

## ДЕЛЕНИЕ НАГРЕТЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ: СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

*М.Г.Иткис*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*А.Я.Русанов*

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Казахстана, Алма-Ата

ВВЕДЕНИЕ	389
ЭМИССИЯ ПРЕД- И ПОСТДЕЛИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВ И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА НАГРЕТЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР	394
Общие представления	394
Эмпирическая систематика $\bar{v}_{pre}$ и $\bar{v}_{post}$	396
Теоретические аспекты динамики испускания нейтронов $v_{pre}$	402
УГЛОВОЙ МОМЕНТ И МЭР ОСКОЛКОВ	412
Теоретические представления	413
Экспериментальные результаты	418
Область $Z^2/A \geq 31$	420
Ядра с $Z^2/A = 20-30$	430
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ И ТОЧКА БУСИНАРО — ГАЛЛОНЕ	437
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ МЭР ОСКОЛКОВ ЯДЕР С $Z^2/A > 32$	448
Энергетические распределения осколков	449
Распределения масс осколков	462
Свойства квазиделения	472
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	478
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	480

## ДЕЛЕНИЕ НАГРЕТЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ: СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

*М.Г.Иткис*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*А.Я.Русанов*

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Казахстана, Алма-Ата

Рассматриваются различные аспекты механизма формирования массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления возбужденных ядер в диапазоне  $Z^2/A = 20 \div 43$  в реакциях с тяжелыми ионами, а именно: реальная температура делящихся ядер после испускания предделительных частиц; влияние углового момента, вносимого в ядро налетающим ионом, на МЭР осколков для разных областей ядер; статические свойства формирования распределений осколков легчайших ядер; роль и характер динамических эффектов в процессе спуска ядра от седловой точки к разрыву для тяжелых ядер; свойства квазиделения. Достаточно полно освещается как экспериментальный материал по всем перечисленным вопросам, так и теоретические аспекты на основе современных представлений о процессе деления.

The review deals with various factors affecting the mass-energy distributions (MED) of the fission fragments of excited nuclei with  $Z^2/A = 20 \div 43$  in reactions with heavy ions. The discussed topics are: the actual temperature of fissioning nuclei following the emission of pre-fission particles; the influence of the angular moment brought in the nucleus by an incident ion; the static factors involved in the fragment formation of the lightest nuclei; the role and character of dynamical effects in the nucleus descending from the saddle point to the scission point in the case of heavy nuclei; the properties of quasi-fission. The experimental data on all the above mentioned problems as well as the up-to-date theoretical views associated with them are adequately covered.

*Посвящается памяти  
Георгия Николаевича Смиренкина*

### **ВВЕДЕНИЕ**

Уже долгие годы во многих лабораториях мира интенсивно исследуются самые различные аспекты процесса деления ядер, который сам по себе настолько сложен и многообразен, что на сегодняшний день не существует

ясной и целостной картины этого ядерного превращения. При достаточно сильном возбуждении ядра  $E^* \geq 40\text{--}50$  МэВ, когда оболочечные эффекты не играют существенной роли и ядро теряет свою структурную индивидуальность, свойства процесса деления становятся наиболее простыми — их теоретическое описание [1] показывает, что в этом случае делящееся ядро можно рассматривать как каплю заряженной несжимаемой ядерной жидкости. Модель жидкой капли (МЖК) предсказывает симметричное, одногорбое, в первом приближении гауссовское распределение осколков по массам и энергиям. Многочисленные экспериментальные исследования безусловно подтверждают это свойство нагретых ядер — делиться преимущественно симметричным образом, в отличие от спонтанного и низкоэнергетического деления ядер-актиноидов, которые распадаются в подавляющем числе случаев на неравные части, и когда ярко проявляются индивидуальные оболочечные свойства делящихся ядер и осколков. Наблюдаемая универсальность симметричного деления при значительных возбуждениях может служить экспериментальным обоснованием капельной модели как фундамента теории деления ядер. В свою очередь, само изучение симметричного деления, а именно таких характеристик, как средняя кинетическая энергия осколков  $\bar{E}_k$  и ее дисперсия  $\sigma_E^2$ , «жесткость» (устойчивость) ядер  $d^2V/d\eta^2$  по отношению к масс-асимметричным деформациям  $\eta$  (этот параметр непосредственно связан с наблюдаемой на опыте дисперсией массового распределения  $\sigma_M^2$ ), барьеры деления  $E_f$  и эффективные моменты инерции  $J_{\text{эфф}}$ , является прямым способом проверки ее предсказаний.

В нашем обзоре [2] частично затрагивались некоторые вопросы деления нагретых ядер, такие как механизм формирования МЭР осколков и роль седловой точки в этом процессе, однако в [2] главное внимание было уделено исследованию ядер в ближайшей окрестности свинца в связи с обнаружением явления мультимодального деления доактиноидных ядер. В настоящей работе мы рассматриваем деление нагретых ядер в гораздо более широком диапазоне массовых чисел составных ядер  $A_{CN} \sim 100 \div 270$  и, соответственно,  $Z_{CN} \sim 47 \div 108$ .

Вся указанная область делящихся ядер может быть условно классифицирована по простому признаку — наличие или отсутствие стадии спуска с вершины барьера к точке разрыва.

Для ядер с параметром делимости  $Z^2/A \geq 32$  характерно наличие такой стадии, протяженность которой увеличивается при утяжелении ядер, и с этим связано нарастание динамических эффектов в процессе деления [3]. Еще совсем недавно привлекались альтернативные предположения о роли

седловой точки или точки разрыва в формировании масс осколков деления тяжелых ядер, но уже первые эксперименты с тяжелыми ионами, где исследовались массовые и зарядовые распределения осколков ядер с  $Z^2/A > 33$  [4,5], показали резкое возрастание  $\sigma_M^2$  (уменьшение жесткости) с увеличением  $Z^2/A$ , которое ни количественно, ни даже качественно не описывалось ни статистической [6], ни динамической с нулевой вязкостью [7] моделями. Тогда же был сделан вывод о том, что для согласования экспериментальных результатов с расчетами «необходимо брать некоторые эффективные жесткости, усредненные по всему пути от седла до точки разрыва соответственно временному характеру процесса» [5].

Большой прогресс в теоретическом описании МЭР был достигнут в работах Адеева с соавторами (см. обзор [3] и ссылки в нем), где в рамках динамической диффузионной модели с включением механизма двухтельной вязкости были объяснены наблюдаемые экспериментальные тенденции в поведении  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  от нуклонного состава ядер.

Несколько с других позиций к исследованию динамики процесса деления подошли авторы теоретической [8] и экспериментальных работ [9,10], где были изучены высшие моменты (третий и четвертый) энергетических распределений (ЭР) осколков, которые оказались чувствительными к определению точки разрыва ядра — был решен один из давних и принципиальных вопросов физики деления: при какой толщине шейки — нулевой или конечной — происходит этот разрыв.

Экспериментальному исследованию динамических аспектов формирования МЭР посвящен четвертый раздел обзора.

Совсем иная ситуация складывается для легких ядер с  $Z^2/A \leq 31$ . У них седловая точка и точка разрыва близки и по деформации, и по потенциальной энергии, и, соответственно, динамика движения ядра к разрыву практически не играет никакой роли. В этом случае можно рассматривать деление этих ядер в статическом подходе и при этом ожидать, что экспериментальные данные могут служить тестом для проверки различных классических (не динамических) вариантов МЖК [11—16], предсказывающих существование (для нулевого углового момента) точки Бусинаро — Галлоне (БГ) [17], где ядро полностью теряет устойчивость по отношению к масс-асимметричной деформации  $\eta$ . Распределение масс осколков при делении ядер выше этой точки по  $Z^2/A$  в теории должно быть близко к гауссовскому, при приближении к ней — резко уширяться, становясь плоским в широкой окрестности  $A/2$  в точке БГ и, для еще более легких ядер, становиться  $U$ -образным [18—20]. Сказанное иллюстрирует рис. 1 [18,20], где показаны: а) теоретические расчеты потенциальной энергии ядра  $V$  в зависимости от массовой асимметрии  $\alpha_3$  для указанных ядер [18], б) рассчитанные в

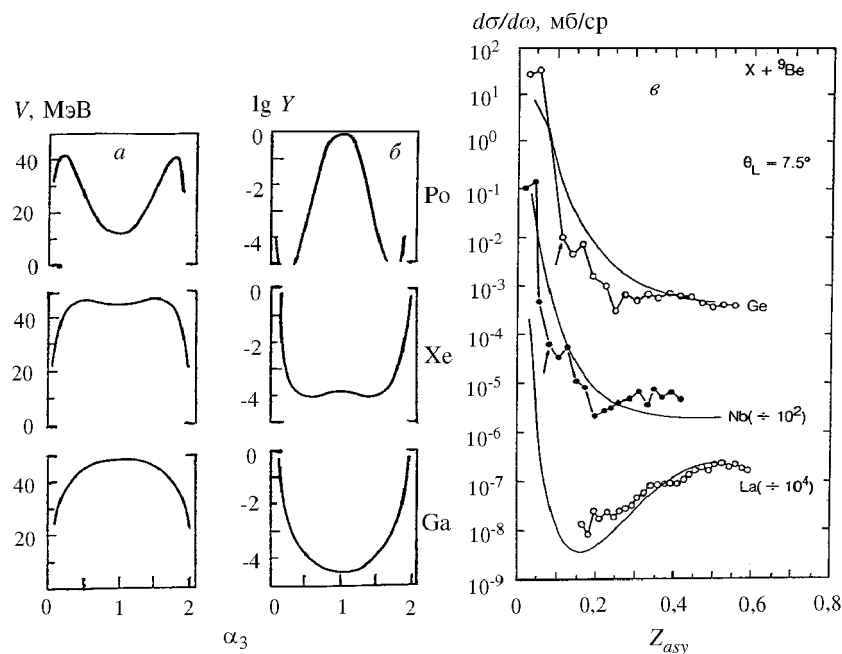


Рис.1. а) Теоретические расчеты [18] потенциальной энергии ядра  $V$  для ядер Ga, Xe и Po в зависимости от коэффициента массовой асимметрии  $\alpha_3$ . б) Рассчитанные в статистическом подходе в [18] из зависимостей  $V(\alpha_3)$  для тех же ядер массовые распределения осколков. в) Экспериментальные данные [19] о распределении зарядов осколков, полученных в реакциях  ${}^{74}\text{Ge}$ ,  ${}^{93}\text{Nb}$ ,  ${}^{139}\text{La} + {}^9\text{Be}$

статистическом подходе из  $V(\alpha_3)$  соответствующие массовые распределения осколков [18] и в) экспериментальные данные работы [19] о распределении зарядов осколков деления компаунд-ядер  ${}^{83}\text{Kr}$ ,  ${}^{102}\text{Rb}$  и  ${}^{148}\text{Pm}$ .

Значения точки БГ на оси массовых чисел сильно отличаются для разных вариантов МЖК. Например, в простой модели Майерса — Святецкого [13] с резким краем ядра она приходится для долины  $\beta$ -стабильности на величину  $Z^2/A \sim 19$ , а в модели Крапше — Никса — Сирка [15] или Сирка [16], учитывающей короткодействие ядерных сил и диффузный край ядра, она соответствует значению  $Z^2/A \sim 22-23$  (в зависимости от параметров) [3,21,22]. Отсюда следует, что ее реальное положение на оси массовых чисел ядер имеет принципиальное значение для выбора модели, адекватной опыту.

Характеризуя легкие ядра в области точки БГ как объект исследований, следует отметить их низкую вероятность деления, которая экспоненциально убывает с уменьшением  $Z^2/A$ , в связи с чем изучение МЭР осколков в реакциях с легкими заряженными частицами с энергией меньше  $80 \div 100$  МэВ (низкие  $l$ ) затруднено [23—26]. Поэтому использование не слишком тяжелых ионов ( $A \leq 30$ ), в реакциях с которыми с увеличением  $l$  значительно возрастает вероятность деления [27—34], наиболее целесообразно. Экспериментальным исследованиям МЭР осколков в окрестности точки БГ, которые завершились ее определением в работах авторов настоящего обзора [22,35], посвящен третий раздел.

В реакциях с тяжелыми ионами легко достигаются энергии возбуждения, когда ядро нагрето настолько, что его оболочечными свойствами можно пренебречь. Однако при этом ядро приобретает значительный угловой момент  $l$ , который сам начинает сильно влиять на свойства процесса деления, резко изменяя форму делящегося ядра, снижая барьеры деления [16,36], что, в конечном итоге, приводит к отличию наблюдаемых на опыте характеристик МЭР осколков от их свойств для невращающегося ядра, и, следовательно, для сравнения с теоретическими предсказаниями МЖК [11—16] необходимо точное знание экспериментальной зависимости МЭР от  $l$ . Именно этому вопросу посвящен второй раздел обзора.

В последние годы интенсивные исследования множественности предельных нейтронов  $\bar{\nu}_{pre}$ , которых оказалось для высоковозбужденных ядер значительно больше, чем предсказывает стандартная статистическая модель, привели к пониманию деления как достаточно медленного, происходящего с большим трением процесса в силу проявления вязких свойств ядерного вещества [37]. При этом делящееся ядро после испускания  $\nu_{pre}$  обладает гораздо меньшей энергией возбуждения (или температурой), чем начальное.

При статистическом анализе экспериментальных данных просто необходимо знание температуры, при которой реально делится ядро, а для этого, соответственно, нужно точное знание числа предельных нейтронов. Экспериментальных данных о  $\bar{\nu}_{pre}$  в литературе достаточно много, но они, естественно, не охватывают все ядра и энергии, необходимые для анализа МЭР. В работах [22,38] была создана эмпирическая систематика числа  $\bar{\nu}_{pre}$ , позволяющая определять эффективную температуру делящегося ядра после вылета  $\bar{\nu}_{pre}$ . Обсуждению этого вопроса посвящен первый раздел настоящей работы.

Итак, начальные два раздела обзора являются как бы прелюдией к последующим двум — анализу МЭР, но вместе с тем представляют значительный самостоятельный интерес. Основу работы составляют эксперименты,

выполненные с участием авторов обзора на алма-атинском изохронном циклотроне, по изучению реакций с легкими заряженными частицами и в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в Дубне, с пучками тяжелых ионов. Настоящая работа является продолжением цикла исследований характеристик процесса деления ядер, этапы которых были опубликованы в обзорах [2,39].

## 1. ЭМИССИЯ ПРЕД- И ПОСТДЕЛИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВ И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА НАГРЕТЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

**1.1. Общие представления.** В последние десятилетия бурно развивались экспериментальные исследования выходов нейтронов, сопровождающих деление, в основном, в реакциях с тяжелыми ионами [40—56] (см. также обзоры [37,57,58]). Объектом этих исследований являются закономерности множественного испускания нейтронов  $\bar{\nu}$  при таких энергиях возбуждения  $E^*$ , когда процесс деления становится эмиссионным. В этом случае в наблюдаемых выходах  $\bar{\nu}$  значителен вклад предделительных нейтронов  $\bar{\nu}_{pre}$ , испускаемых не из осколков ( $\bar{\nu}_{post}$ ), а из делящегося ядра, до того, как оно утрачивает свою целостность.

Анализ результатов экспериментов показал, что величина и энергетическая зависимость обеих составляющих полной множественности нейтронов

$$\bar{\nu}_t(E^*) = \bar{\nu}_{pre}(E^*) + \bar{\nu}_{post}(E^*) \quad (1)$$

необъяснимы в рамках традиционных статистических представлений, т.к. число  $\bar{\nu}_{pre}$  при средних энергиях возбуждения  $E^* \sim 50 \div 100$  МэВ оказалось много больше (для ядер-актиноидов — почти на порядок), чем предсказывают статистические модели. Теоретическое описание зависимости  $\bar{\nu}_{pre}(E^*)$  потребовало учета динамики процесса деления с обязательным включением в него такой характеристики, как вязкость ядерного вещества (см., например, обзоры [37,59]).

Согласно существующим представлениям, имеющим обширное экспериментальное обоснование, нейтроны, вплоть до порога эмиссионного деления, испускаются преимущественно из возбужденных осколков, ускоренных при взаимном кулоновском отталкивании, т.е.  $\bar{\nu}_t \cong \bar{\nu}_{post}$ . Само испускание постделительных нейтронов следует из модели испарения, изотропной в системе осколка, но сильно анизотропной в лабораторной

системе, где их угловое распределение имеет форму достаточно узких розеток по движению осколков. Это свойство используется для сепарации их от предделительных нейтронов, механизм эмиссии большинства которых, как и в предыдущем случае, является испарительным (равновесным, изотропным в с.ц.м.). Некоторая часть предделительных нейтронов, относящаяся к началу эмиссионной цепочки, испускается непосредственно в результате неравновесного взаимодействия бомбардирующей частицы с ядром. Такие нейтроны можно выделить по виду углового и энергетического распределений (см., например, [40—43,55]).

На наблюдаемые характеристики процесса деления испускание предделительных нейтронов оказывает небольшое влияние, например, на массово-энергетические распределения осколков, причем величина эффекта и соответствующих поправок зависит от метода измерений [60—62]. Испускание предделительных нейтронов ведет к более серьезным следствиям, оказывая глобальное воздействие на весь процесс деления. Оно формирует новые возможности для деления или, как часто говорят, «шансы», включая, тем самым, в игру реакции, в которых делятся ядра с меньшей массой и энергией возбуждения. Последнее обстоятельство создает значительные трудности для изучения энергетической зависимости характеристик процесса деления. Именно про эту ситуацию говорят, что деление приобретает эмиссионный характер. Искажения, вносимые данным свойством, определяются величиной  $\bar{v}_{pre}$ . Они, как правило, значительно больше эффектов, связанных с эмиссией нейтронов из осколков, и их нельзя устранить или уменьшить изменением методики измерений, как в предыдущем случае ( $\bar{v}_{post}$ ). По этой причине наше внимание будет в основном сосредоточено на составляющей выхода  $\bar{v}_{pre}$ . При эмиссионном делении ядро с начальной энергией возбуждения  $E^*$  может разделиться в одной из  $(A_i, xnf)$ -реакций, где  $A_i$  — символ бомбардирующей частицы, а  $x = 0, 1, \dots, x_{max}(E^*)$  — число нейтронов, которое может быть испущено до деления. Каждая из таких реакций вносит свой вклад  $\sigma_{fx}(E^*)$  в полное сечение деления:

$$\sigma_f(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{max}(E^*)} \sigma_{fx}(E^*) \quad (2)$$

и средний выход предделительных нейтронов:

$$\bar{v}_{pre}(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{max}(E^*)} x \frac{\sigma_{fx}(E^*)}{\sigma_f(E^*)}. \quad (3)$$



Любая характеристика эмиссионного деления есть суперпозиция (среднее)

$$\begin{aligned} \bar{F}(E^*, A) &= \sum_{x=0}^{x_{\max}(E^*)} F_{A-x}(E^* - \bar{E}_v x) \frac{\sigma_{fx}(E^*)}{\sigma_f(E^*)} \cong \\ &\cong F_{A-\hat{x}}(E^*) - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}(E^*) \frac{dE_{A-\hat{x}}(E^*)}{dE^*} + \dots \cong F_{A-\hat{x}}(E^* - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $F_{A-\hat{x}}(U_x)$  — та же характеристика для остаточного ядра  $A - \hat{x}$  с энергией возбуждения  $U_x = E^* - \bar{E}_v x$ ,  $\bar{E}_v$  — средняя для цепочки нейтронного каскада энергия от деления нейтрона, включающая в себя энергию связи и кинетическую энергию  $\varepsilon$ , т.е.

$$\bar{E}_v = \bar{B}_n + \bar{\varepsilon}, \quad (5)$$

$\hat{x}$  — ближайшее к  $\bar{v}_{\text{pre}}$  целое число. Приближенная часть (4) демонстрирует зависимость наблюдаемых величин от числа испущенных до деления нейтронов и способ введения поправки на этот эффект. При этом делается очевидное для большинства характеристик допущение, что изменение массового числа  $A \rightarrow A - \hat{x}$  сказывается значительно слабее, чем изменение энергии возбуждения  $E^* \rightarrow E^* - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}$ , и мы им будем пренебрегать.

**1.2. Эмпирическая систематика  $\bar{v}_{\text{pre}}$  и  $\bar{v}_{\text{post}}$**  Хотя число экспериментальных данных о  $\bar{v}_{\text{pre}}$  и  $\bar{v}_{\text{post}}$  достаточно велико, оно, естественно, не охватывает все ядра и энергии, необходимые для анализа характеристик, в том числе и МЭР осколков. Теория в этом вопросе не настолько продвинулась вперед, чтобы предсказывать все наблюдаемые на опыте закономерности выхода пред- и постделительных нейтронов. Поэтому в работах [38,22] на основе вышеперечисленных экспериментальных работ была создана и затем усовершенствована эмпирическая систематика множественности  $\bar{v}_{\text{pre}}$  и  $\bar{v}_{\text{post}}$  в зависимости от  $A$  и  $E^*$  делящихся ядер.

На рис.2 в качестве примера приведена выборка исходных экспериментальных данных об энергетической зависимости для наиболее подробно изученных ядер [46,47,49,51]. Из него следует, что для обоих слагаемых полного выхода нейтронов удовлетворительно выполняется линейная связь с энергией возбуждения начального составного ядра  $E^*$ , а также видно, что они и их производные по  $E^*$  монотонно и достаточно медленно изменяются

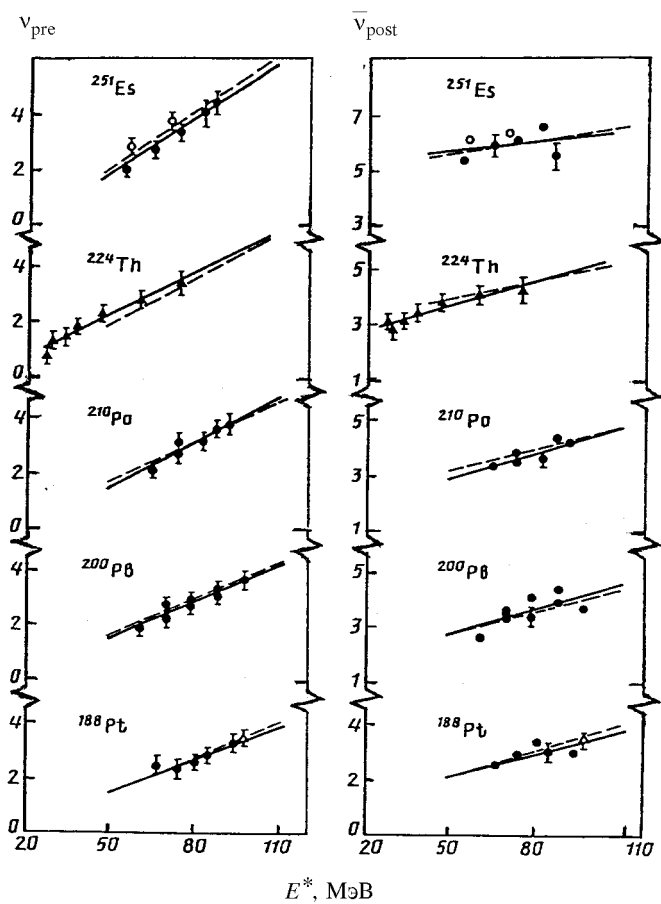


Рис.2. Примеры энергетических зависимостей выхода множественности нейтронов  $\bar{\nu}_{pre}$  и  $\bar{\nu}_{post}$  [38] для различных ядер и их линейное описание: сплошные линии — методом наименьших квадратов; штриховые — согласно систематикам (6) и (7). Экспериментальные данные взяты из работ [46,47,49,51]

с массовым числом  $A$ . Это позволяет создать достаточно простую аппроксимацию для зависимости обеих компонент выхода нейтронов деления от двух указанных параметров делящихся ядер.

