall I. F. // Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna. 1969. P. 717—730.
92. Glagola B. G., Back R. B., Betts R. R. // Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 486—497.
93. Sierk A. J. // Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 2039—2053.
94. Viola V. E., Sikkeland T. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 2044—2053.
95. Viola V. E. // Nucl. Data Tables. 1966. Vol. A1. P. 391—410.
96. Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1550—1552.
97. Töke J., Back R., Dai G. X. e. a. // Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 327—365.
98. Harrach D. V., Glässel P., Civilekogl^ü Y. e. a. См. [78]. Vol. 1. P. 575—585.
99. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1547—1555.
100. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1100—1108.
101. Nix J. R., Sierk A. J. // Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Bombay, 1984. World Scientific, Singapore. 1985. P. 365—383.
102. Swiatecki W. J. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1980. Vol. 4. P. 383—450; см. также [48, 49, 101].
103. Borderie B., Hanappe F., Ngô C. e. a. // Nucl. Phys. 1974. Vol. A220. P. 93—102.
104. Kalpakchieva R., Kartavenko V. G., Oganessian Yu. Ts. e. a. // Nukleonika. 1979. Vol. 24. P. 417—419.
105. Карамян С. А., Нормуратов Ф., Оганесян Ю. Ц. и др. // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 690—694.
106. Карамян С. А., Оганесян Ю. Ц., Пустыльник Б. И., Флеров Г. Н. См. [91]. С. 759—770; ЯФ. 1970. Т. 11. С. 982—991.
107. Зодан Х., Вилл Э., Лукьянов С. М. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1986, № 4—84. С. 15—21.
108. Hanappe F., Ngo C., Peter J., Tamain B. См. [28]. Vol. 2. P. 289—308.
109. Tsang M. B., Ardouin D., Gelbke C. K. e. a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 747—760.
110. Bornhardt V., Gregoire C., Mazur C. E. e. a. // Nucl. Phys. 1982. Vol. A385. P. 319—330.
111. Branquinke C. L., Robinson V. L. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1977 Vol. 39. P. 924—924.
112. Duck E., Kowalski L., Rajagopalan M. e. a. // Z. Phys. 1982. A307. P. 224—236.
113. Sahn C. C., Schulte H., Vermeulen D. e. a. // Z. Phys. 1980. Vol. A297. P. 241—245.
114. Shen W. Q., Alinski J., Bock R. e. a. // Europhys. Lett. 1986. Vol. 1. P. 113—121.
115. McMahan M. A., Moretto L. G., Padgett M. L. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1995—1998.
116. Sierk A. J. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 582—583.
117. Mustafa M. G., Mosel U., Schmitt H. W. // Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 1519—1532.
118. Рубч^еня В. А. // Нейтронная физика. Т. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. С. 370—375.
119. Игнатюк А. В. // ЯФ. 1968. Т. 7. С. 1043—1050.
120. Иткис М. Г., Мульгин С. И., Околович В. Н. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1125—1136.
121. Gustafsson H. A., Hylten G., Schroder B., Hagel E. // Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 769—772.
122. Vecchetti F. D., Jänecke J., Lister P. e. a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 276—279.

123. Честнов Ю. А., Горшков Б. Л., Ильин А. И. и др.//Письма в ЖЭТФ. Т. 40. С. 490—492.
124. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875—883.
125. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И. и др.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1604—1613.
126. Duhm H. H., Klüver M., Luszik M., Strass W.//Lect. Notes Phys. 1982. Vol. 158. P. 121—127; Wilkins B. D., Back B. V., Gindler J. E.e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 1228—1232.
127. Fraser J. S., Milton J. C. D.//Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 818—824.
128. Bishop C. J., Halpern I., Show R. W., Vandenhosch R.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A198. P. 161—169.
129. Plasil F., Ferguson R. L., Schmitt H. W. См. [91]. P. 505—517.
130. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P.e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 1809—1825.
131. Konecny E., Schmitt H. W.//Phys. Rev. 1968. Vol. 172. P. 1213—1226.
132. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1977; Alder K., Bohr A., Huus T.e.a.//Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28. P. 432—542.
133. Ципенюк Ю. М., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н., Солдатов А. С.//УФН. 1984. Т. 144. С. 3—34.
134. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. В., Смиренкин Г. Н.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1534—1546.
135. Pfeiffer E.//Z. Phys. 1970. Vol. 240. P. 403—419.
136. Müller R., Naqvi A. A., Käppeler F., Dickmann F.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 885—905.
137. Milton J.C.D., Fraser J. S.//Canad. J. Phys. 1962. Vol. 40. P. 1626—1657.
138. Захарова В. П., Рязанов Д. К., Басова Б. Г. и др.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 649—663; 1973. Т. 18. С. 710—719.
139. Brosa U., Grossmann S., Müller A.//Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 241—242; Z. Naturforsch. 1986. Vol. 41a. P. 1341—1346.
140. Pashkevich V. V., Sândulescu A.//Краткие сообщения ОИЯИ № 16—86. Дубна, 1986. С. 19—20; Пашкевич В. В. См. [48]. С. 224—231.
141. Möller P., Nix J. R., Swiatecki W. J.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A469. P. 1—50; См. [48]. С. 167—179.