На рис.3 показаны  $A$ - и  $E^*$ -зависимости  $\bar{\nu}_{pre}$  и  $\bar{\nu}_{post}$ . «Экспериментальные» точки получены линейной интерполяцией или экстраполяцией энер-

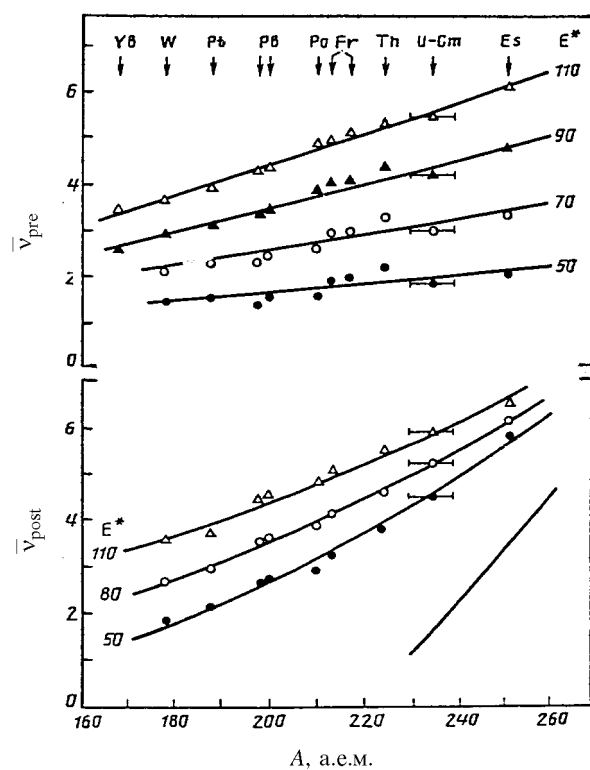


Рис.3. Зависимость  $\bar{v}_{pre}$  и  $\bar{v}_{post}$  от массового числа делящегося ядра  $A$  и энергии возбуждения  $E^*$ . Линии воспроизводят описание точек, согласно (6) и (7), полученных интерполяцией и экстраполяцией линейных зависимостей  $\bar{v}_{pre}(E^*)$  и  $\bar{v}_{post}(E^*)$ , примеры которых показаны на рис.2 сплошными линиями. Прямая линия внизу описывает зависимость  $\bar{v}_{post}(A, 0)$  для спонтанного деления

гетических зависимостей, примеры которых даны на рис.2 (сплошные линии). Как правило, они представляют конкретные начальные составные ядра, исключение сделано для группы ядер U—Cm, в связи с чем для них на рис.3 указан интервал массовых чисел. Для  $\bar{v}_{pre}$  хорошо выполняется линейная зависимость от  $A$ . Семейство  $\bar{v}_{pre}(A, E^*)$  в целом имеет вид пучка пря-

мых линий  $E^* = \text{const}$ , расходящихся с увеличением  $A$ , и описывается выражением

$$\bar{\nu}_{\text{pre}}(A, E^*) = 1,98 - 0,0133A - 0,0376E^* + 0,00042AE^*. \quad (6)$$

Аналогичное семейство  $\bar{\nu}_{\text{post}}(A, E^*)$ , напротив, является сходящимся пучком линий, имеющих кривизну, а именно:

$$\bar{\nu}_{\text{post}}(A, E^*) = -4,52 - 0,0017A + 0,0705E^* + 0,000155A^2 - 0,000216AE^*. \quad (7)$$

Прямая линия на рис.3 приблизительно воспроизводит наблюдаемую зависимость  $\bar{\nu}_{\text{post}}(A, 0)$  для спонтанного деления ядер. Подчеркнем, что квадратичный член  $\sim A^2$  в (7) «загибает» семейство линий на рис.3 в качественном соответствии с поведением  $\bar{\nu}_{\text{post}}(A, 0)$ .

Точность описания  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  и  $\bar{\nu}_{\text{post}}$  согласно (6), (7), в работе [38] оценивается как 6—7% для энергий возбуждения  $E^* \leq 110$  МэВ.

При более высоких энергиях возбуждения ( $\geq 120 \div 250$  МэВ), процесс девозбуждения ядра усложняется — появляется значительное число предравновесных нейтронов  $\nu_{pe}$  и протонов (вероятно, зависящее от вида налетающего иона [40,43]), уносящих значительную энергию возбуждения  $\Delta E_{pe}$ , которую в общем случае трудно точно учесть. В работах [40—43,55] на основе измерения спектров нейтронов деления были извлечены значения  $\bar{\nu}_{pe}$  и  $\Delta \bar{E}_{pe}$  для различных реакций и оценены энергии возбуждения ядер  $E^{**}$  после вылета  $\bar{\nu}_{pe}$ . На рис.4 представлены систематизированные [22] данные для разных диапазонов ядер о найденных из эксперимента значениях  $\bar{\nu}_{pe}$  и  $\Delta \bar{E}_{pe}$ , на основе которых можно оценить  $E^{**}$ .

Как показал анализ в работе [22], эмпирическая формула (6) может претендовать на достаточно хорошее описание  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  при заданных  $Z$  и  $E^*$  только в области значений  $A = (A_\beta - 5) \pm 3$ , где  $A_\beta$  — массовое число делящегося ядра с данными  $Z$  для долины  $\beta$ -стабильности:

$$A_\beta - 2Z = 0,4A_\beta^2 / (A_\beta + 200), \quad (8)$$

$(A_\beta - 5)$  есть среднее значение массового числа делящегося нейтронодефицитного ядра, обычно получающегося в реакциях с тяжелыми ионами.

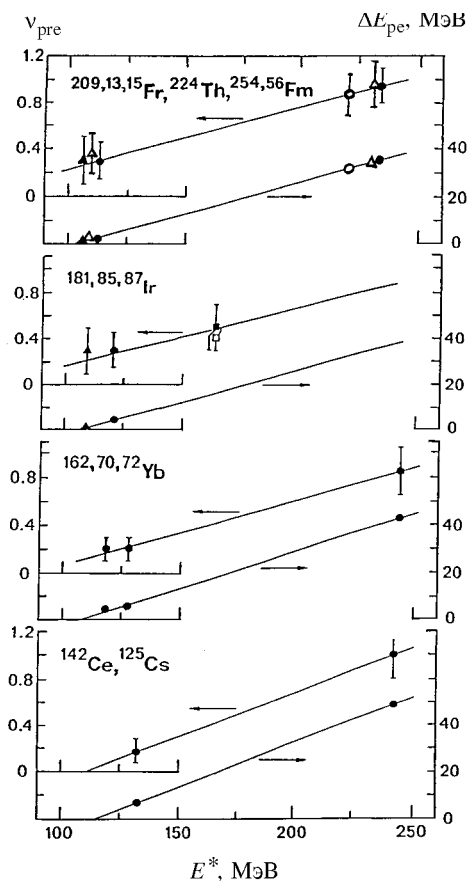


Рис.4. Систематика [22] зависимости среднего числа предравновесных нейтронов  $\bar{\nu}_{pe}$  и уносимой энергии  $\Delta\bar{E}_{pe}$  для указанных диапазонов ядер от начальной энергии возбуждения  $E^*$  в различных реакциях. Данные взяты из [43,55]

Именно вблизи него для разных  $Z$  и получено большинство экспериментальных данных о множественности  $\bar{\nu}_{pre}$ , которое анализировалось в [38]. Изотопическую зависимость в более широком, чем указано, диапазоне  $A$  систематика (6) не воспроизводит. Так как в привлекаемых в дальнейшем для анализа МЭР данных длина изотопических цепочек может достигать значения  $\Delta N \sim 12$ , то в работе [22] эта систематика усовершенствована путем ввода в нее соответствующего параметра.

Следует сразу отметить, что экспериментальной информации об изотопической зависимости

$\bar{\nu}_{pre}$  для различных ядер в литературе мало, и в [22] привлекались разнородные данные, полученные в реакциях с тяжелыми ионами от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$ . На рис.5,а приведены энергетические зависимости  $\bar{\nu}_{pre}$  для трех цепочек изотопов ядер Fr, Pb и Yb (здесь использованы результаты работ [40,43,47—50,55,57,58]), причем для данных с  $E^* > 115$  МэВ из [40,49,55] энергия возбуждения поправлена на  $\bar{\nu}_{pe}$  и  $\Delta\bar{E}_{pe}$  в соответствии с рис.4. Для сопоставления выходов  $\bar{\nu}_{pre}$  при  $E^* = \text{const}$  (штрихпунктирные прямые), из-за нехватки экспериментальных данных пришлось в небольших пределах экстраполировать ее для некоторых изотопов, используя линейность зависимости  $\bar{\nu}_{pre}$  от  $E^*$  (сплошные прямые). Представленные на рис.5,а в таком виде данные свидетельствуют о наличии достаточно сильной изо-

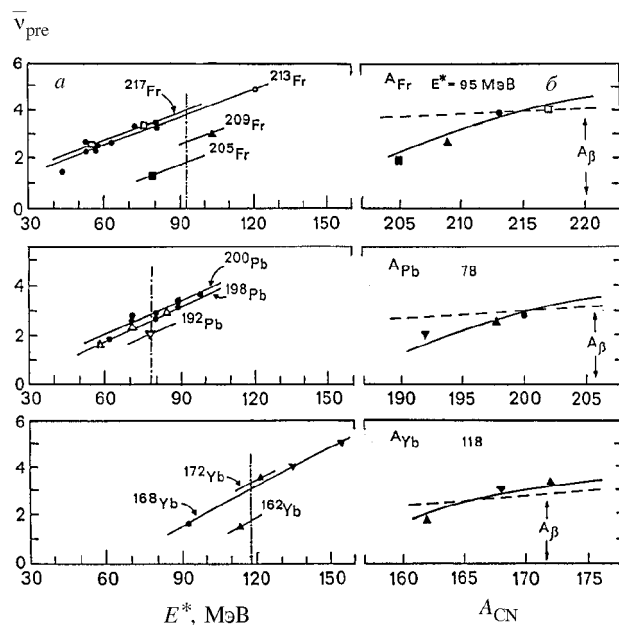


Рис.5. а) Энергетическая зависимость множественности  $\bar{v}_{pre}$  для цепочек изотопов Yb, Pb, Fr [22]. Экспериментальные данные взяты из [43,49,50,55,57,58]; б) Зависимость  $\bar{v}_{pre}$  от  $A_{CN}$  при фиксированных  $E^*$ , показанных штрихпунктирными линиями на рис.5,а.  $A_{\beta}$  — значение  $A_{CN}$  для долины  $\beta$ -стабильности (8). Штриховые линии — расчет по систематике (6), сплошные кривые — расчет по (6) и (9)

топической зависимости  $\bar{v}_{pre}^A$ , и рис.5,б демонстрирует ее для тех же цепочек ядер при фиксированных  $Z$  и  $E^*$ . Штриховые прямые соответствуют расчетам по формуле (6) с фиксированной энергией возбуждения. Наглядно видно, что удовлетворительно описываются значения  $\bar{v}_{pre}$  лишь в достаточно узком диапазоне  $A$ . Сплошными кривыми показаны результаты расчетов по усовершенствованной в [22] систематике

$$\bar{v}_{pre}^A = v_{pre}^{\beta} - 0,0055\delta^2 + 0,071\delta + 0,30, \quad (9)$$

где  $\delta = (A - A_\beta)$ ,  $A_\beta$  — по-прежнему значение  $A$  для долины  $\beta$ -стабильности (8) при фиксированном  $Z$ , а  $\bar{v}_{\text{pre}}^A$  — есть значение  $\bar{v}_{\text{pre}}$ , вычисленное согласно (6) для  $A = A_\beta$ . Коэффициенты в (9) подогнаны для наилучшего описания  $\bar{v}_{\text{pre}}(A)$  на рис.5,б. Таким образом, расчеты по совокупности формул (6) и (9) должны давать наиболее близкие к эксперименту значения  $\bar{v}_{\text{pre}}^A$ . В [22] было продемонстрировано хорошее согласие усовершенствованной систематики с ранее не рассматривавшимися данными [55,63,64].

Теперь с известным числом  $\bar{v}_{\text{pre}}$  для конкретной реакции можно вычислить эффективную температуру в седловой точке вращающегося ядра после вылета  $\bar{v}_{\text{pre}}$ , при этом, естественно, зная начальное возбуждение  $E^*$ ,  $\tilde{E}^*$ ,  $E^*(l)$  и температуру  $\theta_{sp}^0$ :

$$E^* = E_{CM} + (\Delta M_i + \Delta M_t - \Delta M_{CN}), \quad (10)$$

$$\tilde{E}^* = E_{CN} + (\Delta M_i + \Delta M_t - \tilde{\Delta M}_{CN}), \quad (11)$$

$$E^*(l) = \tilde{E}^* - E_{\text{rot}}^{gs}(l), \quad (12)$$

$$\theta_{sp}^0 = \{[E^*(l)]/a\}^{1/2}, \quad (13)$$

$$\theta_{sp}^{ef} = \{[E^*(l) - \bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v - \tilde{E}_f(l)]/a\}^{1/2}. \quad (14)$$

В соотношениях (10)—(14)  $E^*$  вычисляется с экспериментальными значениями дефекта масс иона  $\Delta M_i$ , мишени  $\Delta M_t$  и составного ядра  $\Delta M_{CN}$  из [65],  $\tilde{E}^*$  — с использованием жидкокапельных значений дефекта масс для  $\tilde{\Delta M}_{CN}$  из работы [66],  $E^*(l)$  — с учетом энергии вращения ядра в основном состоянии  $E_{\text{rot}}^{gs}(l)$ , согласно МЖК Сирка [16] или МЖК для вращающихся ядер Коэна — Плэзила — Святецкого [36],  $E_f(l)$  — барьер деления,  $a$  — параметр плотности уровней, чаще всего выбирается  $a = A/8$  или  $a = 0,093A$ . Кроме того, в [22,35,67] полагалось, что каждый испущенный нейтрон уменьшает угловой момент ядра на  $2h$ .

**1.3. Теоретические аспекты динамики испускания нейтронов  $v_{\text{pre}}$ .** В работах [21,22,35,67,68] для нахождения температуры  $\theta_{sp}^{ef}$  (14) неявно предполагалось, что все нейтроны  $\bar{v}_{\text{pre}}$  испускаются до седловой точки. Для

легких ядер с  $Z^2/A \leq 30-32$ , где практически нет стадии спуска, это допущение вполне оправданно, но, например, для тяжелых ядер-актиноидов, оно, вероятнее всего, несправедливо, т.к. для них седловая и разрывная конфигурации разделены достаточно протяженным спуском, и если деление — процесс медленный, что сейчас общепризнано [37], то на спуске вполне успевают испуститься некоторая часть нейтронов от общего количества  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ .

Применительно к случаю, когда исследуются распределения масс осколков, желательнее было бы знать, какая часть  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  излучается до области их формирования и какая после, тогда вторая часть  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  для определения реальной температуры не играла бы существенной роли. Еще десятилетие назад привлекались альтернативные предположения о роли седловой точки, или точки разрыва в формировании масс осколков. К настоящему моменту на основе экспериментальных [2,4,5,21,22,26,35,67—70] и теоретических [3] (в рамках диффузионной модели) исследований можно утверждать следующее: для ядер с  $Z^2/A \leq 33$  определяющую роль играет вершина барьера; для более тяжелых ядер — стадия спуска: чем тяжелее ядро, тем сильнее «забывается» седловая точка. Более подробно этот вопрос мы обсудим ниже, а пока вернемся к  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ . К сожалению, прямой экспериментальной информации о количестве  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ , испускаемых на разных стадиях процесса деления, не существует.

В последние годы теоретические подходы к описанию  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  были развиты в работах [59,71—80] на основе ланжевеновской динамики [59,71—75,78], диффузионной [76,77] и статистической с задержкой времени деления [79,80] моделей. Одной из основных величин моделей [59,71—78] является безразмерный параметр затухания коллективного движения для делительной моды [81,82]  $\gamma = \beta/2\omega_0$ , где  $\beta$  — коэффициент затухания, характеризующий величину вязкости ядерного вещества, а  $\omega_0 \sim 1 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  — частота осциллятора, описывающего потенциальную энергию  $V$  на вершине барьера.

В серии работ [59,72—75] коэффициент  $\beta$  не является заданной константой, а зависит от основной делительной деформации: от основного состояния до момента появления шейки  $\beta = \text{const} = 2 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , далее до точки разрыва  $\beta$  линейно возрастает до  $30 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ . Такое поведение  $\beta$  строго не обосновано, но в [72] мотивируется тем обстоятельством, что с  $\beta = \text{const}$  невозможно одновременно описать, с одной стороны, вероятность деления, требующую малой вязкости  $\beta = 2 - 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , с другой —  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ , требующей, в среднем,  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ . Качественно подобное поведение  $\beta$  в [59,72—



75] можно понять, исходя из предположения, что в делящемся ядре, пока не сформировалась шейка, как бы преобладает двухтельный механизм вязкости (по порядку величины) и, соответственно, характерные этому случаю малые значения  $\beta$ , после образования шейки и ее утончения начинает (опять как бы) превалировать механизм, подобный поверхностному трению (surface friction) с большим на порядок  $\beta$ , как это требуется для описания процесса слияния — процесса, до некоторой степени обратного делению [83]. С вышеупомянутым, но универсальным для всех ядер поведением  $\beta$  в [59,72—75] удалось удовлетворительно одновременно воспроизвести вероятность деления и  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  для широкого круга ядер от  $^{178}\text{W}$  до  $^{251}\text{Es}$ .

Однако следует обратить внимание на то обстоятельство, что такое «экзотическое» поведение  $\beta$  в зависимости от деформации, как в [59,72—75], может и не потребоваться для одновременного описания характеристик процесса деления. Так, в работе [78] авторы в рамках стандартного однотельного механизма трения «стены с окном» (wall-and-window one-body dissipation), включив в модель зависимость поверхностной энергии от температуры, что приводит к понижению барьера деления, сумели одновременно воспроизвести сечения слияния, деления, остатков испарения,  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  и  $\bar{E}_k$  — среднюю полную кинетическую энергию осколков, правда, всего для одного ядра  $^{200}\text{Pb}$  при двух энергиях возбуждения. Интересно отметить, что в [78] была сделана попытка описания всех этих характеристик и в рамках двухтельного механизма вязкости — удалось воспроизвести все, кроме  $\bar{E}_k$ , она оказалась намного меньше, чем экспериментальные значения. Б.Бак также удовлетворительно описал [76] энергетическую зависимость  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  для ядер  $^{213}\text{Fr}$ ,  $^{224}\text{Th}$ ,  $^{251}\text{Es}$ , не прибегая к  $\beta$ , зависящей от деформации, со значением  $\gamma = 5$  ( $\beta = \text{const} \sim 10 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ), но при этом не учитывалась и не описывалась вероятность деления.

Возвращаясь к модели [72—75], результаты которой суммированы в обзоре [59], следует подчеркнуть, что применительно к теоретическому анализу  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  она наиболее разработана, и, кроме того, при описании зависимости  $\bar{\nu}_{\text{pre}}(\tilde{E}^*)$  в ней рассматривается нужное для анализа МЭР разбиение полного числа  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  на две составляющие:  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  — число нейтронов из основного состояния (до барьера) и  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{ss}$  — на спуске от седла до точки разрыва:

$$\bar{\nu}_{\text{pre}} = \bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs} + \bar{\nu}_{\text{pre}}^{ss}. \quad (15)$$

К сожалению, эта модель не была применена к описанию МЭР осколков, и неизвестно, будут ли вообще воспроизводиться с переменным значением  $\beta$  кинетическая энергия осколков и дисперсии масс и энергий, тем более неизвестно количество  $\bar{v}_{\text{pre}}$ , излучаемого до области формирования масс, однако ее можно рассматривать как первое приближение и вычислять температуру  $\theta_{sp}^{ef}$  с числом  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ , что для тяжелых ядер с большой протяженностью спуска более соответствует действительности, чем при вычислении с полным числом  $\bar{v}_{\text{pre}}$ .

Следует остановиться еще на одном важном аспекте обсуждаемой проблемы — влиянии углового момента  $l$  на  $\bar{v}_{\text{pre}}$ . В экспериментальных работах [21,22,35,38,67,70] считалось, что эта зависимость отсутствует до энергий возбуждения  $\tilde{E}^* \sim 100 - 110$  МэВ, что подтверждается прямыми экспериментальными данными для ядер  $^{160}\text{Yb}$  [64] и  $^{200}\text{Pb}$  [45,47], однако при более высоких энергиях  $\sim 160$  МэВ в эксперименте [43] и в теоретическом рассмотрении [71,72,84,85] она существует. Это показано на рис.6,а, где приведены экспериментальная и теоретическая зависимости  $\bar{v}_{\text{pre}}$  от  $\tilde{E}^*$  для ядер  $^{198,200}\text{Pb}$ . Светлыми значками показаны данные, полученные в реакции  $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$ , темными кружком и треугольником — в реакциях  $^{30}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$  и  $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$  соответственно [45,47]. Сплошные линии — теоретические расчеты  $\bar{v}_{\text{pre}}$  из [59,72,75] для реакций с  $^{19}\text{F}$  и  $^{30}\text{Si}$ , штриховыми линиями даны составляющие  $\bar{v}_{\text{pre}}^{ss}$  для этих же реакций. Как хорошо видно на этом рисунке, экспериментальные точки для всех трех реакций в пределах ошибок совпадают друг с другом, а теоретические кривые расходятся — для реакции с  $^{30}\text{Si}$  расчеты дают явно заниженный результат. На рис.6,б приведены теоретические зависимости составляющих  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  в процентах от общего числа  $\bar{v}_{\text{pre}}$ , полученные из расчетов на рис.6,а для тех же реакций. Кривые достаточно сильно расходятся при высоких возбуждениях. В связи с этим в работе [70] при анализе МЭР не учитывалась теоретическая зависимость  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  и  $\bar{v}_{\text{pre}}^{ss}$  от  $l$  и были использованы расчетные значения  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  для реакций типа  $^{16}\text{O} + X$  и  $^{19}\text{F} + X$ , т.к. в анализе экспериментальных данных о МР в [70] именно реакции, близкие к этим, занимают значительное место.

На рис.6,в показано, как могут отличаться значения  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  при разных теоретических подходах — рассчитанные в работах [59,72—75] (сплошная кривая) и работе Бака [76] (штрихпунктирная линия) для одного и того же

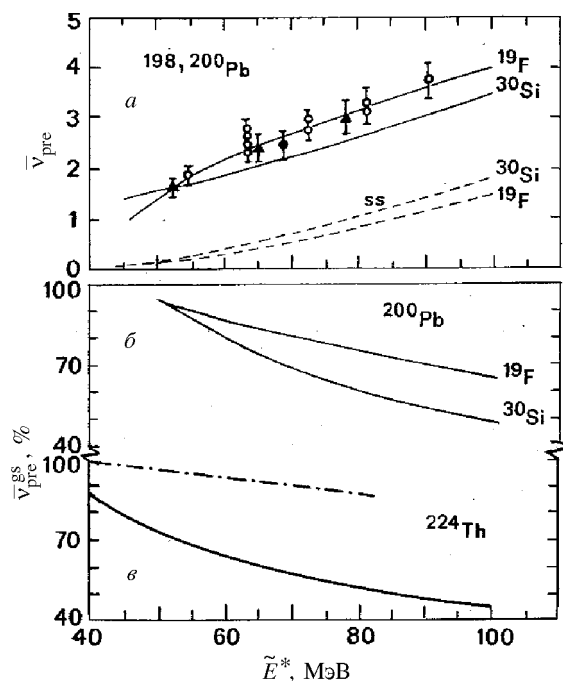


Рис.6. *a*) Зависимость экспериментального (точки) [45,47] и теоретически рассчитанного в [59,72,75] (сплошные кривые) числа  $\bar{v}_{pre}$  для составных ядер  $^{198,200}\text{Pb}$  от энергии возбуждения  $\tilde{E}^*$  в реакциях  $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$ ,  $^{30}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$  и  $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ . Теоретические расчеты [59,72,75] выполнены для первых двух реакций. Штриховые линии — теоретический расчет той части полного  $\bar{v}_{pre}$ , которая излучается на спуске  $\bar{v}_{pre}^{ss}$  для этих же реакций. *б*) Расчетная зависимость [59,72,75] числа нейтронов (в процентах от полного  $\bar{v}_{pre}$ ), испускаемых до барьера деления  $\bar{v}_{pre}^{gs}$ , от  $\tilde{E}^*$  для  $^{200}\text{Pb}$  в тех же реакциях, что и на рис.6.*a*. *в*) Теоретические зависимости  $\bar{v}_{pre}^{gs}$  от  $\tilde{E}^*$  для составного ядра  $^{224}\text{Th}$ , образованного в реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ , рассчитанные в [59,72,75] — сплошная кривая, в [76] — штрихпунктирная, в процентах от полного числа  $\bar{v}_{pre}$

ядра  $^{224}\text{Th}$ . Эта разница является следствием поведения  $\beta$  вблизи основного состояния — в [59,72—75] значения  $\beta$  малы ( $2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ ), и доля нейтронов  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  небольшая, в [76] коэффициент  $\beta$  не зависит от деформации и велик ( $10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ ), и доля  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  значительна.

Недавно в рамках модели [59] были выполнены расчеты  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  и ее составляющих для  $^{250}\text{Cf}$  [86], которые показали, что при увеличении  $l$  от 0 до  $30h$   $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  фактически неизменно, но при этом  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  уменьшается в  $\sim 1,5$  раза. Существуют прямые экспериментальные данные о  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  при делении  $^{248}\text{Cf}$ , образованного в двух реакциях:  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  и  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  [56], которые демонстрируют при одной и той же энергии возбуждения  $E^* \sim 60$  МэВ хоть и слабое, но увеличение  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  для второй реакции, что принципиально противоречит модели [59,72—75], а в самой работе [56] объясняется большей динамической задержкой времени для более тяжелого иона в процессе слияния иона-мишени и формирования составного ядра.

Как мы видим, модель [59,72—75] не лишена недостатков и не совсем обоснованных допущений, но на сегодняшний день она, как упоминалось, наиболее разработана и апробирована при описании  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  достаточно широкого круга ядер. Существует еще один факт в ее пользу — по-видимому, разбиение полного  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  на  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  и  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{ss}$  находит подтверждение в работе [87] при описании такой характеристики, как энергетическая зависимость анизотропии осколков деления ядра  $^{224}\text{Th}$  в реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ , где выполнение хода анизотропии при высоких энергиях возбуждения удается удовлетворительно описать с  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  из [72—75] и не удается с  $\beta = \text{const} = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , но, опять же, это свойство анизотропии можно объяснить, и не прибегая к понятию  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ , как это продемонстрировано ранее в работе [88] для более легких ядер.

Оценив слабые и сильные стороны модели [59,72—75], авторы [70] взяли за основу ее расчеты о  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  и построили простую систематику  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  от энергии возбуждения и параметра делимости  $x$  [13]:

$$x = \frac{Z^2/A}{50,883(1 - 1,7826 [(N - Z)/A^2])}. \quad (16)$$

Она показана на рис.7 для  $\tilde{E}^* = 50, 75$  и  $100$  МэВ в процентах от полного числа  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ . На этом рисунке хорошо видно, что в логарифмическом масштабе  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  линейна по  $x$  в двух областях его изменения, и при  $x = 0,745$  имеет излом. Сплошные линии — эмпирическое описание:

$$\lg \bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}(\%) = 0,0056\tilde{E}^* - 0,1115x - 0,0116\tilde{E}^*x + 2,16 \quad \text{для } x \leq 0,745,$$

$$\lg \bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}(\%) = 0,0188\tilde{E}^* - 6,734x + 0,0198\tilde{E}^*x + 7,17 \quad \text{для } x > 0,745. \quad (17)$$

Как видим, для  $\tilde{E}^* \leq 100$  МэВ  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  отличаются от полного  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  (100 %), начиная с  $x \sim 0,6$  — до этого значения  $x$  практически все нейтроны излучаются до седла. Обратная картина складывается для очень тяжелых ядер, например, при  $x \sim 0,9$  всего 10—12% нейтронов испускается до барьера, а  $\sim 90\%$  на спуске, и это, в общем, логично, т.к. ядра в этой области  $x$  имеют барьеры деления  $\tilde{E}_f^* \leq 1$  МэВ (для  $l = 0$ ) и по деформации близки к основному состоянию, и, собственно, весь процесс девозбуждения ядра происходит на стадии спуска.

Рассмотрим варианты возможных стадий эмиссии нейтронов и влияние этого фактора на определение температуры делящегося ядра.

1. Нейтроны не испускаются до седловой точки, и температура на барьере вычисляется согласно (13), т.е. как начальное значение  $\theta_{sp}^0$ .

2. Все нейтроны  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  для любых ядер испускаются до барьера. Тогда находим температуру в седле согласно выражению (14) и обозначим ее как  $\theta_{sp}^{ef1}$ .

3. До барьера испускается число нейтронов  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ , согласно (17). Тем-

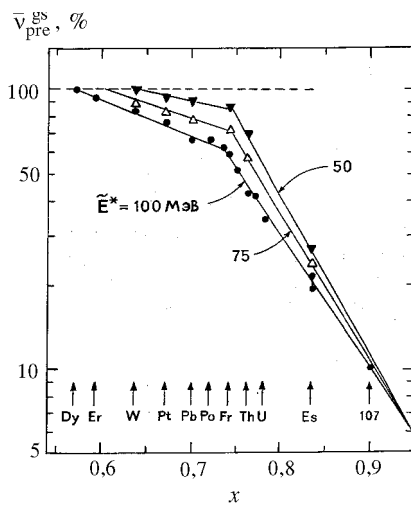


Рис.7. Теоретические расчеты [59,72,75] (все точки) зависимости числа  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$  (в процентах от полного  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ ) от параметра делимости  $x$  при трех значениях энергий возбуждения  $\tilde{E}^* = 50, 75$  и  $100$  МэВ. Сплошные линии — описание  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}(x, \tilde{E}^*)$  согласно выражениям (17) [70]

пературу определяем как и в предыдущем случае, но вместо полного  $\bar{v}_{\text{pre}}$  берем, соответственно,  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  и обозначаем как  $\theta_{sp}^{ef2}$ .

Эти три пункта определения температуры применительно к анализу МЭР в неявном виде содержат в себе предположение о формировании МР в седловой точке. Рассмотрим альтернативное предположение — о формировании МР в точке разрыва, как это сделано для ядер-актиноидов в работах [89—92].

Тогда тепловую энергию возбуждения ядра в точке разрыва и соответствующую ей температуру обозначим как  $E_{sc}^{ef3}$  и  $\theta_{sc}^{ef3}$ , и будем определять подобно [90—92] по формуле:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{sc}^{ef3} &= \tilde{E}^* + Q_{ff} - \bar{E}_k - \bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v - E_{\text{rot}}^{sc} - E_{\text{def}}, \\ \theta_{sc}^{ef3} &= (E_{sc}^{ef3} / a)^{1/2}, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $Q_{ff}$  — энергия реакции для симметричного разделения ядра на осколки,  $\bar{E}_k$  — средняя полная кинетическая энергия осколков,  $\bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v$  — средняя энергия, уносимая всеми нейтронами,  $E_{\text{rot}}^{sc}$  — энергия вращения ядра в точке разрыва,  $E_{\text{def}}$  — энергия, ушедшая на деформацию осколков.

Некоторые из составляющих (18) требуют отдельного пояснения, касающегося конкретного способа их определения. Энергия  $\bar{E}_k$  — казалось бы, с этой величиной не должно возникать никаких проблем, ведь существующие систематики [93,94] говорят о простой линейной зависимости  $\bar{E}_k$  от кулоновского параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Однако, как известно, в систематиках [93,94] собраны все данные о  $\bar{E}_k$ , включая и спонтанное, и низкоэнергетическое деление, в котором преобладают оболочечные эффекты, и деление высоковозбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами. В наших работах [2,21,95] было показано, что при отборе информации о  $\bar{E}_k$  только для достаточно сильно нагретых ядер характер зависимости  $\bar{E}_k (Z^2/A^{1/3})$  меняется — начиная с  $Z^2/A^{1/3} = 900 \div 1000$  и более данные отклоняются в сторону уменьшения от линейной зависимости [2,21,95] (см.далее рис.24):

$$\bar{E}_k = 0,131Z^2/A^{1/3}, \quad (19)$$

которая в диапазоне  $Z^2/A^{1/3} = 0 \div 900$  хорошо описывает эксперимент, причем отклонение приблизительно линейно нарастает с увеличением  $Z^2/A^{1/3}$ , и в [70] мы аппроксимировали  $\bar{E}_k$  функцией

$$\bar{E}_k = 0,104Z^2/A^{1/3} + 24,3 \quad (20)$$

в диапазоне  $Z^2/A^{1/3} = 900 \div 1800$ . Следует заметить, что в информацию не включались данные о  $\bar{E}_k$  в квазиделительных реакциях из работ [89,96] с ионами  $A_i > 30$ . Именно с помощью выражений (19), (20) находились значения  $\bar{E}_k$  для определения  $E_{sc}^{ef3}$  (18).

Перейдем теперь к рассмотрению  $E_{rot}^{sc}$  — энергии вращения в точке разрыва. Она определяется как [2,22,70,97]

$$E_{rot}^{sc} = l^2 h^2 / 2J_{\perp}^{sc} + \theta_{sc}^{ef3} / 2, \quad (21)$$

где  $J_{\perp}^{sc}$  — момент инерции ядра относительно оси, перпендикулярной к оси деления. В конечном итоге, вопрос сводится к нахождению  $J_{\perp}^{sc}$ . В МЖК Струтинского с соавторами [11] место разрыва определено как критическая точка, соответствующая потере ядром устойчивости по отношению к развалу на два осколка и приведена в единицах  $J_0$  — твердотельного момента инерции сферического ядра. Для области ядер, рассматриваемых в настоящей работе,  $J_{\perp}^{sc} \sim 4,2J_0$ , отсюда следует, что

$$E_{rot}^{sc} \sim E_{rot}^0 / 4,2 + \theta_{sc}^{ef3} / 2. \quad (22)$$

Из классической модели вращающейся жидкой капли [36] известно, что

$$E_{rot}^0 = 34,540(l^2/A^{5/3}) \text{ МэВ}. \quad (23)$$

При вычислении  $E_{rot}^0$  бралось точное значение  $J_{\perp}^{sc}$  из [11], которое само меняется слабо от 4,1 при  $x = 0,6$  до 4,3 для  $x = 0,95$ .

Следует сразу пояснить, что в рамках МЖК [11] точка разрыва характеризуется отнюдь не нулевой толщиной шейки — разрыв происходит при достаточной ее толщине без изменения общего удлинения ядра, но никак не путем постепенного ее утончения при увеличении деформации делящегося ядра, как это часто принимается во многих работах.

Вопрос об условии и месте разрыва ядра на осколки имеет принципиальное значение для понимания процесса деления и будет отдельно рассмотрен в четвертом разделе.

В выражении (18) нам осталось рассмотреть только энергию деформации  $E_{\text{def}}$ . О ней, к сожалению, мало что можно сказать без серьезной теоретической проработки. Этот параметр сильно зависит от конкретной модели, его определяющей, от параметризации формы делящегося ядра, от коэффициента вязкости  $\beta$ , от условий разрыва ядра на осколки. Мы также не знаем его поведения в зависимости от нуклонного состава ядер. Поэтому, следуя работе [37], будем полагать, что  $E_{\text{def}} = 0$ , и считать, что вычисленные  $E_{sc}^{ef3}$  и  $\theta_{sc}^{ef3}$ , согласно (18), есть максимальные значения этих величин.

Теперь сделаем несколько замечаний относительно всего вышесказанного в этом разделе.

В работах [21,22,35,38,67,68,70], как уже говорилось, учитывалось уменьшение температуры ядра только за счет излучения нейтронов  $\bar{v}_{\text{pre}}$  и  $\bar{v}_{\text{pe}}$ , однако к настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал о предделительных заряженных частицах - протонах  $\bar{p}_{\text{pre}}$  и альфа-частицах  $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$ , которые также уменьшают энергию возбуждения ядра [98,99]. Но для рассматриваемых энергий ( $E^* \leq 100 \div 120$  МэВ) их испускается в среднем очень небольшое количество, в целом слабо зависящее от нуклонного состава (в сумме менее 0,1 на акт деления.) В [70] были сделаны оценки суммарной, уносимой  $\bar{p}_{\text{pre}}$  и  $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$  энергии. Она оказалась в пределах  $1 \div 2$  МэВ и, в принципе, это надо учитывать. Однако существует обстоятельство, позволяющее не делать этого, по крайней мере, для определения  $\theta_{sp}^{ef}$  на барьере, исходя из следующих соображений.

Во-первых, в теоретических расчетах при  $E^* \sim 60$  МэВ [86] показано, что предделительная заряженная частица (если она вообще излучается в процессе деления) при девозбуждении ядра обычно испускается первой, а затем нейтроны. Из этого следует, что ее излучение практически всегда происходит до барьера.

Во-вторых, в последние годы появилось значительное число теоретических работ (например, [100—105]), где в приближении Томаса — Ферми или Хартри — Фока исследовалось влияние температуры на поверхностную и кулоновскую энергии ядра, что, в конечном итоге, привело к пониманию того, что действие температуры на ядро в какой-то мере подобно действию углового момента  $l$  — при ее увеличении происходит понижение барьера деления, и при некоторой достаточно высокой температуре он может вообще исчезнуть даже при  $l=0$ . Строго говоря, это уменьшение барьера де-



ления надо учитывать в анализе, и первые прямые попытки при описании сечений деления [78,102,106], а также  $\bar{v}_{\text{pre}}$  [78] уже сделаны.

В конечном итоге нам важно, что для диапазона температур, рассматриваемого в настоящей работе  $\theta_{sp}^{ef\ 1,2} = 1 \div 2$  МэВ, уменьшение эффективной величины барьера по разным теоретическим оценкам в среднем составляет примерно 1—2 МэВ. Поскольку с ростом  $E^*$ , с одной стороны, увеличивается число  $\bar{p}_{\text{pre}}$  и  $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$ , а с другой — уменьшается эффективная величина барьера, то в целом это ведет к взаимной компенсации двух эффектов (конечно, до некоторых пределов, и не у всех ядер), т.е. температура в седловой точке фактически не изменится.

Поэтому желательно учитывать  $\bar{p}_{\text{pre}}$  и  $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$  только при определении  $\theta_{sc}^{ef\ 3}$  — температуры в точке разрыва, но, к сожалению, данных о них не настолько много, чтобы корректно сделать это для любых ядер и реакций, и мы будем пренебрегать этим эффектом.

Итак, заканчивая этот раздел, подведем некоторые итоги. Систематизированная информация о пред- и постделительных нейтронах, с одной стороны, имеет самостоятельное значение для понимания динамики процесса деления (см. обзоры [37,59]), с другой стороны, как в нашем случае, имеет прагматический интерес — без знания  $\bar{v}_{\text{pre}}$  и ее компоненты  $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$  в рамках сегодняшних представлений о температуре делящихся ядер невозможно понять и количественно проанализировать многие экспериментальные результаты о характеристиках МЭР осколков деления ядер.

## 2. УГЛОВОЙ МОМЕНТ И МЭР ОСКОЛКОВ

На сегодняшний день накоплен огромный материал о распределениях масс и энергий осколков деления нагретых ядер, однако все эти данные часто очень разнородны, нередко противоречивы, получены при различных возбуждениях и в самых разнообразных реакциях, начиная от электронов, легких заряженных частиц и кончая ионами урана в инверсной кинематике. В нескольких экспериментальных работах (например, [22,35,67,70,97,107,108]) было установлено, что характеристики МЭР, в частности, дисперсия массового распределения (МР)  $\sigma_M^2$ , сильно зависит от углового момента  $l$ , вносимого в ядро налетающим ионом, и, кроме того, коэффициент чувствительности  $d\sigma_M^2/dl^2$  является функцией температуры. Чтобы как-то систематизировать все данные о МЭР осколков, необходимо точно знать характер и степень воздействия  $l$  на делящееся ядро и свойства осколков.

**2.1. Теоретические представления.** Различным аспектам теоретического рассмотрения вопроса о влиянии  $l$  на МЭР осколков для различных ядер посвящено достаточно большое число работ [3,107—131]. Исторически первыми были работы Моретто с соавторами (например, [109]), где на основе довольно простой «ridge line»-модели (модель «линия гребня» — условных седловых точек в пространстве масс-асимметричной деформации [18], см. также [114]), аналогичной МЖК, были рассчитаны потенциальные энергии легких ядер с  $A = 120 \div 150$  в зависимости от масс-асимметрии при разных  $l$ . Эти расчеты предсказывают для ядер выше точки БГ по  $Z^2/A$  сужение параболической потенциальной кривой (увеличение жесткости) при увеличении  $l$  для области масс осколков в окрестности  $A/2$ . При делении очень легких ядер, лежащих за точкой БГ, — переход от кривой, близкой к перевернутой параболе, через плоское распределение, к стандартной параболической зависимости. Если согласиться с тем, что форма кривой потенциальной энергии в статистическом пределе обуславливает форму распределения масс осколков, то, в общем случае, увеличение  $l$ , согласно [18,109], будет приводить к уменьшению дисперсии  $\sigma_M^2$  массового распределения.

Сказанное иллюстрирует рис.8,а, где показан типичный пример расчетов потенциальной энергии ядра  $^{105}\text{Ag}$  в зависимости от  $Z$  осколков (условные барьеры) и углового момента  $l$ , сделанных в работе [112] по модели [18,109].

Подобные расчеты, основанные на «ridge line»-потенциале проводились для разных ядер во многих работах [109—113]. Эта модель, как указывалось в [18,109], будет давать адекватные эксперименту результаты только в том случае, если седловая конфигурация делящегося ядра будет совпадать с конфигурацией точки разрыва, или, по крайней мере, она близка к ней (деформации  $\alpha_{sp}$  и  $\alpha_{sc}$  и потенциалы  $V_{sp}(M)$  и  $V_{sc}(M)$  соответственно), т.е. когда нет стадии спуска с вершины барьера. Такая возможность реализуется при делении легких ядер с  $Z^2/A < 32$  (соответственно  $x < 0,6 - 0,7$ ) [2,3], и чем легче ядро, тем  $\alpha_{sp}$  ближе к  $\alpha_{sc}$ .

Сирк в [115] и Карьян и Каплан в [116] рассчитали, соответственно, для  $^{110}\text{Sn}$  и  $^{149}\text{Tb}$  потенциальные энергии в зависимости от зарядовой (масс) асимметрии и  $l$  в рамках модели вращающейся жидкой капли с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [16]. Результаты этих расчетов приведены на рис.8,б и 8,в и аналогичны [109] и им подобным.

Для ядер с  $Z^2/A > 32$ , как уже упоминалось, стадия спуска уже начинает играть существенную роль, и картина формирования МР усложняется [3]. Моретто и Шмидт [118] попробовали применять статистический фор-

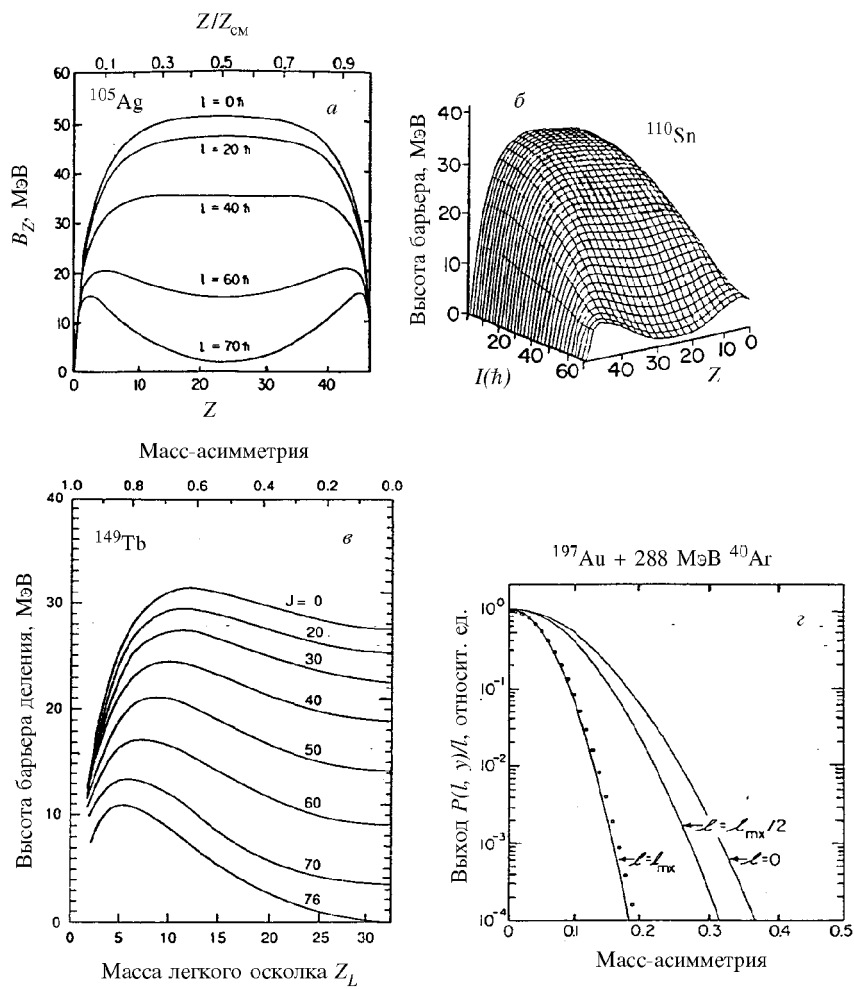


Рис.8. а) Расчеты [112] потенциальной энергии  $V_Z$  ядра  $^{105}\text{Ag}$  (условные барьеры) в зависимости от заряда  $Z$  осколков и углового момента  $l$ . б, в) То же, что на рис.8,а, но расчет сделан по модели Сирка [16] в работах [115] и [116] для  $^{110}\text{Sn}$  и  $^{149}\text{Tb}$  соответственно. г) Расчеты выходов масс осколков [118] в зависимости от  $l$

мализм модели [18,109] для расчета выходов масс осколков деления тяжелого ядра  $^{237}\text{Вк}$ , полученного в реакции  $^{197}\text{Au} (^{40}\text{Ar}, f)$ , но не для седловой конфигурации, которая для этого ядра имеет цилиндрическую форму, а для

разрывной — двух касающихся жидкокапельных сфер-осколков. Результат получился прежний — ширина МР уменьшалась с увеличением  $l$ , что и демонстрирует рис.8,2 из работы [118]. Это вошло в противоречие с экспериментом [108], где изучалось деление несколько более легкого ядра  $^{205}\text{At}$  в двух реакциях  $^{\text{nat}}\text{Re}(^{20}\text{Ne}, f)$  и  $^{165}\text{Ho}(^{40}\text{Ar}, f)$ , и была найдена обратная зависимость — с увеличением  $l$  резко возрастала ширина МР. Правда, авторы [108] пытались объяснить этот факт на основе нового механизма «быстрого деления», когда критический угловой момент  $l_c > l_{E_f=0}$ , т.е. когда барьер деления  $\tilde{E}_f$  при больших  $l$  становится равным нулю и не происходит формирования классического составного ядра [125]. Однако, как показали дальнейшие исследования деления ядер Pt, Po, Cu [67,97,107], такой же эффект имеет место и при гораздо более низких  $l$ , и поэтому его интерпретация на основе механизма «быстрого деления» неубедительна, что будет показано ниже.

В работе [119] Грегуар и Шутер одни из первых применили диффузионную модель для описания МР того же ядра  $^{205}\text{At}$ . Авторы [119] рассчитали выходы масс, беря за основу конфигурацию точки разрыва, когда толщина шейки между двумя осколками  $r_n \sim 0$ . При изменении  $l$  от 0 до  $70h$  ширина МР в расчетах [119] практически не изменялась при варьировании коэффициента трения в 20 раз. Этот результат также не согласуется с экспериментом [108].

Это противоречие до некоторой степени было снято Фабером в [120,121]. В [121] им представлены карты потенциальной (свободной) энергии того же  $^{205}\text{At}$  в зависимости от масс-асимметрии, углового момента  $l$  и параметра шейки  $r_n$  при температуре ядра  $\theta = 1,6$  МэВ. Эти карты - двумерные ландшафты свободной энергии — показаны на рис.9,а. Из расчетов [121] на рис.9,а следует, что характер зависимости масс-асимметрии от  $l$  меняется на противоположный, при варьировании толщины шейки: для деформаций в окрестности седла (толстая шейка) при увеличении  $l$  происходит уширение параболической кривой  $V(M)$  потенциальной энергии (уменьшение жесткости); при приближении к точке разрыва (тонкая шейка)  $l$ -зависимость  $V(M)$  вообще исчезает, а при  $r_n = 0$  (касающиеся осколки) с увеличением  $l$  происходит сужение параболы  $V(M)$  (увеличение жесткости) как в [118]. Более отчетливо это видно на рис. 9,б, который получен из рис.9,а. На нем приведены зависимости свободной энергии от масс-асимметрии (показана ветвь только для тяжелых осколков) и  $l$  при фиксированном параметре шейки  $r_n$ , причем для наглядности кривые для разных  $l \neq 0$  смещены при  $A/2$  (здесь масс-асимметрия равна 1) с кривой при  $l = 0$ . Следовательно, чтобы понять экспериментальные факты для деления тяже-

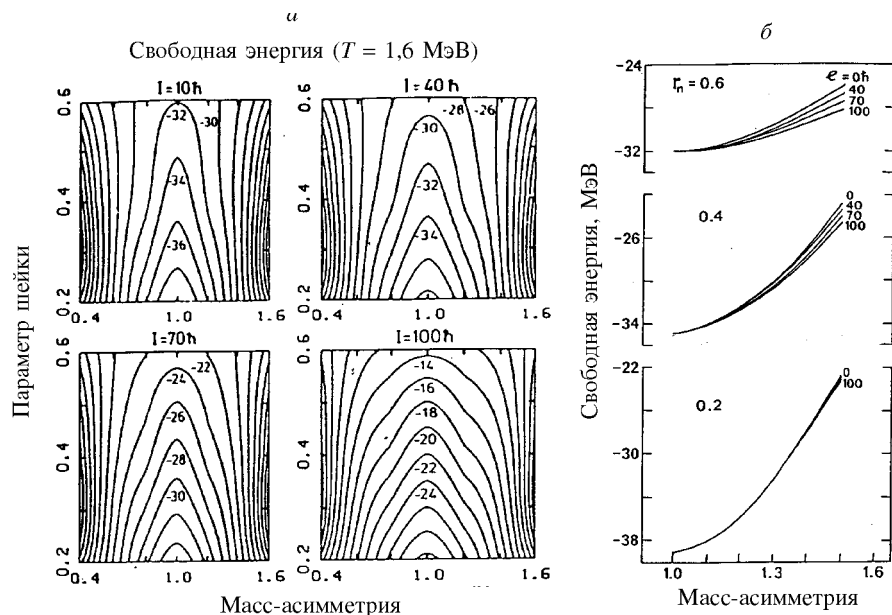
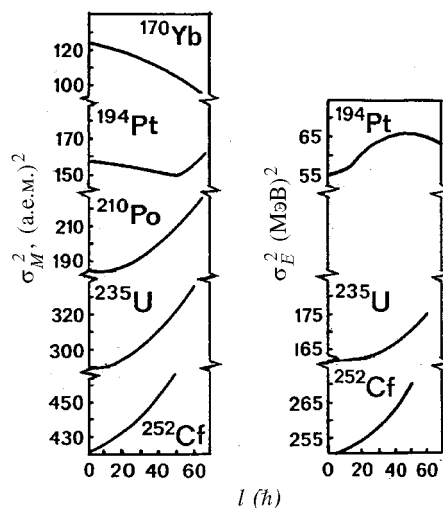


Рис.9. а) Карты свободной энергии ядра  $^{205}\text{At}$ , рассчитанные в работе [121], в зависимости от массовой асимметрии, параметра шейки  $r_n$  и углового момента. б) Зависимость свободной энергии  $^{205}\text{At}$  от массовой асимметрии и углового момента при фиксированном  $r_n$  (см. текст)

лых ядер [67,97,107,108] на основе [121] нужно предположить, что за формирование МЭР осколков ответственна область деформаций вблизи седла, возможно, на спуске, но никак не в точке разрыва при  $r_n = 0$ . Адеевым с соавторами [3,117] в рамках динамической диффузионной модели с включением двухтельного механизма трения (вязкости) были выполнены расчеты МЭР осколков широкого круга ядер от  $^{172}\text{Yb}$  до  $^{248}\text{Fm}$  в зависимости от  $E^*$  и  $l$ . Ими было показано, что значительную роль в формировании МЭР играет «память» делящейся системы о своей предыстории при движении к точке разрыва, которая, в свою очередь, зависит от протяженности и времени спуска, а именно: короткий спуск (легкое ядро) — формирование МЭР происходит фактически на барьере, длинный спуск (тяжелое ядро) — при некоторой промежуточной деформации между седлом и разрывом. С этих позиций в [3,117] найдено, что для легких ядер примерно до  $x \sim 0,65$   $d\sigma_M^2/dl < 0$ , для тяжелых  $d\sigma_M^2/dl > 0$ , что, как будет показано ниже, качест-

Рис.10. Теоретическая зависимость дисперсий  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  МР и ЭР от углового момента  $l$  для указанных ядер [3,117]

венно согласуется с экспериментом. Зависимость рассчитанных в работах [3,117] дисперсий МР —  $\sigma_M^2$  и ЭР —  $\sigma_E^2$  для разных ядер показана на рис.10 и подтверждает сказанное: для тяжелых ядер — Po, U, Cf — обе дисперсии растут с увеличением  $l$ , для более легкого ядра  $^{172}\text{Yb}$  —  $\sigma_M^2$  уменьшается, для  $^{194}\text{Pt}$  реализуется промежуточный случай.



Все вышесказанное касалось,

в основном, массовых распределений осколков. Сведений теоретического характера относительно энергетических характеристик — средней полной кинетической энергии  $\bar{E}_k$  и ее дисперсии  $\sigma_E^2$  — значительно меньше. Во многих работах [2,3,97,116,126—130] авторы предполагали, что связь вращательных степеней свободы с внутренними мала. В этом случае должен был бы наблюдаться рост  $\bar{E}_k$  на величину энергии вращения ядра (21), причем в (21) момент инерции ядра  $J_{\perp}$  и температура  $\theta$  могут определяться как в седловой точке ( $\theta_{sp}$ ), так и в точке разрыва ( $\theta_{sc}$ ) в зависимости от конкретного рассмотрения этого вопроса разными группами авторов.

В работах [115,107] было предположено, что не вся энергия  $E_{\text{tot}}$  (21) идет на увеличение  $\bar{E}_k$ , а часть ее переходит во вращение осколков, кроме этого, еще некоторая ее часть может диссипировать во внутренние возбуждения делящегося ядра или осколков [115]. Собственно, от перераспределения  $E_{\text{tot}}$  в ту или иную степень свободы и будет зависеть конечное значение  $\bar{E}_k$ . К сожалению, на сегодняшний день теория в этом вопросе делает только первые шаги (например, [3,116,131]), к тому же прямая экспериментальная информация немногочисленна и часто противоречива [129,130], и, в связи с этим, представляется необходимым ее дальнейшее накопление для разных областей делящихся ядер, энергий и налетающих ионов.

Что касается дисперсии  $\sigma_E^2$ , то ее  $l$ -зависимость теоретически исследовали только в двух работах — в [107] на основе известной статистической модели точки разрыва Уилкинса [132] с включением в нее вращения и в [3] — в рамках диффузионной модели. В первом случае для изотопов Pt рассчитанные значения  $\sigma_E^2$  оказались значительно меньше экспериментальных со слабой положительной зависимостью от  $l$ . Во втором —  $l$ -зависимость  $\sigma_E^2$  также достаточно слабая, при этом коэффициент  $d\sigma_E^2/dl^2$  зависит от нуклонного состава, увеличиваясь от 0,003 до 0,01 МэВ<sup>2</sup>/ $h^2$  в диапазоне ядер от Pt до Cf, что и демонстрирует рис.10.

Стоит упомянуть и работа [131], где в рамках диффузионной модели [3] с двухтелным механизмом вязкости были рассчитаны  $\bar{E}_k$ ,  $\sigma_E^2$ ,  $\sigma_M^2$  для очень тяжелого, имеющего барьер деления  $\approx 0$  ядра  $^{272}108$  при  $\theta_{sp} \sim 2$  МэВ. Оказалось, что при увеличении  $l$  от 0 до  $30h$  рассчитанное  $\bar{E}_k$  не растет, а уменьшается на 2 МэВ. Этот результат в [131] не комментируется и его, вероятно, можно интерпретировать так, что для столь тяжелого ядра при увеличении  $l$  вблизи точки разрыва происходит дополнительное удлинение формы ядра из-за центробежных сил, вследствие этого энергия кулоновского отталкивания уменьшается быстрее, чем происходит нарастание  $\bar{E}_k$  за счет  $E_{\text{tot}}$ . Экспериментальные же данные для тяжелых систем говорят о независимости  $\bar{E}_k$  от  $l$  и от  $E^*$  [67,89]. Дисперсия  $\sigma_E^2$  в расчетах [131] практически не зависит от  $l$ , а  $\sigma_M^2$  — растет на  $\sim 12\%$ .

**2.2. Экспериментальные результаты.** Истории экспериментального изучения влияния  $l$  на МЭР уже почти 30 лет\*, начиная со ставшей уже классической работы Плэзила с соавторами [62]. В последующем в той или иной степени к этой проблеме возвращались неоднократно в работах [2,21,22,35,67,89,97,107—109,111,113—115,127,129,130,133—135]. Юник с соавторами [129] исследовали деление  $^{210}\text{Po}$  в реакциях с  $p$ ,  $\alpha$  и  $^{12}\text{C}$  с помощью полупроводникового спектрометра  $E_1 - E_2$ -методикой. Ими была получена сильная зависимость  $\bar{E}_k$  как от  $E^*$  ( $d\bar{E}_k/dE^* \sim 0,06$  МэВ/МэВ), так и от  $l$  ( $d\bar{E}_k/dl^2 \sim 3$  кэВ/ $h^2$ ), что более чем вдвое превышает ожидаемое из

---

\*Мы не принимаем во внимание исследования по этому вопросу низкоэнергетического асимметричного деления актиноидов.

(21). Для  $l$ -зависимости дисперсий  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  статистически значимых эффектов получено не было. В работе [130] Куниingham с соавторами результаты [129] не подтвердили — значения  $\bar{E}_k$  осколков  $^{208}\text{Po}$ , образованного в реакциях с  $\alpha$ -частицами, ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , оказались близкими и не зависящими от  $l$ . Дисперсии  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ , так же, как в [129], не проявили явной  $l$ -зависимости. В [97] также с помощью  $E_1 - E_2$ -спектрометра в реакциях с ионами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  были измерены МЭР осколков деления тех, что и в [129,130], ядер  $^{208-210}\text{Po}$ . При анализе полученных результатов была использована простая гипотеза о линейной зависимости  $\bar{E}_k$ ,  $\sigma_E^2$ ,  $\sigma_M^2$  от  $\theta_{sp}$  и  $\bar{l}^2$ :

$$X(\theta_{sp}, \bar{l}^2) = X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta_{sp}} \theta_{sp} + \frac{\partial X}{\partial \bar{l}^2} \bar{l}^2, \quad (24)$$

где  $X(\theta, \bar{l}^2)$  — средние моменты МЭР, а  $X_0 = X(0,0)$ . Выражение (24) удовлетворительно описывало экспериментальные данные, и в [97] были получены значения  $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 = (2,9 \pm 0,7)$  кэВ/ $h^2$ , близкое к оценке (21),  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 \sim 0,02$  (а.е.м.) $^2/h^2$ , и по-прежнему не найдено влияние  $\bar{l}^2$  на  $\sigma_E^2$ .

В работе [133] Нго с сотрудниками, изучая деление в той же области ядер  $\text{Po} - \text{At}$  времяпролетным методом, нашли, в отличие от [97,129], но как и в [130], очень слабую  $l$ -зависимость  $\bar{E}_k$ :  $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 < 1$  кэВ/ $h^2$ . Этот результат впоследствии был подтвержден в [134]. В то же время в [108,133], а также в [134], для ядра  $^{205}\text{At}$ , образованного в реакциях с  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ , как уже упоминалось, найдена сильная зависимость  $\sigma_M^2$  от  $l$ , а в [134] выявлена и  $l$ -зависимость  $\sigma_E^2$  — обе дисперсии растут с увеличением  $l$ .

МЭР осколков деления более легких ядер  $^{176-186}\text{Pt}$  были экспериментально изучены в реакции с ионами  $^{32}\text{S}$  и  $^{16}\text{O}$  [107]. Полученные в [107] результаты согласуются с [108,134] относительно дисперсий  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ . Наблюдаемый же в [107] рост  $\bar{E}_k$  оказался связанным не с изменением  $l$ , а с увеличением энергии возбуждения  $E^*$ . Оцененные значения производных оказались равными, как и в [129],  $d\bar{E}_k/dE^* \sim 0,06$ , но при  $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 \sim 0$ . В дальнейшем в работе [67] при анализе данных [107] было показано, что

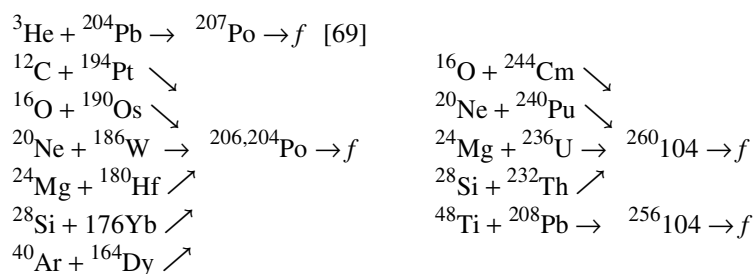


значение  $d\bar{E}_k/dE^*$  уменьшается втрое, если более правильно ввести поправку в  $\bar{E}_k$  на испускание реального числа нейтронов  $\nu_{\text{post}}$  из [38]. Об этом же эффекте упоминается и в работах [37,136].

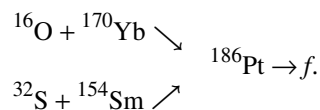
Теперь остановимся более подробно на тех результатах, где непосредственной целью экспериментов и последующего анализа была количественная оценка влияния  $l$  на МЭР.

Для удобства восприятия, и придерживаясь нашей классификации, описанной во введении, рассмотрим вначале традиционную область тяжелых ядер.

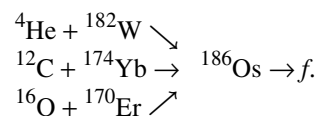
**2.2.1. Область  $Z^2/A \geq 31$ .** В [67] исследовалось и анализировалось деление ядер  $^{206,204}\text{Po}$  и  $^{260,256}_{104}$  в реакциях:



при двух энергиях для каждого иона, а также анализировались данные [107] о делении составного ядра  $^{186}\text{Pt}$ , образованного в реакциях



В [22] был проведен анализ МЭР осколков, аналогичный [67], деления  $^{186}\text{Os}$  [62]:



И, наконец, в [70] были подвергнуты пересмотру все вышеперечисленные данные с учетом изотопической зависимости  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  из [38,22] и  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ ,



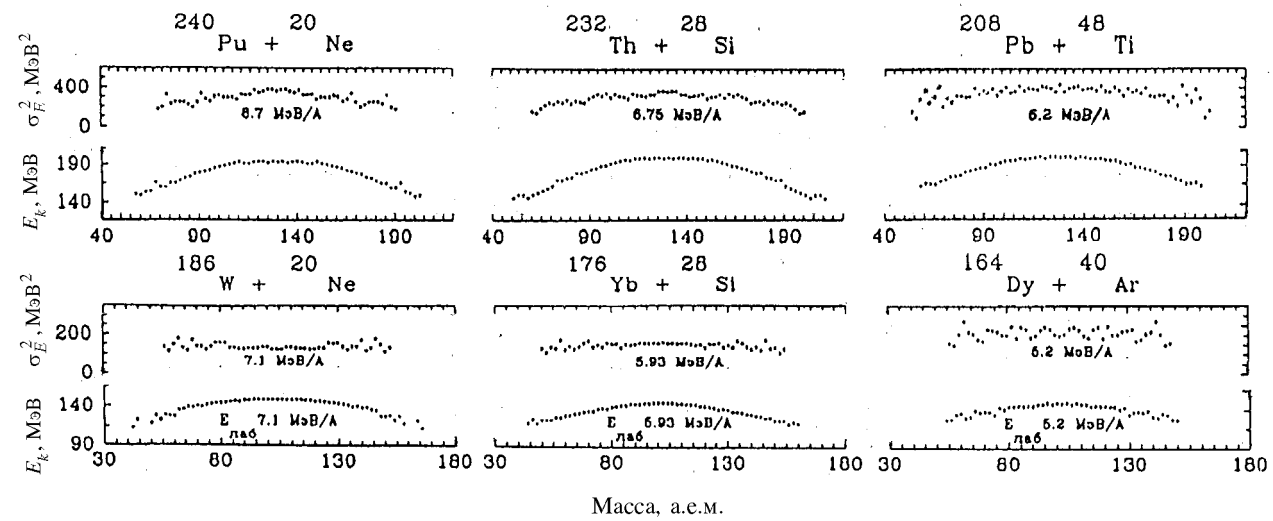


Рис.12. Энергетические распределения  $E_k$  и  $\sigma_E^2$  в зависимости от массы осколков для тех же ядер и реакций, что и на рис.11 [67]

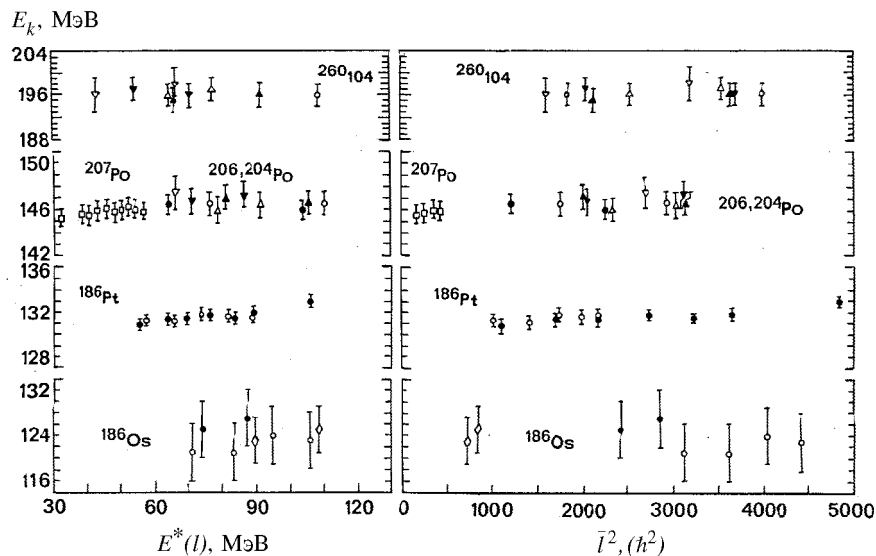


Рис.13. Зависимость средней полной кинетической энергии осколков  $\bar{E}_k$  для указанных ядер в различных реакциях (см. текст) от энергии возбуждения  $E^*(l)$  (12) (слева) и среднего квадрата углового момента  $\bar{l}^2$  [22,62,67,69,107]

жидкокапельных свойств МЭР осколков [2,3,6,12,18,137]. Для ионов  $^{28}\text{Si}$  и более тяжелых на краях  $Y(M)$  выделяются области упругих, квазиупругих и глубоконеупругих процессов. Для реакции с ионами  $^{48}\text{Ti}$  форма  $Y(M)$  явно не гауссовская, что для подобных ионов и тяжелых ядер, согласно [68,70,89,91,96,138], говорит о вкладе квазиделения [139] в наблюдаемое МР. Этот вопрос будет подробно обсуждаться в третьем и четвертом разделах.

На рис.13 показаны зависимости  $\bar{E}_k$  осколков от начальной энергии возбуждения  $E^*(l)$  (12) и среднего квадрата углового момента  $\bar{l}^2$  для четырех групп ядер:  $^{260,256}_{104}$ ,  $^{204,206,207}\text{Po}$ ,  $^{186}\text{Pt}$  и  $^{186}\text{Os}$ , образованных в перечисленных выше реакциях. Из рисунка видно, что  $\bar{E}_k$  практически не зависит от  $l$  и  $E^*$ . Совокупность всех результатов позволяет получить верхнюю оценку  $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 \leq 0,3$  кэВ/ $h^2$ . Поскольку  $(d\bar{E}_k/d\bar{l}^2)_{\text{экс}} \ll d\bar{E}_{\text{рот}}/d\bar{l}^2$ , можно утверждать, что большая часть энергии вращения переходит не в кинетическую энергию осколков, а в иные степени свободы.

Отсутствие влияния  $l$  на  $\bar{E}_k$  можно объяснить на основе результатов измерения средней множественности  $\gamma$ -квантов  $\bar{M}_\gamma$  из осколков в реакциях с легкими заряженными частицами ( $p$  и  $\alpha$ ) [140,143] и тяжелыми ионами [134,138,141,142,144—147], которые показали, что  $\bar{M}_\gamma$  растет с увеличением  $E^*$  и  $l$ . В [67] показано, что изменение с  $l$   $\bar{M}_\gamma$  и энергии, уносимой  $\gamma$ -квантами из осколков  $\bar{E}_\gamma$ , практически в точности соответствует изменению  $\bar{E}_{\text{rot}}$  для легких ядер в седловой, а для тяжелых ядер — в точке разрыва. Таким образом, энергия вращения делящегося ядра, по-видимому, в большей степени релаксирует в угловой момент (спин) осколков и высвобождается на поздних стадиях путем эмиссии  $\gamma$ -квантов из них.

Перейдем теперь ко вторым моментам МЭР осколков —  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ . При анализе экспериментальных данных о дисперсиях удобно рассматривать температурную зависимость этих величин, вытекающую из достаточно общих результатов статистической механики [148]. Из нее, в частности, следует, что если  $V(\alpha, S)$  — зависимость потенциальной энергии деформации от переменной  $S$ , то ее распределение относительно среднего значения  $\bar{S}$  в соответствии с деформацией  $\alpha_0$  можно представить как

$$P_{\alpha_0}(S) \approx \exp \left[ -\frac{(S - \bar{S})^2}{2\sigma_{S, \alpha_0}^2} \right], \quad \sigma_{S, \alpha_0}^2 = \frac{\theta_{\alpha_0}}{K_{S, \alpha_0}}, \quad K_{S, \alpha_0} = \left( \frac{d^2 V}{dS^2} \right) \Big|_{\substack{S = \bar{S} \\ \alpha = \alpha_0}}, \quad (25)$$

где  $\theta_{\alpha_0}$  — температура,  $K_{S, \alpha_0}$  — жесткость по отношению к вариациям  $S$  (обе в точке  $\alpha = \alpha_0$ ). Более общее выражение для температурной зависимости величины дисперсии  $\sigma_S^2$  можно получить, если учесть энергию нулевых колебаний. Опуская индекс  $\alpha_0$ , получаем

$$\sigma_S^2 = \frac{h\omega_S}{2K_S} \operatorname{cth} \frac{h\omega_S}{2\theta} = \begin{cases} \theta/K_S & \text{для } \theta \gg h\omega_S \\ h\omega_S/2K_S & \text{для } \theta < h\omega_S, \end{cases} \quad (26)$$

где  $\omega_S = (K_S/\mu_S)^{1/2}$  — частота колебаний,  $\mu_S$  — приведенная масса для колебаний моды  $S$ .

Эксперимент согласуется с этим предсказанием, а именно:

а) МР и ЭР следуют гауссовскому закону (25);

б) как вытекает из исследований деления доактинидных ядер при низких температурах, выполненных с помощью легких заряженных частиц [2], зависимости  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  от  $\theta_{sp}$  следуют (26), причем  $\sigma_E^2(\theta_{sp})$  скорее соответствует случаю  $\theta_{sp} < h\omega_E$ , а  $\sigma_M^2(\theta_{sp})$  — линейному приближению  $\theta_{sp} \gg h\omega_M$ , ввиду того, что  $h\omega_E/h\omega_M \sim 5 \div 10$ ,  $h\omega_M \sim 0,5$  МэВ [2].

С последним результатом также находятся в согласии анализируемые данные работ [67,107]:  $\sigma_M^2$  следует линейной зависимости от  $\theta_{sp}^0$ , тогда как зависимость  $\sigma_E^2(\theta_{sp}^0)$  имеет вогнутость в соответствии с (26) и неплохо аппроксимируется квадратичной параболой. На этих фактах основывались в [67] при анализе результатов измерений: на рис.14 в зависимости от начальной температуры  $\theta_{sp}^0$  приведены величины  $\bar{l}^2$ ,  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E$ . Экспериментальные значения двух последних характеристик — массовой дисперсии и квадратного корня из дисперсии энергии — удовлетворительно описываются прямыми линиями.

Между температурными зависимостями указанных характеристик для разных бомбардирующих ионов (рис.14) имеется отчетливая корреляция: все они имеют форму веера с точкой пересечения при  $\theta_{sp}^0 \sim 1,2 - 1,4$  МэВ, когда приблизительно сравниваются угловые моменты для всех реакций. В эти семейства кривых для ядер Po разумно вписываются экспериментальные данные, полученные в реакции  $^{204}\text{Pb}(^3\text{He}, f)$  [69]. Передаваемые в ней угловые моменты намного меньше, чем в реакциях с тяжелыми ионами, поэтому положение открытых квадратиков на рис.14 близко к границе семейств при  $\bar{l}^2 \sim 0$ . Рисунок 14 соответствует случаю 1 из предыдущего раздела (см. с.408), т.е. построен в предположении, что нейтроны не излучаются до седла, и носит, скорее, иллюстративный характер, так как в реальном случае предельные нейтроны уносят значительную часть энергии возбуждения.

Теперь рассмотрим отдельно деление ядер  $^{205,206}\text{At}$  [108] в реакциях:  $^{20}\text{Ne} + ^{\text{nat}}\text{Re}$  с энергиями ионов Ne 124 и 204 МэВ и  $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$  при энергиях ионов Ar от 180 до 390 МэВ. Во второй реакции с ионами  $^{40}\text{Ar}$  для анализа в [70] были взяты нижайшие шесть энергий в диапазоне  $E_{\text{Ar}} = 180 \div 280$  МэВ. Такой выбор обусловлен тем обстоятельством, что с увеличением энергии ионов Ar после кругого, приблизительно линейного роста полной ширины на половине высоты FWHM МР, начиная с  $E_{\text{Ar}} = 300$  МэВ наступает практически полное выполаживание зависимости

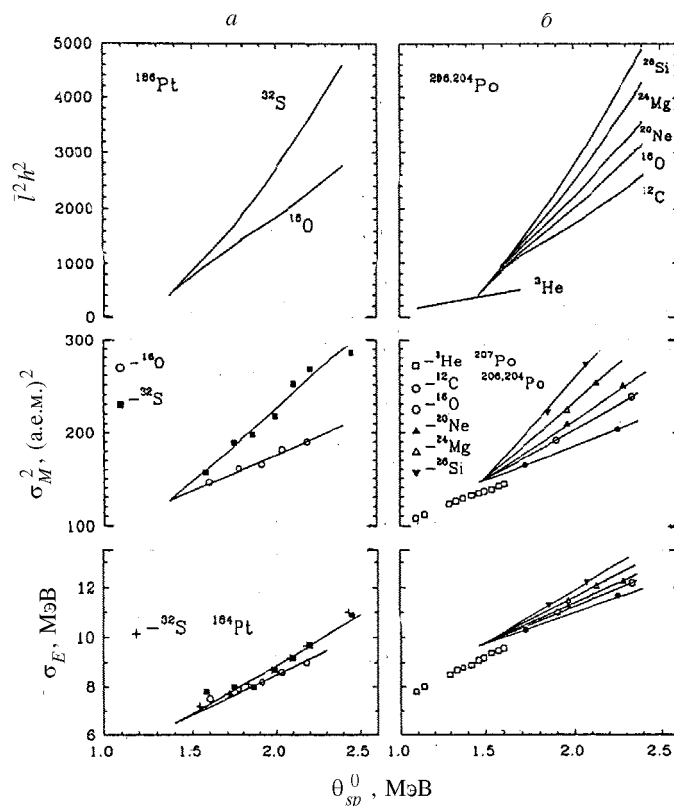


Рис.14,а,б

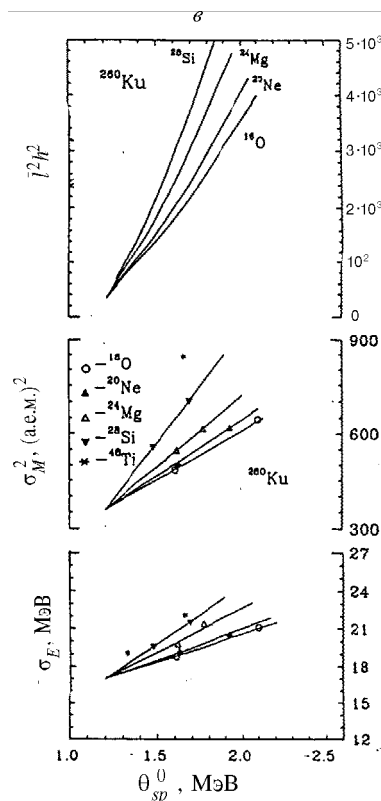
FWHM от  $E^*$ . В [108] и далее в теоретических работах [125] этот резкий рост и последующее выполаживание ширины МР объяснялось с помощью нового механизма «быстрого деления», который начинает «работать», когда с увеличением энергии ионов критический угловой момент  $l_c$  становится больше значения  $l_{E_f=0}$ , при котором барьер деления исчезает. В этом случае, по мнению авторов [125], не происходит образования классического составного ядра — система сразу идет в канал деления. Однако в последние годы после теоретических [149] и экспериментальных исследований [37,43,136] показано, что даже при  $E_f=0$  деление — медленный процесс, роль барьера в этом случае эффективно выполняет вязкость [149], и термин «быстрое деление» не совсем корректен [136]. Опираясь на этот вывод, в

Рис.14. Зависимость  $\sigma_M^2$ ,  $\sigma_E$  и  $l^2$  от  $\theta_{sp}^0$  (13) для ядер  $^{184,186}\text{Pt}$ ,  $^{204,206,207}\text{Po}$  и  $^{260}\text{104}$ , образованных в реакциях с различными ионами

[70] рост ширины (дисперсии) МР At связывался с обычным влиянием  $l$ , так как видно на рис.14 при образовании близких к  $^{205,206}\text{At}$  ядер  $^{204,206}\text{Po}$  все результаты, включая и ионы  $^{40}\text{Ar}$ , укладываются в единую картину, в которой резкий рост  $\sigma_M^2$  наблюдается и при значениях  $l$  значительно меньших, чем  $l_{E_f=0}$ . К тому же выполаживание ширины МР при высоких возбуждениях можно, по видимому, качественно объяснить тем обстоятельством, что температура ядра в процессе деления резко снижается за счет испускания большого числа предделительных частиц, и этот процесс как раз начинает сильно сказываться при  $E^* \geq 180 \div 200$  МэВ, и как бы велико не было начальное возбуждение, ядро в точке разрыва имеет возбуждение не более 50—70 МэВ [37,150]. Хотя и не исключено, что постоянство ширины МР как раз и говорит о включении механизма квазиделения, как в [89].

На рис.15 в качестве примера приведены зависимости  $\sigma_M^2$ , но уже от эффективных температур в седле и в точке разрыва для ядер  $^{205,206}\text{At}$  и того же, что и на рис.14,  $^{260}\text{104}$ . Хорошо видно, как сужается диапазон температур от количества нейтронов  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  или  $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ , используемых для анализа. При этом, естественно, меняется и ход температурной зависимости  $\sigma_M^2$ . Для тяжелого ядра энергетическая зависимость числа  $\bar{\nu}_{\text{pre}}$  такова, что происходит почти полное выравнивание температур, слабо зависящее от начальной  $E^*$ .

Анализ подобных характеристик, как на рис.14 и 15, в [67] показал, что в общем случае зависимости  $\sigma_E^2$ ,  $\sigma_M^2$  от  $\theta_{sp}^0$  и  $l^2$  нелинейны, и соотношение





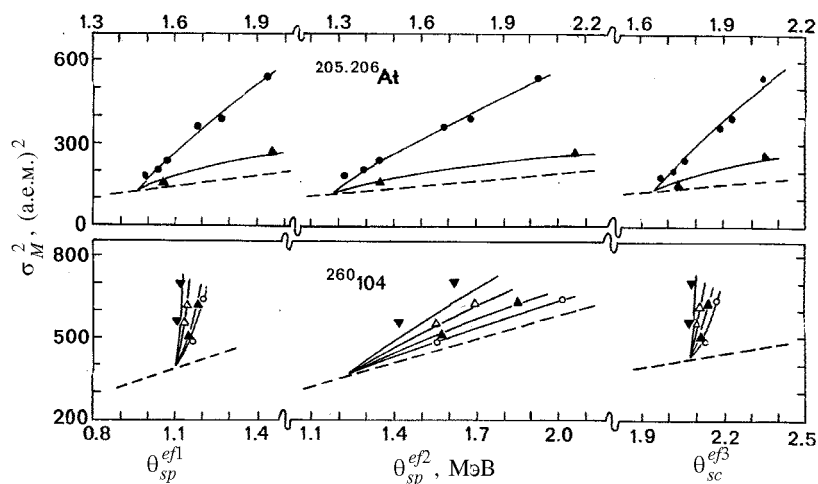


Рис.15. Зависимость  $\sigma_M^2$  для ядер  $^{205.206}\text{At}$  и  $^{260.104}$  от эффективной температуры в седловой точке  $\theta_{sp}^{ef1}$ ,  $\theta_{sp}^{ef2}$  и в точке разрыва  $\theta_{sc}^{ef3}$ . Сплошные линии — эмпирическое описание [70] согласно (27) (см. текст), штриховые — зависимость  $\sigma_N^2$  от  $\theta_i^j$  при  $l=0$

(24) — разложение  $X(\theta_{sp}, \bar{l}^2)$  в ряд Тейлора, в котором оставлены только линейные члены, — дополняется квадратичными и перекрестным членами

$$\begin{aligned}
 X(\theta_{sp}, \bar{l}^2) = & X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta_{sp}} \theta_{sp} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial \theta_{sp}^2} \theta_{sp}^2 + \frac{\partial X}{\partial \bar{l}^2} + \\
 & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial (\bar{l}^2)^2} (\bar{l}^2)^2 + \frac{\partial^2 X}{\partial \theta_{sp} \partial \bar{l}^2} \theta_{sp} \bar{l}^2. \quad (27)
 \end{aligned}$$

Напомним, что  $X$  — это или  $\sigma_M^2$ , или  $\sigma_E^2$ . В [67] было показано, что квадратичными членами в (27) можно пренебречь без заметного ухудшения описания, оставив только линейные и перекрестные слагаемые, и, кроме того, положили, что  $(\sigma_M^2)_0 = \sigma_M^2(0,0) = 0$ . Для нашего случая это всегда означает предположение о формировании МЭР осколков в точке с  $\theta_i^j = 0$ , т.е. на барьере или в точке разрыва ( $i = sp$  или  $sc$ , а  $j = ef1$ ,  $ef2$  или  $ef3$ ). На рис.15

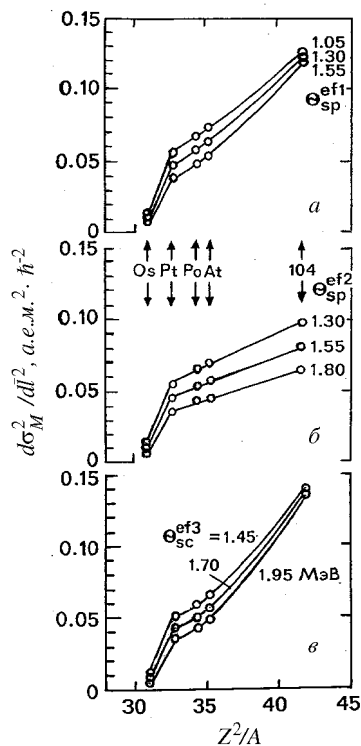
Рис.16. Зависимость коэффициента чувствительности  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  от  $Z^2/A$  при указанных значениях температуры: а)  $\theta_{sp}^{ef1}$ , б)  $\theta_{sp}^{ef2}$ , в)  $\theta_{sc}^{ef3}$  для ядер  $^{186}\text{Os}$  –  $^{260}\text{104}$  (точки). Сплошные линии — аналитическое описание этих зависимостей [70]

сплошными линиями показано описание по методу наименьших квадратов экспериментальной информации о  $\sigma_M^2(\theta_i^j, \bar{l}^2)$  согласно выражению (27) без квадратичных членов и с условием  $(\sigma_M^2)_0 = 0$ . Во всех шести случаях достигнуто удовлетворительное описание эксперимента, кроме реакции  $^{28}\text{Si} + ^{232}\text{Th}$ , для которой, по-видимому, уже имеет место квазиделительный процесс, аналогичный изученному в [89,96] для реакции  $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$ , где наблюдались для разных диапазонов масс осколков в угловых распределениях асимметрия их разлета вперед-назад и уширение МР.

Штриховыми линиями на рис.15 показаны зависимости  $\sigma_M^2(\theta_i^j)$  при  $l=0$ . Для ядра  $^{260}\text{104}$ , если рассматривать случаи с  $\theta_{sp}^{ef1}$  и  $\theta_{sc}^{ef3}$ , следует признать, что практически все возрастание  $\sigma_M^2$  происходит за счет увеличения  $l$ , т.к. температура в этих случаях изменяется слабо. Присутствие в выражении (27) перекрестного члена приводит к тому, что значение полной производной  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ , которую можно назвать коэффициентом чувствительности  $\sigma_M^2$  к  $l^2$ , начинает зависеть от  $\theta_i^j$  — при меньшей температуре она больше.

Точно так же, как показано на рис.15, в работе [70] были проанализированы данные для  $^{186}\text{Os}$  [62,22],  $^{186}\text{Pt}$  [107,67] и  $^{204,206,207}\text{Po}$  [67], для двух последних ядер они были показаны на рис.14.

Вся информация о полной производной  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  представлена на рис.16 в зависимости от  $Z^2/A$  при некоторых указанных значениях температур  $\theta_i^j$ : на рис.16,а — от  $\theta_{sp}^{ef1}$ , на рис.16,б —  $\theta_{sp}^{ef2}$ , на рис.16,в —  $\theta_{sc}^{ef3}$ .



Особо отметим, что данные для  $^{205,206}\text{At}$  хорошо укладываются в единую с другими ядрами зависимость от нуклонного состава, так что механизм «быстрого деления» в данном случае не понадобился для объяснения роста  $\sigma_M^2$  от  $l$  даже при  $l_c > l_{E_f=0}$ .

Из результатов, приведенных на рис.16, становится понятно, что  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  по-разному зависят от  $Z^2/A$  при различных определениях температуры  $\theta_i^j$ .

Сплошными линиями на рис.16 показано эмпирическое описание [70]. Резкий рост  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  для тяжелых ядер на рис.16,а и рис.16,в обусловлен, в основном, влиянием  $l$ , а не  $\theta_i^j$ . Для случая, когда температура в седловой точке — функция числа нейтронов  $v_{\text{pre}}^{ss}$ , рост этого коэффициента при увеличении  $Z^2/A$  гораздо умереннее.

Почти все вышесказанное относилось к распределениям масс осколков. Для дисперсий ЭР  $\sigma_E^2$  реализуется практически та же ситуация, что и для МР, поэтому сейчас мы на ней останавливаться не будем, а несколько позже приведем конечные результаты.

Итак, мы видим, что для ядер с  $Z^2/A \geq 31$  увеличение  $l$  всегда приводит к возрастанию  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ , и чем тяжелее и менее возбуждено ядро, тем сильнее влияние  $l$ . Для достаточно легкого ядра  $^{186}\text{Os}$  коэффициент  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  близок к нулю.

В итоге из сказанного следует, что чем длиннее спуск с вершины барьера и все более решающую роль начинают играть динамические эффекты, тем сильнее угловой момент, внесенный налетающим ионом, воздействует на делящееся ядро.

**2.2.2. Ядра с  $Z^2/A = 20 - 30$ .** Для легких ядер экспериментальная информация об  $l$ -зависимости МЭР осколков гораздо беднее, чем только что рассмотренная нами. В основном она представлена в работах [22,35,111,115,127]. Как показали эти исследования, при использовании таких ионов, как Mg, Al, Si и т.д., в отличие от деления тяжелых ядер, кроме углового момента, возникает проблема сепарации событий «истинного» (классического) деления от событий глубоконеупругих передач и квазиделения [151], резко изменяющих форму МР в зависимости от энергии иона и, кроме всего прочего, от угла вылета осколочноподобных продуктов реакций [22,111—113,126,127,152]. Для более легких ионов при энергиях меньше 10 МэВ/нуклон подобных проблем практически не возникает [19,22—25,109—111,113,128,153—156]. Сказанное иллюстрирует рис.17

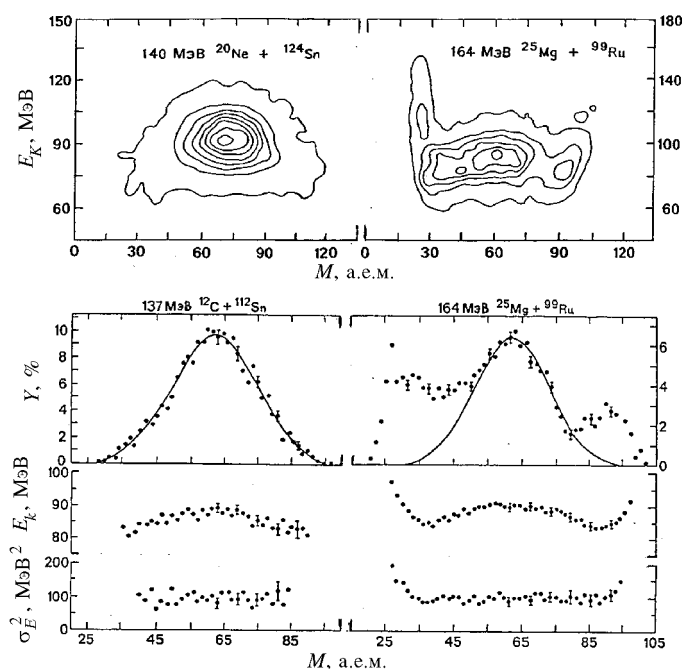


Рис.17. Вверху — двумерные матрицы  $N(M, E_k)$  для указанных реакций; внизу — выходы масс  $Y$ ,  $E_k$  и  $\sigma_E^2$  в зависимости от массы осколков  $M$  для указанных реакций

[22]. В верхней его части показаны двумерные матрицы  $N(M, E_k)$  для двух из изученных реакций  $^{20}\text{Ne}$  (140 МэВ) +  $^{124}\text{Sn}$  и  $^{25}\text{Mg}$  (164 МэВ +  $^{99}\text{Ru}$ ). Результаты для реакции с  $^{20}\text{Ne}$  представляют собой стандартное распределение, близкое к треугольному, что для МР выражается в его гауссовской форме, в то время как для реакции с  $^{25}\text{Mg}$  картина значительно сложнее — для масс вблизи  $A/2$  отчетливо выделяется область симметричного пика, по краям распределений видны, во-первых, события от упругого-квазиупругого пика и, во-вторых, область масс и энергий, где определенно проявляется вклад от реакций глубоконеупругих передач. В нижней части рис.17 приведены МЭР осколков деления  $^{124}\text{Ba}$ , образованного в реакциях с помощью  $^{12}\text{C}$  и  $^{25}\text{Mg}$ . Данные для реакции с  $^{12}\text{C}$  схожи с  $^{20}\text{Ne}$ , а вот реакция с  $^{25}\text{Mg}$  заслуживает отдельного обсуждения. Распределение масс имеет сложную структуру, на-

поминающую распределение для  $^{111}\text{In}$  из [151] в реакции  $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$  и показанное далее на рис.20. В [151] эта структура была разграничена на три области и обоснованно интерпретирована. Симметричный пик вблизи  $M = A/2$  является «истинным» делением через составное ядро, и в [22] его описали гауссианом. Края распределения вблизи  $M = A_i$  и  $A_t$  представляют собой результат реакций квазиупругих и глубоконеупругих передач и на рис.20 для  $^{111}\text{In}$  показаны штриховыми линиями, что и выражается в увеличении  $E_k$  и  $\sigma_E^2$  для этих масс. Промежуточные «плечи» между этими двумя диапазонами масс интерпретируются в [151] как результат распада долгоживущей ядерной системы, не проходящей через стадию составного ядра, т.е. квазиделительный процесс (светлые точки на рис.20). В настоящей работе нас интересует только «истинное» деление и по мнению авторов [22] его достаточно хорошо можно отделить от других процессов.

Агарвалом с соавторами [111] были изучены реакции  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  и  $^{52}\text{Cr} + ^{56}\text{Fe}$ , приводящие к составной системе  $^{108}\text{Sn}$ . Для первой реакции наблюдалось широкое гауссоподобное, практически не зависящее от угла распределение зарядов (масс) продуктов реакции вблизи  $Z_{CN}/2 \pm 10$ , которые можно идентифицировать как «истинное» деление. В то же время для второй реакции наблюдались зависящие от угла узкие распределения зарядов. Их авторы [111] определили даже для угла  $\theta_{CM} \sim 90^\circ$  как продукты распада долгоживущей, но не достигшей полного статистического равновесия системы, т.е., пользуясь современной терминологией, как квазиделительный процесс. По этой причине бессмысленно сравнивать характеристики МР осколков или осколочноподобных продуктов обсуждаемых реакций, так как они характеризуют разные процессы.

Подобная ситуация наблюдалась и в работе Бокаччо с соавторами [127] для большего числа изученных реакций, а также в работе группы Ногамэ [113], где были исследованы реакции  $^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$  и  $^{37}\text{Cl} + ^{68}\text{Zn}$ , приводящие к образованию ядра  $^{105}\text{Ag}$ . Данные о характеристиках МР второй реакции, в связи с вышесказанным, в [22] в учет не принимались. Что касается ЭР, то согласно [113]  $\bar{E}_k$  и  $\sigma_E^2$  не зависят ни от  $l$ , ни, в отличие от МР, от угла регистрации  $\theta_{CM}$ .

Несомненный интерес представляет работа [115], где изучалось деление ядра  $^{110}\text{Sn}$  в реакции  $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ . Хотя она (реакция) близка к изученной в [111] ( $^{52}\text{Cr} + ^{56}\text{Fe}$ ), авторы [115], измерив распределения зарядов легких осколков при  $\theta_{CM} \sim 90^\circ$ , вид которого оказался близок к гауссовскому, а также множественность  $\gamma$ -квантов  $\bar{M}_\gamma$  из осколков в зависимости от зарядо-

вой (массовой) асимметрии, утверждают, что в этом случае образуется классическое составное ядро, и зарядовое распределение достаточно хорошо описывается статистической моделью, за основу которой взята МЖК с учетом вращения. При сравнении распределений зарядов осколков  $^{110}\text{Sn}$ , полученного при большом угловом моменте ( $l_c = 70h$ ), и близкого ядра  $^{102}\text{Rh}$  из реакции  $^{93}\text{Nd} + ^9\text{Be}$  [19] при малом моменте ( $l_c = 34h$ ), авторы [115] делают вывод, что в эксперименте действительно наблюдалось сужение МР с увеличением  $l$ , как это и предсказывают теоретические расчеты для этих ядер (см. п.2.1.).

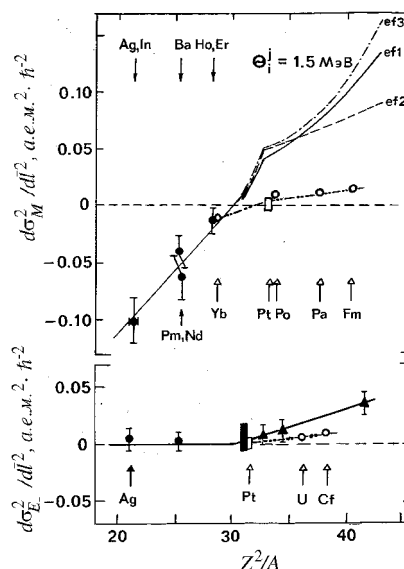
В таблице приведена экспериментальная информация, которая в [22] была выбрана для установления количественной зависимости характеристик МЭР от  $l$ . К сожалению, кроме изученного нами в работе [22] в двух реакциях ядра  $^{124}\text{Ba}$ , не удается подобрать подобные данные для других ядер, удовлетворяющие ранее описанным требованиям. По этой причине в таблице приведены пары или тройки близких по  $Z^2/A$  ядер, при одинаковых или близких температурах  $\theta_{sp}^{ef1}$  и полученных в различных комбинациях ион-мишень с разными критическими угловыми моментами  $l_c$ . Следует сразу отметить, что в рассматриваемой области ядер вероятность деления очень сильно зависит от  $l$  — резко возрастает при увеличении  $l$ , поэтому обычно предполагают, что в среднем в делении реализуются моменты, близкие  $l_c$  для слияния, и в [22], вслед за работами [113,115], приняли, что  $l_c = l$  для деления.

Сопоставляя в таблице ядра по группам при одинаковых или близких температурах  $\theta_{sp}^{ef1}$ , сразу можно увидеть, что при большем  $l_c$  дисперсия  $\sigma_M^2$  меньше, особенно хорошо это заметно для самых легких из анализируемых ядер  $^{111}\text{In}$  [151] и  $^{105}\text{Ag}$  [113] (реакции  $^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$ ), где  $\sigma_M^2$  отличается вдвое, а для реакции  $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$  [154] МР вообще плоское в широкой области вокруг  $A_{CN}/2$  даже при  $l_c \sim 50h$  (см.далее рис.20). Это означает, что зависимость  $\sigma_M^2$  от  $l$  достаточно сильная, причем коэффициент чувствительности  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 < 0$ , а в целом характер МР осколков  $^{105}\text{Ag}$  соответствует области ядер ниже по  $Z^2/A$  точки БГ при  $l=0$ . Из сопоставления данных в таблице обнаруживается, что величина коэффициента  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  неодинакова для разных областей  $Z^2/A$ . В [22] был проведен количественный анализ этой экспериментальной информации относительно зависимостей  $\sigma_M^2$  и

Таблица

Реакция	$A_{CN}$	Данные	$Z^2/A$ $x$	$E_i$ МэВ	$l_c$ $h$	$E^*$ $E^*(l)$ МэВ	$\theta_{sp}^0$ (A-0,093) МэВ	$\bar{\nu}_{pre}$	$\theta_{sp}^{eff}$ (A-0,093) МэВ	$\bar{E}_k$ МэВ	$\sigma^2$ МэВ <sup>2</sup>	$\sigma_M^2$ эксл. $\sigma_M^2$ попр. $\sigma_M^2$ (а.е.м.) <sup>2</sup>	$d\sigma_M^2/dl^2$ $h^{-2}$ (а.е.м.) <sup>2</sup>	$d^2\nu/d\eta^2$ (A-0,093) МэВ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$	$^{111}\text{In}$	[22,151]	21,63 0,436	490	69	107,9 57,9	2,11 2,23	1,5	1,53 1,70			169 ± 16 634	-0,100 ± 0,020	1,8 ± 1,8 2,1
$^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$	$^{105}\text{Ag}$	[22,113]	21,04 0,422	140	58	113,3 69,5	2,30 2,45	1,4	1,69 1,90	73 ± 4	99 ± 18	324 ± 34 667		1,7 ± 1,6 1,9
$^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$	$^{105}\text{Ag}$	[22,154]	21,04 0,422	1060	52	121,0 85,2	2,53 2,68	1,5	2,04 2,20	69 ± 3		плоское		
$^{25}\text{Mg} + ^{99}\text{Ru}$	$^{124}\text{Ba}$	[22]	25,29 0,505	164	67	109,1 64,3	2,23 2,30	1,3	1,81 1,88	89 ± 2	92 ± 6	115 ± 11 310	-0,038 ± 0,012	5,6 ± 0,8 5,8
$^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$	$^{124}\text{Ba}$	[22]	25,29 0,505	137	56	114,7 83,8	2,40 2,49	1,5	1,91 2,0	87 ± 3	90 ± 8	167 ± 14 299		6,0 ± 0,8 6,4
$^{20}\text{Ne} + ^{124}\text{Sn}$	$^{144}\text{Nd}$	[22]	25,00 0,517	140	63	109,0 74,9	2,06 2,15	2,7	1,21 1,36	91 ± 2	79 ± 5	158 ± 9 325		4,8 ± 0,8 5,6
$^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$	$^{138}\text{Nd}$	[22]	26,09	124	56	89,3 61,0	1,82 1,92	1,8	1,20 1,34	92 ± 6	80 ± 6	133 ± 8 227	-0,061 ± 0,020	6,3 ± 0,9 7,0
$^{139}\text{La} + ^9\text{Be}$	$^{148}\text{Pm}$	[19,22]	25,14 0,523	1157	37	71,3 60,0	1,43 1,57	1,7	0,78 1,03			261 ± 26 318		3,4 ± 1,4 4,3
$^{132}\text{Xe} + ^{30}\text{Si}$	$^{162}\text{Er}$	[22,152]	28,54 0,588	713	67	84,6 54,8	1,74 1,78	2,3	1,05 1,13			113 ± 17 147		11,5 ± 1,4 12,6
$^{35}\text{Cl} + ^{124}\text{Sn}$	$^{159}\text{Ho}$	[22,165]	28,23 0,580	165	58	78,8 55,6	1,66 1,74	2,0	1,05 1,15	104 ± 6		140 ± 15 165	-0,011 ± 0,010	10,1 ± 1,5 11,5
$^3\text{He} + ^{162}\text{Dy}$	$^{165}\text{Er}$	[22,26]	28,12 0,584	65	22	75,1 71,6	1,64 1,71	2,2	1,00 1,10	113 ± 2	81 ± 3	171 ± 7 176		9,7 10,6

Рис.18. Вверху — зависимости  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  от  $Z^2/A$  при  $\theta_i^j = 1,5$  МэВ, рассчитанные для  $Z^2/A > 31$  в [70]. Точки для  $Z^2/A \leq 31$  — данные работы [70], сплошная линия для  $Z^2/A \leq 31$  соответствует выражению (28) и  $\theta_{sp}^{ef1}$ , штриховая линия —  $\theta_{sp}^{ef2}$ , штрихпунктирная линия —  $\theta_{sc}^{ef3}$ . Внизу — зависимость  $d\sigma_E^2/d\bar{l}^2$  от  $Z^2/A$  для  $\theta_{sp}^{ef1} \cong 1,5$  МэВ [22,67]. Светлые значки — теоретический расчет [3,117]



$\sigma_E^2$  от  $l$ , согласно линейному приближению (24), так как для ее рассмотрения по более полной и точной формуле (27) явно не хватает данных, причем предполагалось, как и в [70], что в (24)  $X(0,0) = 0$ . Результаты анализа в виде коэффициента чувствительности  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  представлены на рис.18 (вверху) во всей изученной области  $Z^2/A$ : для тяжелых ядер — при  $\theta_i^j = 1,5$  МэВ, для ядер в диапазоне  $Z^2/A = 20 \div 30$  — для всех указанных в таблице температур  $\theta_{sp}^{ef1}$  при среднем ее значении 1,5—1,6 МэВ. Для легких ядер экспериментальные точки удовлетворительно описываются прямой согласно выражению

$$d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0,0111Z^2/A - 0,334 \quad \text{для} \quad Z^2/A = 20 - 31. \quad (28)$$

По всей шкале  $Z^2/A$  зависимость от  $\theta_{sp}^{ef1}$  показана сплошной линией. Начиная с  $Z^2/A = 31$ , штриховой и штрихпунктирной линиями приведены значения  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  для  $\theta_{sp}^{ef2}$  и  $\theta_{sp}^{ef3}$  соответственно.

Из данных на рис.18 складывается любопытная картина: для ядер с  $Z^2/A > 30$   $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 > 0$ , для более легких ядер этот коэффициент меньше нуля, чем легче ядро (в исследуемом диапазоне), тем он более отрицателен. Светлые значки — теоретические расчеты Адеева с соавторами [3,117] (см. рис.10). Недооценивая масштаб эффекта, авторы расчетов [3,117] предска-



зывают переход  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  через нуль приблизительно при тех же значениях  $Z^2/A$ . В этой связи уместно вспомнить, что как раз для ядер с  $Z^2/A > 30 - 32$  появляется спуск с вершины барьера, и МЭР осколков становится невозможно описать с помощью традиционной статистической модели без учета динамических свойств ядерного вещества [2—5,21,70]. Расчеты [3,117] и были проделаны с учетом этих факторов в рамках диффузионной модели, и, как видно на рис.18, они качественно передают ход экспериментальной сплошной кривой в зависимости от  $Z^2/A$ . Для ядер  $Z^2/A < 30 - 32$  спуска с седла практически нет, динамика и вязкость становятся не существенными и стандартные статистические расчеты, в основе которых лежит МЖК, начинают достаточно хорошо «работать».

Остановимся на физической сущности этого процесса, но с учетом изменений, которые вносят в него вращательные степени свободы. Как известно из классической модели вращающейся жидкой капли [36], угловой момент и связанная с ним энергия вращения действуют на ядро подобно (но не тождественно) кулоновским силам отталкивания, стремящимся разорвать ядро. Это приводит к тому, что основное равновесное состояние становится деформированным, седловая точка, в общем случае, смещается в область меньших деформаций, приближаясь по этой координате к основному состоянию, барьер деления уменьшается, однако свойства вращающегося ядра проявляют себя не одинаковым образом для разных диапазонов ядер (разных  $x$ ). Для легких ядер (малых значений  $x$ ) вблизи точки БГ седловая точка при увеличении  $l$  практически не смещается в сторону меньшей деформации и ядро остается системой с тонкой, почти неизменной шейкой. В противоположность этому равновесное состояние становится сильно деформированным, приближаясь к конфигурации седловой точки. В данном случае, как показывают многочисленные расчеты потенциальной энергии (см. п.1.1), жесткость делящейся системы по отношению к масс-асимметричной деформации в седловой точке  $d^2V/d\eta^2$  возрастает с увеличением  $l$ , и соответствующее ей МР, естественно, сужается.

Для тяжелых ядер с  $x > 0,7$  картина меняется на обратную: при увеличении  $l$  теперь уже конфигурация в седловой точке приближается к равновесной, которая сама меняется слабо, шейка при больших  $l$  исчезает вообще и, как демонстрируют статические расчеты потенциальной энергии деформации Фабера [121] для  $^{205}\text{At}$  и Адеева с коллегами [3,117] для ядер от  $^{210}\text{Po}$  до  $^{248}\text{Fm}$ , жесткость в седле  $d^2V/d\eta^2$  или вблизи него не возрастает, как для легких ядер, а падает с увеличением  $l$ . Если делящееся тяжелое ядро «помнит» о своей предыстории при спуске ядра к разрыву, как это

имеет место в диффузионной модели [3,117], то  $\sigma_M^2$  будет расти при увеличении  $l$ , что и зафиксировано в эксперименте.

Для промежуточной области ядер между двумя рассмотренными случаями, где почти нет стадии спуска,  $\sigma_M^2$  определяется седловыми значениями жесткости [117]. При возрастании  $l$  приблизительно в равной степени происходит смещение равновесной и седловой деформации навстречу друг другу, и, как следует опять же из [3,117],  $d^2V/d\eta^2$  практически не зависит от  $l$  и, соответственно,  $d\sigma_M^2/dl^2 \sim 0$ .

В нижней части рис.18 показана зависимость  $d\sigma_E^2/d\bar{l}^2$  от  $Z^2/A$ . Для легких ядер данных немного, но хорошо видно, что в пределах ошибок нет зависимости  $\sigma_E^2$  от  $l$ . Для более тяжелых ядер данные при  $\theta_{sp}^{ef1} = 1,5$  МэВ ведут себя приблизительно так же, как и дисперсии масс, — растут с увеличением  $Z^2/A$ .

Таким образом, экспериментальная  $l$ -зависимость характеристик МЭР осколков в широкой области ядер с  $A \sim 100 \div 260$  позволяет определить  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  при любых значениях  $l$  и  $\theta_i^j$ .

### 3. СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ И ТОЧКА БУСИНАРО — ГАЛЛОНЕ

При делении ядер с  $Z^2/A \leq 32$ , как уже отмечалось, отсутствует стадия спуска (для малых  $l$ ), и динамика «движения» ядра от седла к разрыву не играет существенной роли. В этом случае при теоретическом рассмотрении процесса деления на первый план выходят статические свойства поверхности потенциальной энергии деформации. Для высоковозбужденных ядер они описываются в рамках МЖК, где одним из основных параметров является жесткость (устойчивость) ядер по отношению к масс-асимметричным деформациям (вариациям формы)  $d^2V/d\eta^2$ , вопрос о которой на качественном уровне отчасти уже затрагивался в предыдущем разделе на примере  $^{205}\text{At}$ . Теперь более подробно остановимся на этой характеристике.

В классических работах [12] Струтинским в качестве масс-асимметричной деформации  $\eta$  была принята величина

$$\eta = 2(V_L - V_P)/(V_L + V_P), \quad (29)$$

где  $V_L$  и  $V_R$  — объемы частей асимметричной фигуры, описывающей делящееся ядро, расположенных слева и справа от середины шейки. Параметр деформации  $\eta$  наиболее естественным образом характеризует асимметричную конфигурацию ядра, и его можно связать с асимметрией масс будущих осколков, если предположить, что разрыв происходит в «самом тонком месте», т.е. посредине шейки. Тогда

$$\eta = (4/A)(M - A/2). \quad (30)$$

При статистическом подходе [12] вероятность данной моды деления или отношения масс осколков  $M/(A - M)$  описывается как

$$Y(M) \sim \exp \{2(a[E^* - V(M)]^{1/2})\}, \quad (31)$$

где  $a$  — параметр плотности уровней,  $V(M)$  — потенциальная энергия системы, которую можно представить в виде:

$$V(\eta) = V(0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V}{d\eta^2} \right|_{\eta=0} \eta^2 + \dots \quad (32)$$

Ограничиваясь в (32) этими двумя членами, считая второй член малым в сравнении с потенциальной энергией  $V(0)$  и используя (31), получим для  $Y(M)$  наблюдаемое в эксперименте гауссовское распределение с дисперсией

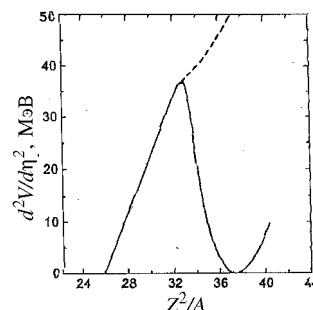
$$\sigma_M^2 = \frac{A^2}{16} \left[ \left. \left( \frac{d^2V}{d\eta^2} \right) \right|_{\eta=0} \right]^{-1} \theta, \quad (33)$$

где  $\theta$  — температура ядра.

Таким образом, форма распределения  $Y(M)$  определяется зависимостью потенциальной энергии  $V(\eta)$  от масс-асимметричной деформации. В простейшем, но близком к реальному случаю — это потенциал гармонического осциллятора, жесткость которого к асимметричным колебаниям формы ядра  $d^2V/d\eta^2$  определяет дисперсию  $\sigma_M^2$ . И наоборот, из экспериментальных данных о  $\sigma_M^2$  легко найти этот важнейший статический параметр МЖК

$$d^2V/d\eta^2 = A^2\theta/16\sigma_M^2. \quad (34)$$

Рис.19. Зависимость жесткости ядер к масс-асимметричным деформациям  $d^2V/d\eta^2$  от параметра делимости  $Z^2/A$ . Сплошная кривая — для седловой точки, штриховая — для точки разрыва [12,3]



В принципе в любой модификации МЖК  $d^2V/d\eta^2$  можно определить в каждой точке деформационной траектории ядра от основного состояния до разрыва, как это было про-

демонстрировано на примере  $^{205}\text{At}$  [121] во втором разделе. Однако, как известно, особые роли отводятся седловой точке [2,18,22,137,158], стадии спуска [3] и точке разрыва [6,132,159,160].

Наиболее простыми являются предположения статистической модели, которые исходят из допущения, что в рассматриваемом выделенном состоянии ядра, например, в седловой точке или точке разрыва, обеспечиваются условия статистического равновесия по всем степеням свободы ядра. В этом случае в выражениях (31)—(34) должны фигурировать величины, отвечающие выбранному состоянию ядра — седлу или разрыву  $V_i(M)$ ,  $\theta_i$ ,  $(d^2V/d\eta^2)_i$ , где  $i = sp$  или  $sc$ . С другой стороны, для экспериментального определения жесткости  $d^2V/d\eta^2$ , согласно (34), необходимо только знание реальной температуры  $\theta_i^{ef1}$  и измеряемой на опыте дисперсии  $\sigma_M^2$ . Сравнение экспериментальной жесткости с различными вариантами теоретических расчетов по МЖК покажет адекватность той или иной модели опыту. Однако практически все существующие расчеты сделаны для случая невращающегося ядра ( $l = 0$ ) и, следовательно, для корректного сравнения с ними необходимо использовать поправленные на влияния  $l$ , как описано в разделе два, величины дисперсий  $\sigma_M^2$ .

Теоретическое поведение  $d^2V/d\eta^2$  [3,12] в зависимости от  $Z^2/A$  для ядер в долине  $\beta$ -стабильности демонстрирует рис.19, где сплошной кривой показана жесткость, вычисленная для седловой точки, штриховой линией — для точки разрыва. На рис.19 отчетливо видно, что, начиная с  $Z^2/A \sim 32$ , жесткость для точки разрыва начинает резко отличаться от жесткости для седла, т.е. именно с этого момента появляется спуск с вершины барьера, и чем тяжелее ядро, тем протяженнее эта стадия, и тем сильнее влияние динамики и вязкости на процесс формирования МЭР осколков.

Следует отметить, что вид зависимости  $d^2V/d\eta^2$  от  $Z^2/A$ , отличаясь количественно положением критических точек по обеим осям, аналогичен приведенному на рис.19 для любой модификации МЖК [12—16].

Первой характерной особенностью поведения теоретической кривой  $d^2V/d\eta^2$  для седловой точки в зависимости от  $Z^2/A$  является наличие максимума, который находится в диапазоне  $Z^2/A = 30 \div 33$  и положение которого зависит от конкретной модификации МЖК. Подобный вид кривой жесткости с максимумом подтвержден экспериментально [2,21,26,69,70] и этот факт будет рассмотрен позднее. Второй особенностью, наиболее важной для нас в этом разделе, является наличие при малых  $x$  точки БГ, в которой жесткость ядра  $d^2V/d\eta^2 = 0$ , т.е. в ней ядро абсолютно неустойчиво к масс-асимметричным деформациям. Теоретическое значение точки БГ также модельно-зависимо и лежит в пределах  $Z^2/A \sim 19 \div 26$ . В этой точке при делении ядра на приблизительно равные части в окрестности  $A/2$  по теории должно наблюдаться плоское, не зависящее от массы распределение осколков, характеризующееся в пределе бесконечной дисперсией.

Неоднократно предпринимались попытки экспериментального определения точки БГ в реакциях с протонами высоких энергий (0,6 ÷ 1,0 ГэВ) [20,161—163]. Они показали, скорее качественно, чем количественно, что, действительно, происходит относительное уширение массового распределения осколков с уменьшением массового числа делящегося ядра. Но, к сожалению, количественная интерпретация этих данных не может быть надежной в связи с широким набором энергий возбуждения и делящихся ядер, возникающих после каскада вылетевших частиц, число которых может достигать нескольких десятков. Обзор подобных экспериментальных исследований дан в [20], и мы не будем останавливаться на них.

Другой класс экспериментов, в которых изучалось МЭР осколков деления легких ядер, связан с реакциями на тяжелых ионах [19,22,35,55,109—115,122,123,126—128,151—156,164—168]. Они также имеют свою специфику, обусловленную, в первую очередь, как было показано в предыдущем разделе, значительным угловым моментом  $l$ , вносимым в ядро налетающим ионом. Если использовать не слишком тяжелые ионы (или мишени, в реакциях с инверсной кинематикой), такие, как  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  с энергией до 10 МэВ/нуклон, можно в какой-то степени пренебречь влиянием  $l$ . Такие эксперименты были проведены группой Моретто (например, [19]), и их результаты суммированы в обзорах [114], а также в [167]. Они показали, что, как и предсказывает МЖК, с уменьшением массы делящихся ядер от 150 до 80 происходит переход от гауссовского распределения зарядов (масс) осколков к  $U$ -образному (см.рис.1).

Как уже упоминалось, при использовании ионов тяжелее Mg возникает проблема сепараций событий «истинного» деления от событий глубоко-неупругих передач и квазиделения [151].

Таким образом, непосредственно из вида МР и значений экспериментальных дисперсий легких ядер в реакциях с тяжелыми ионами невозможно получить количественную характеристику точки БГ и, соответственно, нет возможности оценить адекватность какого-либо варианта МЖК опыту. Этот вопрос до исследований, проведенных авторами обзора в работах [22,35], оставался открытым, хотя на качественном уровне в работе [168] было продемонстрировано лучшее соответствие опыту модели вращающейся жидкой капли Сирка [16], чем классической модели Коэна — Плэзила — Святецкого [36].

Напомним, что такая же ситуация имеет место и по отношению к другой, не исследуемой в настоящей работе характеристике — барьеру деления  $E_f$ . Приведем несколько характерных примеров.

В работе [23] исследовались сильно асимметричные моды деления ядра  $^{111}\text{In}$  в реакции  $^{\text{nat}}\text{Ag}(^3\text{He}, f)$ , при статистическом описании функций возбуждения которых были получены условные барьеры деления (барьер при заданной массовой (зарядовой) асимметрии) для исследованных  $Z$  осколков. Сирк в [169] показал, что эти данные хорошо описываются МЖК с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [15,16], барьеры деления в которых существенно ниже предсказаний [13] (для  $^{111}\text{In}$  на 10—11 МэВ). Казалось бы, это веский аргумент в пользу модели [15,16], однако в работе [170] были проанализированы те же данные по функциям возбуждения  $^{111}\text{In}$ , но с учетом ротационного усиления плотности уровней. Полученные барьеры с такой же хорошей точностью, как в [169], соответствовали предсказанию МЖК, но... согласно [13].

В недавней работе [171] в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$  так же, как и в [23], исследовались сильно асимметричные барьеры  $^{149}\text{Tb}$ . Экспериментально найденные значения барьеров легли между предсказаниями [13] и [15,16].

Стоит упомянуть и работу [167]. В ней, как и в [23], исследовались функции возбуждения для индивидуальных  $Z$  осколков делящегося еще более легкого ядра  $^{75}\text{Br}$  в инверсной реакции  $^{63}\text{Cu} + ^{12}\text{C}$ . Распределение зарядов (масс) осколков для всех изученных энергий возбуждения имеет  $U$ -образную форму, что находится в согласии с предсказаниями любого варианта МЖК для столь легкого ядра. Из анализа сечений  $\sigma_Z$  были извлечены условные барьеры для каждого  $Z$  осколка и они с хорошей точностью совпали с расчетами Сирка [16]. Напрашивается вывод, что результаты анализа подобных экспериментов достаточно неоднозначны и делать заключение об их соответствии той или иной модели, по-видимому, преждевременно, хотя

МЖК [15,16] более реалистична, чем [13], и сами теоретики уверены в ее физической адекватности нагретому реальному делящемуся ядру [172].

Теперь остановимся на экспериментальных работах [22,35,70], где наиболее подробно исследованы вопросы о точке БГ и соответствии опыту теоретических представлений МЖК о ядре. В этих работах, помимо экспериментального изучения МЭР осколков деления легких ядер в реакциях, в основном с ионами  $^{20}\text{Ne}$ , было проанализировано большое число результатов других работ [19,26,55,62,69,107,111—114,127,128,151,152,154,164—166,173]. Во многих перечисленных работах [19,111,114,128,151,154,164—166] измерялись не массовые, а зарядовые распределения осколков. Такие распределения были в [22,35,70] пересчитаны в распределения масс, исходя из условия пропорциональности заряда массе. Полученные МР описывались гауссианом по методу наименьших квадратов. Типичные распределения зарядов осколков или осколочноподобных продуктов реакций и пересчитанные из них распределения масс для некоторых ядер, а также описание их гауссианом, в качестве примера представлены на рис.20.

В работах [22,35,70] анализировались только те результаты, где, во-первых, для масс осколков  $M = A_{CN}/2$  ( $Z_{CN}/2$ ) наблюдался четкий пик симметричного деления, и, во-вторых, когда края этого симметричного распределения хорошо отделялись от пика глубоконеупругих передач и вклада квазиделительных реакций, как, например, в работе [151] для  $^{111}\text{In}$  (см. рис.20). Были исключены из анализа такие реакции, как  $^{37}\text{Cl} + ^{68}\text{Zn}$  из [112,113], или  $^{32}\text{S} + ^{76}\text{Ge}$  из [126], или  $^{28}\text{Si} + ^{74}\text{Ge}$  из [127] и им подобные, когда распределение зарядов (масс) зависит от угла их регистрации и нет возможности отделить «истинное» деление от делительноподобной, квазиделительной компоненты, искажающей МР [113,151,152].

Из данных о МР, привлеченных для анализа в [22,35,70] извлекалось значение экспериментальной дисперсии  $\sigma_M^2$ , найденное из описания МР гауссианом (рис.17 и рис.20), которое затем поправлялось на эффект углового момента, как описано во втором разделе, и далее вычислялась согласно выражению (34) жесткость делящегося ядра  $d^2V/d\eta^2$ . В выражение (34) также входит температура ядра  $\theta_{sp}$ , значение которой зависит от высоты барьера деления  $E_f(l)$  и параметра плотности уровней  $a$ . Для полноты анализа при вычислении  $\theta_{sp}^0$  и  $\theta_{sp}^{ef}$  в обсуждаемых работах были использованы барьеры деления из моделей вращающейся жидкой капли Коэна — Плэзила — Святецкого (КПС) [36] и Сирка (С) [16], а также часто употребляемые  $a = A \cdot 0,093$  и  $a = A/8$ .

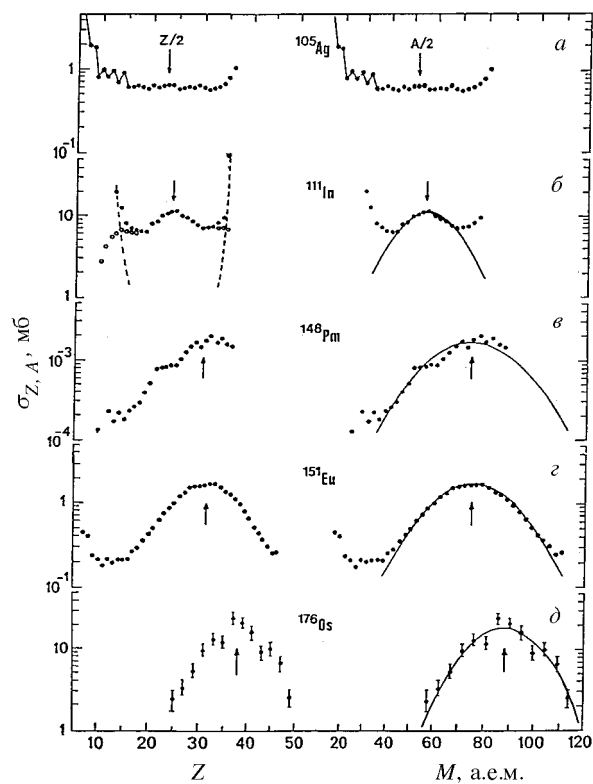


Рис.20. Зарядовые (слева) и пересчитанные из них в работе [22] массовые распределения осколков или осколочно-подобных фрагментов (справа) для указанных ядер и их описание гауссианом (сплошные кривые): а) реакция  $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$  [154], б)  $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$  [151], в)  $^{139}\text{La} + ^9\text{Be}$  [19], г)  $^{35}\text{Cl} + ^{141}\text{Pr}$  [165]

На рис.21 показана роль поправок на испускание  $\bar{v}_{\text{pre}}$  в  $\theta_{sp}$  и эффект углового момента в  $\sigma_M^2$ , причем для каждой экспериментальной точки приведены два значения жесткости: верхние получены с барьерами Сирка [16], нижние — с барьерами из [36]. На рис.21,а показаны значения  $d^2V/d\eta^2$  вообще без вышеназванных поправок. Данные показывают приблизительное постоянство жесткости в диапазоне  $Z^2/A = 24 \div 33$  и, к тому же, разброс точек настолько велик, что невозможна их разумная экстраполяция к зна-



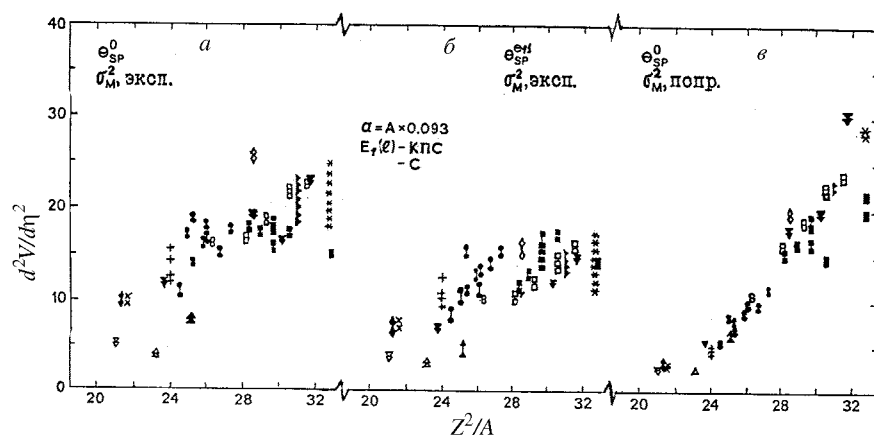


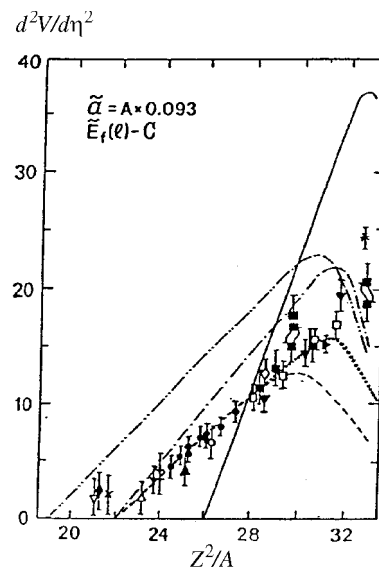
Рис.21. Демонстрация роли поправок на влияние  $l$  и испарения  $\bar{v}_{\text{пре}}$  в значениях жесткости  $d^2V/d\eta^2$  в зависимости от  $Z^2/A$  [22]. Каждой экспериментальной точке соответствуют два значения жесткости: верхние получены с барьерами Сирка (С) [16], нижние — с барьерами Коэна — Плэзила — Святецкого (КПС) [36]: а) вообще без поправок, б) экспериментальные  $\sigma_M^2$ , но  $\theta_{sp}^{ef1}$ , в)  $\sigma_M^2$ , поправленные на влияние  $l$ , и  $\theta_{sp}^0$  — начальная температура. Обозначения точек даны в [22]

чению  $d^2V/d\eta^2 = 0$ , а тем более тестирование различных моделей. Помимо этого интересно обратить внимание на такую деталь: результаты работ [62] и [107], где исследовалось, соответственно, деление ядер  $^{186}\text{Os}$  и  $^{186}\text{Pt}$  в реакциях с разными ионами, не согласуются с единой жесткостью для каждого из этих ядер, как это должно следовать из любой МЖК.

На рис.21,б приведены те же данные, но с введенной поправкой на  $\bar{v}_{\text{пре}}$ , т.е. вместо  $\theta_{sp}^0$ , как на рис.21,а, здесь взята температура  $\theta_{sp}^{ef1}$ . Принципиально поведение данных здесь ничем не отличается от рис.21,а, кроме как общим понижением величины жесткости.

На рис.21,в показано влияние  $l$ -эффекта на  $d^2V/d\eta^2$  при  $\theta_{sp}^0$ , которое оказывается более сильным по сравнению с температурным. Из рис.21,в следует, что в этом случае экспериментальные данные уже имеют определенную тенденцию, т.е.  $d^2V/d\eta^2$  уменьшается по мере продвижения в область легких ядер, хотя разброс точек все еще велик для корректного определения точки БГ.

Рис.22. Значения жесткости  $d^2V/d\eta^2$  с учетом обеих поправок, т.е.  $\sigma_M^2$  поправлена на  $l$  и  $\theta_{sp}^{ef1}$  [22]. Теоретические кривые — расчеты жесткости для седла: сплошная — [12], штриховая с двумя точками — [13], штрихпунктирная — [14], штриховая — [15] с параметрами [16], точечная — [22] с параметрами [16];  $E_f(l)$  из [16],  $a = 0,093A$



На рис.22 приведены экспериментальные значения  $d^2V/d\eta^2$  с учетом обеих поправок, т.е. с  $\theta_{sp}^{ef1}$  и  $\sigma_M^2$  ( $l=0$ ). Прежде всего следует отметить, что разброс точек резко уменьшается по сравнению с рис.21,в, а  $d^2V/d\eta^2$  для  $^{186}\text{Os}$

и  $^{186}\text{Pt}$  вместо целого набора значений на рис.21,а и 21,б трансформируются в единые для этих ядер значения жесткости.

Эти данные также сравниваются с теоретическими расчетами жесткости, выполненными для долины  $\beta$ -стабильности для различных вариантов МЖК: простой МЖК с резким краем ядра Майерса — Святецкого (МС) [13]; МЖК Струтинского (Стр.) с учетом зависимости поверхностного натяжения от кривизны поверхности  $\sigma = \sigma_0(1 - \Gamma)$  при  $\Gamma = -0,1$  и  $(Z^2/A)_{\text{крит}} = 45$  [12]; капельной модели Майерса (М) [14]; МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил Краппе — Никса — Сирка [15] с параметрами капли Сирка (С) из [16]. Вариант МЖК с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [15], расчеты по которому сделаны в работе [22], отличается от сделанных группой Адева и приведенных в [21] тем, что барьер деления вычисляется при фиксированной асимметрии деления  $\eta$  с учетом изменения удлинения ядра  $\alpha$  (основной делительной деформации) при разных  $\eta$ , т.е. вдоль ранее упомянутой «линии гребня», которая для ядер с  $Z^2/A > 29$  при увеличении  $\eta$  стремится к большим значениям  $\alpha$  (большим удлинениям ядра). Полученная зависимость  $V(\eta)$  аппроксимировалась параболой в диапазоне изменений  $\eta$  от 0 до  $\eta \sim 0,2 - 0,3$ , дифференцируя которую, определяли эффективное значение  $d^2V/d\eta^2$ . При этом форма ядра описывалась в параметризации, основанной на овалах Кассини [174].

Экспериментальная информация, представленная на рис.22, демонстрирует отчетливую выстроенность данных, которая в полном объеме не описывается ни одной из модификаций МЖК, но удивительное согласие с экспериментом достигается с помощью модели Сирка [16] в области  $Z^2/A = 22 \div 30$  с  $a = A \cdot 0,093$  и барьерами  $E_f(l)$  из той же модели [16]. К тому же она точно предсказывает положение точки БГ, которую легко определить по экспериментальным данным при линейной экстраполяции их в ноль:  $(Z^2/A)_{\text{БГ}} = 22 \pm 0,6$ . Было показано [22], что положение точки БГ на оси  $Z^2/A$  оказывается нечувствительным к изменению  $E_f(l)$  и  $a$ .

Завершая обсуждение экспериментальных данных для легких ядер о зависимости жесткости ядер  $d^2V/d\eta^2$  от нуклонного состава, температуры и углового момента, представляется интересным сравнить их с известными динамическими расчетами Никса [7], выполненными в статистическом пределе для невязкой невращающейся ядерной жидкости на основе МЖК с параметрами [13].

На рис.23,а дано такое сравнение. На нем показана зависимость  $d^2V/d\eta^2$  от параметра делимости  $x$  — экспериментальная и теоретическая [7]. Естественно, как и МЖК [13], теоретические расчеты [7] дают точку БГ при  $x_{\text{БГ}} = 0,396$ . Экстраполяция в ноль экспериментальных данных, из которых на рис.23,а исключены несколько сильно выпадающих из общей тенденции точек, дает значение  $x_{\text{БГ}} = 0,44 \pm 0,01$ . О подобном отличии экспериментальной и теоретической [7] оценок точки БГ говорилось выше, и к тому же кривая жесткости Никса не передает тенденцию поведения  $d^2V/d\eta^2$  при  $x > 0,6$ , что вполне понятно, т.к. в расчетах [7] не учитывается вязкость ядра, и они скорее отражают поведение жесткости от  $x$  в точке разрыва, которая в этом случае, согласно [3,7,11] и рис.19, монотонно растет с утяжелением ядра.

Часто расчеты [7], в частности, температурная зависимость  $\sigma_M^2$ , использовались в некоторых экспериментальных работах для экстраполяции данных к единой температуре. Как теперь становится понятно из сопоставления теории и эксперимента, подобная экстраполяция не совсем корректна. На рис.23,б прямыми линиями показаны теоретические зависимости  $\sigma_M^2(\theta_{sp})$  [7] (естественно, для  $l=0$ ) для указанных  $x$ . В скобках же приведены значения  $x$ , для которых такой рост  $\sigma_M^2(\theta_{sp}^{ef1})$  соответствует реальному, наблюдаемому в эксперименте (то же для  $l=0$ ). Эти значения  $x$  получены согласно сплошной прямой для жесткости на рис.23,а и выражению (34).

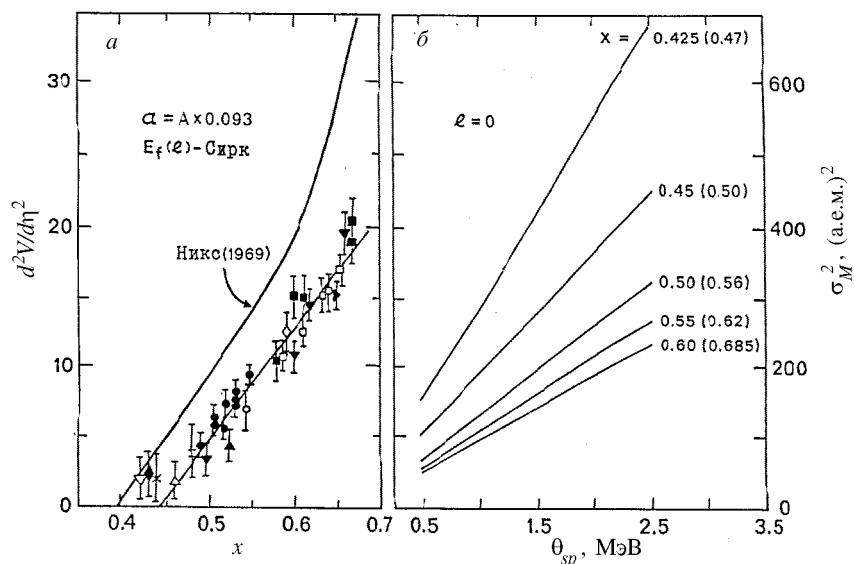


Рис.23. *а)* Зависимость  $d^2V/d\eta^2$ , полученная с  $E_f(l)$  из [16] и  $a=0,093A$ , от параметра делимости  $x$ . Прямая — описание данных методом наименьших квадратов, кривая — теоретические расчеты Никса [7]. *б)* Теоретическая зависимость  $\sigma_M^2$  от  $\theta_{sp}$  для указанных значений  $x$  из [7], в скобках даны значения  $x$ , которым реально в эксперименте соответствует такой рост  $\sigma_M^2$  с увеличением  $\theta_{sp}^{ef1}$  (см. текст) при  $l=0$

Подводя итог сказанному, следует еще раз подчеркнуть поразительное согласие статических расчетов жесткости по модели [15,16], учитывающей короткодействие ядерных сил, выполненных для седловой точки, и «экспериментальных» значений  $d^2V/d\eta^2$ , найденных при статистическом подходе в этой же точке для диапазона ядер с  $Z^2/A = 20 \div 30$ .

С одной стороны, казалось бы, ничего удивительного в этом нет — для обсуждаемых ядер седло и точка разрыва фактически совпадают — динамики спуска нет, и многократно проверенное и использованное предположение модели переходного состояния Бора — Уиллера [158] хорошо работает. Однако, с другой стороны, есть динамика движения ядра от основного состояния до седловой конфигурации, и для вышеназванного экспериментального факта — установления статистического равновесия между коллективными и внутренними степенями свободы в седловой точке — требуется, чтобы это «движение» было медленным. Сделать его таковым может доста-

точно большая величина вязкости ядерного вещества (диссипативные его свойства). В противном случае, если вязкость мала ( $\beta \leq 1$ ), то, согласно [3,175], ядро будет «помнить» о своей предыстории — состоянии до седловой точки, где жесткость делящейся системы меньше, чем в седле. В этом случае согласия эксперимента и теории на рис.22 быть не должно.

Динамические расчеты МЭР осколков из основного состояния с учетом вязкости и с привлечением данных о  $\bar{v}_{pre}$ ,  $\bar{p}_{pre}$  и т.д. должны пролить свет на эту проблему. Теория же в этом направлении делает только первые шаги [2,8,175,176].

#### 4. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ МЭР ОСКОЛКОВ ЯДЕР С $Z^2/A > 32$

Экспериментальным исследованиям МЭР осколков возбужденных тяжелых ядер посвящено большое число работ [2,4,5,9,10,20—22,26,35,49,50,53,55,62,67—70,89—91,93—97,107,108,114,129,130,133,134,138,141,155,173,177—203], где изучались различные аспекты процесса формирования осколков в зависимости от энергии возбуждения (температуры) и нуклонного состава.

Теоретическое описание характеристик МЭР осколков нагретых тяжелых ядер еще не так давно сталкивалось со значительными трудностями [6,7,137,159,160,204]. Всесторонний анализ экспериментальных данных, проведенный в обзоре [202] в 1985 году, указал на неопределенность в описании механизма формирования МЭР.

Первые успехи в этом направлении были сделаны в работах Никса и Сирка с соавторами, когда в динамическую модель деления были включены силы трения (вязкость) — диссипативные свойства ядерного вещества [205—215]. В расчетах видоизменялась модель и ее параметры, условия разрыва шейки [206,208,211] и предположения о механизме вязкости — двух-температурном [205,206,208,210—213], подобном трению в обычной жидкости, и одностепенном, рассматривающем взаимодействие нуклона со «стеной» [208—210] или со «стеной с окном» [211] (учет присутствия шейки), или «поверхностный с окном» [214,215]. Однако, все эти расчеты были выполнены только для одномерного случая — вычисления полной кинетической энергии осколков  $E_k$ , другие характеристики МЭР в расчет не принимались.

В последнее десятилетие значительные успехи в объяснении свойств МЭР осколков были достигнуты в рамках диффузионной модели [3,117,119,131,157,175,216—223]. Эволюция делящегося ядра описывается в ней с помощью уравнения Фоккера — Планка (УФП) для функций распределения коллективных переменных, в которой, кроме консервативных сил и сил

трения, как в обычной динамике, учитываются флуктуации этих переменных. Это достаточно общий подход, и из него вытекают, как предельные случаи, хорошо известные результаты статистической модели (при большом трении), и динамической — при малом для невязкой жидкости.

В работах группы Адеева [3,18,131,156,220—223], которые суммированы в обзорах [3,223], был рассмотрен весь спектр вопросов о формировании МЭР и зарядов осколков, и диффузионная модель наиболее последовательно и успешно применена для количественного описания их свойств.

Буквально в последние несколько лет опубликованы работы, где для описания процесса деления было использовано уравнение Ланжевена (УЛ) — физический аналог УФП. В этом подходе считается, что флуктуации коллективных переменных учитываются «точно» в отличие от УФП, где их учет ведется «в среднем» [8]. Эти модели находятся в процессе своего развития, но первые результаты в описании предельных частиц [59,71—75,224—226] и энергетических распределений [8,78,176,224,225—227] многообещающи.

В этом разделе, анализируя экспериментальные данные о  $\bar{E}_k$ ,  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ , мы будем более подробно рассматривать теоретические подходы, описывающие наблюдаемые МЭР осколков.

В работах [67,68,89,90,91,96,111,113,126,127,134,138,139,151,178—180,189,192—194,197—199,228] авторы, исследуя (экспериментально и теоретически) процесс деления очень легких (в области точки БГ) и очень тяжелых ядер с  $Z^2/A \geq 36$ , в реакциях с массивными ионами с  $A_i \geq 27$  (или мишенями в реакциях с инверсной кинематикой), установили, что массовые распределения осколков, а для тяжелых ядер и угловые распределения, невозможно понять и описать, исходя из стандартных теоретических представлений, хорошо «работающих» для более легких ионов (мишеней). Такой процесс получил название квазиделения и характеризуется большей угловой анизотропией осколков и шириной МР по сравнению с «нормальным» делением. Часто очень трудно экспериментально установить грань, отделяющую классическое деление от квазиделения. Этот вопрос также будет обсуждаться в этом разделе.

**4.1. Энергетические распределения осколков.** Обычно в экспериментальных исследованиях измеряют величины полной кинетической энергии осколков  $\bar{E}_k$  и ее дисперсию  $\sigma_E^2$ . Типичный пример распределений  $\bar{E}_k$  и  $\sigma_E^2$  в зависимости от массы осколков  $M$  для делящихся ядер  $^{206,204}\text{Po}$  и  $^{260}\text{Ku}$  в нескольких реакциях был приведен на рис.12 во втором разделе. Это характерные для возбужденных ядер жидкокапельные распределения

[3,7,107,137] — параболическая форма  $E_k(M)$  и почти не зависящая от массы осколков величина  $\sigma_E^2(M)$ . Усредненные по всем массам осколков  $\bar{E}_k$  и  $\sigma_E^2$  для различных ядер изучались в огромном числе работ. В нашем предыдущем обзоре [2] приведена сводка данных об этих характеристиках, однако тогда мы считали, что  $\bar{E}_k$  достаточно сильно зависит от углового момента  $l$ , вносимого в ядро налетающим ионом, и, соответственно, вносили поправки на этот эффект. После наших измерений [22,67] и анализа работ других авторов [68,89,107,113,133,134] стало ясно, что  $\bar{E}_k$  практически не зависит ни от  $l$ , ни от энергии возбуждения  $E^*$ , и соответствующие поправки не нужны (см. второй раздел). Кроме того, за период времени после опубликования обзора [2] были получены новые важные сведения об обсуждаемых характеристиках осколков для разных ядер, образованных в реакциях с различными ионами [9, 10,21,22,35,49,50,55,67,68,70,114,127,128, 134,167,177,178,183,184,197,201,229—231].

В работах [2,21,35] было показано, что зависимость  $\bar{E}_k$  от кулоновского параметра  $Z^2/A^{1/3}$ , если из всевозможных данных отобрать результаты только для достаточно сильно нагретых ядер, исключив низкоэнергетическое и спонтанное, подверженное сильному влиянию оболочечных эффектов деление, а также данные из квазиделительных реакций с массивными ионами, то  $\bar{E}_k$  не является линейной функцией, как это следует из систематик [93,94], а имеет излом при  $Z^2/A \sim 1000$ .

Сказанное иллюстрирует рис.24,а, на котором различными значками приведены экспериментальные результаты работ разных авторов, а двумя прямыми линиями показано описание этих данных по методу наименьших квадратов в диапазонах  $Z^2/A^{1/3} = 0 \div 900$  и  $900 \div 1800$ , согласно выражениям (19) и (20) соответственно.

На рис.24,б дана величина  $\sigma_E^2$  при  $\theta_{sp}^0 \sim 1,5$  МэВ в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$ . Конечно, правильнее было бы рассматривать температуру в точке разрыва  $\theta_{sc}^{ef3}$ , так как именно она, в основном, ответственна за ширину распределения  $E_k$ . Однако теоретические расчеты [3], с которыми сравниваются экспериментальные данные на рис.24,б, сделаны для температуры в седле  $\theta_{sp} = 1,5$  МэВ. Тогда желательна реальная температура  $\theta_{sp}^{ef1}$  или  $\theta_{sp}^{ef2}$ , но наш анализ показал, что, с одной стороны, учет  $\bar{v}_{pre}$  делает зависимость  $\sigma_E^2(\theta_{sp})$  более крутой, а, с другой стороны, поправка на  $l$  данных на рис.24,б, полученных, в основном, в реакциях с ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  [21], такова, что,

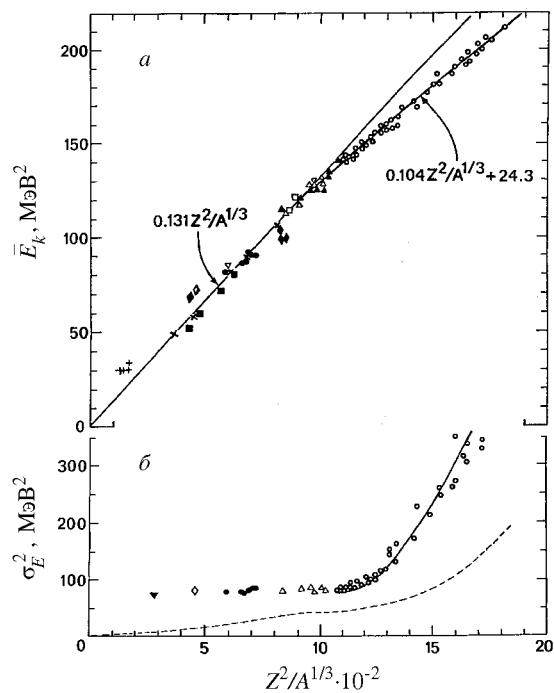


Рис.24. *a)* Зависимость средней полной кинетической энергии осколков  $\bar{E}_k$  от кулоновского параметра  $Z^2/A^{1/3}$  [35]. Прямые — описание данных в диапазонах  $0 < Z^2/A^{1/3} < 900$  и  $Z^2/A^{1/3} > 900$ , согласно указанным на рисунке выражениям. *б)* Зависимость дисперсии  $\sigma_E^2$  от  $Z^2/A^{1/3}$  при  $\theta_{sp}^0 = 1,5$  МэВ [35]. Сплошная кривая — расчеты по диффузионной модели [3], штриховая — расчеты Никса [7]

наоборот, выполаживает эту зависимость, происходит взаимная компенсация двух эффектов, и, в среднем, она остается неизменной. Поэтому в данные на рис.24,б не введены никакие поправки.

На этом рисунке прекрасно виден эффект резкого увеличения  $\sigma_E^2$ , начиная с  $Z^2/A^{1/3} \sim 1000$ , в диапазоне же  $0 \leq Z^2/A^{1/3} \leq 1000$  наблюдается практически полное постоянство  $\sigma_E^2$ . Эффект излома в  $\bar{E}_k$  и начало роста  $\sigma_E^2$  при одном и том же значении  $Z^2/A^{1/3}$  естественно интерпретировать как исходную точку проявления стадии спуска.



Штриховой линией на рис.24,б показаны результаты расчетов Никса [7] в МЖК для невязкой жидкости. Сплошной кривой — расчеты группы Адеева [3] по диффузной модели в рамках двухтельного механизма вязкости с коэффициентом  $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23}$  МэВ · с · фм<sup>-3</sup>, что соответствует значению гидродинамической вязкости  $\mu \sim 0,024$  Тп (террапуаз: 1 Тп =  $6,24 \cdot 10^{-22}$  МэВ · с · фм<sup>-3</sup>), а на языке коэффициента затухания коллективного движения соответствует  $\beta \sim 2 - 3$  — малой вязкости. Как видим, диффузионная модель [3] способна хорошо описывать эксперимент, начиная с  $Z^2/A^{1/3} \sim 1000$ , т.е. именно там, где необходим учет динамики спуска. Однако ее недостатком следует считать практическую невозможность рассчитать МЭР осколков для ядер, у которых нет стадии спуска от седла к разрыву, так как в ней за начало эволюции делящейся системы берется вершина барьера.

Следует сразу отметить одну немаловажную деталь, касающуюся определения условий разрыва ядра на осколки. В теории существуют две основные точки зрения на этот вопрос: за критерий разрыва принимается обращение в нуль толщины шейки  $r_n = 0$  (этот критерий использован во многих работах Никса с соавторами [7,137,205—207,211,214,215]) и определение разрыва ядра как условия равенства сил кулоновского и ядерного взаимодействия  $F_C = F_N$ .

Разрывные конфигурации ядра, когда за критерий разрыва принимается  $r_n = 0$ , лежат за пределами существования сплошных форм ядра в модели жидкой капли [11,12,208,232]. Более того, МЖК вообще теряет смысл, когда  $r_n$  становится сравнимым с расстоянием между нуклонами. Физически более оправданным является определение разрыва как  $F_C = F_N$ . После прохождения делящимся ядром этой точки возникает резкая неустойчивость к разрыву — система переходит из долины деления в долину разделенных осколков [3,11,232] — происходит быстрый разрыв достаточно толстой шейки почти без изменения вытянутости ядра, но никак не путем постепенного ее утончения при увеличении деформации. Именно с этим критерием разрыва и были сделаны Адеевым с коллегами [3] все расчеты по диффузионной модели, показанные на рис.24,б сплошной линией.

На рис.25 приведены расчеты радиуса шейки  $r_n$  в фм, выполненные в работе [208], исходя из условия  $F_C = F_N$  для двух типов ядерной вязкости - двухтельной (слева) и однотельной (справа) в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$ . Радиус  $r_n$  растет по мере утяжеления ядер, становясь для  $Z^2/A^{1/3} \sim 2000$  равным примерно 2—2,5 фм.

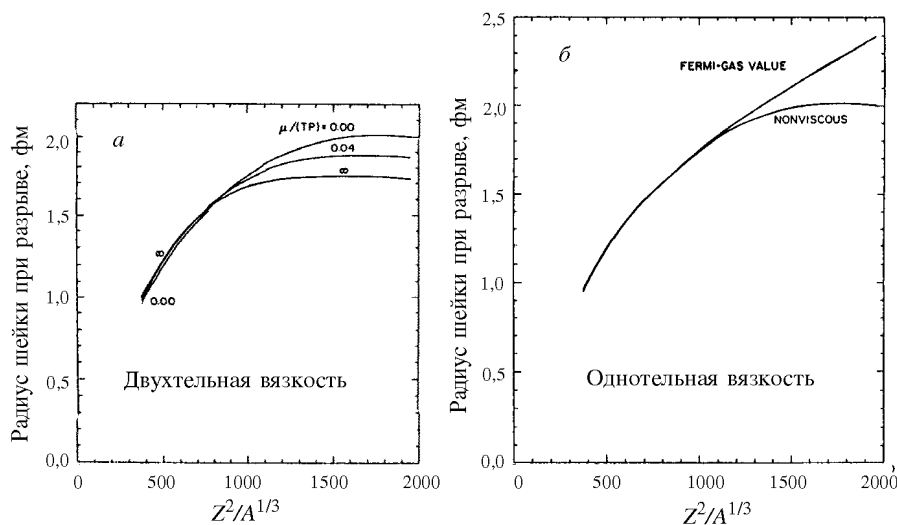


Рис.25. Расчеты радиуса шейки  $r_n$  (в фм) из работы [208], при котором происходит разрыв ядра на осколки при условии  $F_C = F_N$  для двухтельной (слева) и однотельной (справа) вязкости в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$

Если в работах группы Адеева [3,117,175,220—222] основное внимание было сосредоточено на теоретическом описании дисперсий  $\sigma_E^2$  и  $\sigma_M^2$ , то в работах Никса и Сирка с соавторами было сделано большое число вариантов расчета полной кинетической энергии осколков для симметричного разделения ядер в зависимости от типа вязкости и радиуса шейки  $r_n$ .

На рис.26 сравнивается вся экспериментальная информация о  $\bar{E}_k$  (та же, что и на рис.24,а), для наглядности представленная в виде отклонения  $\Delta\bar{E}_k = \bar{E}_k - 0,131 Z^2/A^{1/3}$  от линейной зависимости, хорошо описывающей эксперимент при  $Z^2/A^{1/3} \leq 1000$  (рис.24,а), с различными модификациями теоретических расчетов (сплошные кривые) [208,211,215]: рис.26,а и 26,б — с двухтельной вязкостью, рис.26,в и 26,г — с однотельной.

На рис.26,а приведены результаты работы [211], где в рамках МЖК с учетом короткодействия ядерных сил [15] были рассчитаны  $E_k$  для деления ядер на равные части при  $r_n = 0$ . Экспериментальные данные для тяжелых ядер достаточно хорошо описываются при  $\mu = 0,015$  Тп, для более легких ядер в диапазоне  $Z^2/A^{1/3} \sim 900 \div 1200$  предпочтителен коэффициент  $\mu = 0,010$  Тп.

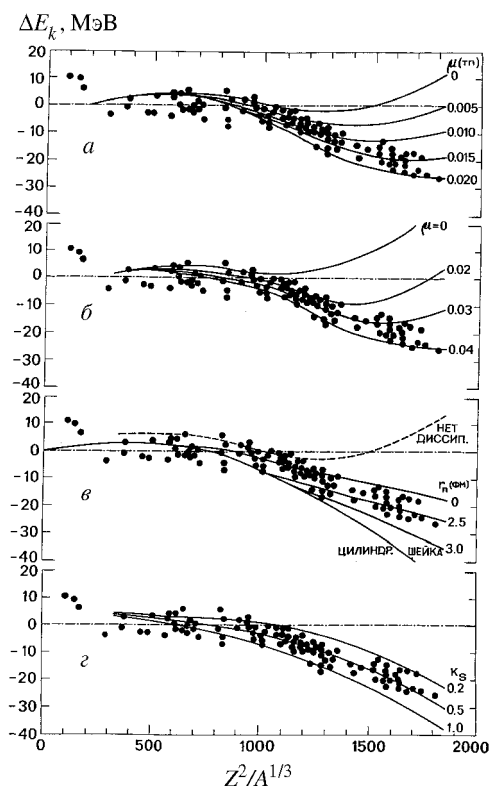


Рис.26. Сравнение различных вариантов теоретических расчетов  $E_k$  с экспериментальными данными в виде отклонения  $\Delta E_k$  от прямой  $\bar{E}_k = 0,131 Z^2/A^{1/3}$  в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$ . а) Расчеты [213] в динамической модели с  $r_n = 0$  и двухтельным механизмом вязкости.  $\mu$  — коэффициент вязкости в терапуазах. б) То же, что и на рис.26,а, но с условием разрыва  $F_C = F_N$  [208]. в) Расчеты [211] с одностельным механизмом вязкости «стены с окном» при варьировании толщины шейки  $r_n$ . г) Расчеты [215] с «поверхностным с окном» механизмом одностельной диссипации,  $k_s$  — коэффициенты редукции

На рис.26,б демонстрируются результаты работы [208], выполненные в МЖК, близкой к [211] (рис.26,а), но с условием разрыва  $F_C = F_N$ , когда разрыв ядра на осколки происходит при конечной толщине шейки, такой, как показано на рис.25 слева. В этом случае удовлетворительное описание эксперимента достигается при  $\mu = 0,03$  Тп, т.е. при величине коэффициента вязкости вдвое большей, чем с нулевой шейкой. Это связано с протяженностью стадии спуска по деформации: для критерия  $r_n = 0$  спуск, естественно, длиннее, что приводит, с одной стороны, к уменьшению кулоновской энергии отталкивания осколков  $E_{sc}^c$  в связи с более удлиненной конфигурацией делящегося ядра по сравнению с фигурой с шейкой. С другой стороны, это приводит к возрастанию предразрывной кинетической энергии  $E_{ps}$  набираемой ядром в процессе спуска, т.к. двухтельная вязкость препятствует образованию шейки [205], то есть, чем больше  $\mu$ , тем сильнее вытянута разрывная конфигурация ядра, вследствие чего игра слагаемых в выражении для кинетической энергии  $E_k = E_{sc}^c + E_{ps}$  приводит, согласно [208], к тому, что

при одном и том же  $\mu$  энергия  $E_k$  больше для критерия разрыва  $F_C = F_N$ . Поэтому для согласования с экспериментом необходимо увеличить коэффициент вязкости, уменьшив таким образом расчетное значение  $E_k$ . В конечном итоге из всего этого следует, что теоретическое описание  $E_k$  при использовании двухтельного механизма вязкости слабо чувствительно к критерию разрыва.

К такому же выводу пришли авторы работы [8], в которой были сделаны расчеты  $E_k$  с критериями разрыва  $F_C = F_N$  и  $r_n = 0$ , но с помощью ланжевеновской динамики, где точный учет флуктуаций коллективных переменных в обоих случаях практически не привел к изменению их средних значений.

Как уже говорилось, двухтельный механизм ядерной вязкости подобен трению в обычной жидкости, когда диссипация энергии происходит при столкновении нуклонов друг с другом, однако из-за принципа Паули пробег нуклонов в ядре превышает его диаметр, что ставит под сомнение адекватность моделей, основанных на этом механизме. Тем не менее, как мы видим на примерах теоретического описания  $\sigma_E^2$  и  $E_k$  (рис.24,б и 26,а, 26,б), а также, далее,  $\sigma_M^2$  (см. п.4.2.), они дают неплохие результаты, которые феноменологически можно трактовать как случай малого трения.

Физически более обоснованным является предположение, что механизм ядерной вязкости носит характер однетельной диссипации, предложенный и разработанный Святецким с коллегами [233]. Этот механизм основан на взаимодействии (соударении) нуклонов с подвижной «стеной», а не друг с другом. «Стена» — это упрощенный образ поверхности ядра. Если при взаимодействии со «стеной» при больших деформациях, когда ядро имеет гантелеобразную форму, учитывается присутствие шейки, то такой механизм вязкости (диссипации) называется «стеной с окном» (wall-and-window one-body dissipation).

В работе [211] Сирк и Никс применили этот механизм к описанию  $E_k$ , варьируя при этом радиус шейки (окно)  $r_n$ . На рис.26,в показаны результаты их расчетов для  $r_n = 0, 2,5, 3,0$  фм и цилиндрической шейки. Для описания экспериментальных данных с  $Z^2/A^{1/3} \leq 1100$  лучше всего отвечает  $r_n = 0$ , для самых тяжелых  $r_n = 2,5$  фм. Если учесть, что для условия  $F_C = F_N$  (рис.25, справа)  $r_n$  для легких ядер уменьшается до 1—1,5 фм, и реальной точке разрыва в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$  соответствует не строго заданный радиус, а меняющийся от min до max, то описание всей совокупности данных будет очень хорошее. Для тяжелых ядер условие  $r_n = 0$  не удовлетворяет потребности эксперимента.

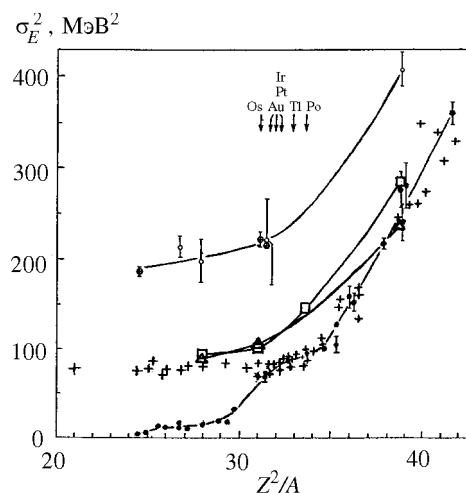
Гриффин и Дворжецкая в [234] рассмотрели квантовый вариант однотельной диссипации и показали, что вязкость в реальном ядре составляет лишь около 10% значения, вычисленного по формуле «стены». В связи с этим Никс и Сирк предложили модифицированный вариант однотельного механизма диссипации [214,215], который назвали «поверхностным с окном» (surface-plus-window dissipation). В нем вклад в диссипацию от взаимодействия нуклонов с поверхностью ядра уменьшен (редуцирован) почти в 4 раза — коэффициент редукции (окно)  $k_s$  был найден из анализа экспериментальных ширин изоскалярных и октупольных резонансов и составил  $k_s = 0,27$ ;  $k_s = 1$  соответствует полной однотельной вязкости.

В работе [215] авторы при расчетах  $E_k$  с условием разрыва  $r_n = 0$  варируют  $k_s$  от 0,1 до 1,0. На рис.26,г показано сравнение расчетов [215] с экспериментом. Практически идеальное описание достигается при  $k_s = 0,5$ , но следует подчеркнуть, что все теоретические расчеты  $E_k$  на рис.26 сделаны для строго симметричного деления, т.е. для массы осколков с  $A/2$ . Экспериментальные же данные соответствуют средним значениям  $E_k$ , что обычно в среднем на 2—4 МэВ меньше, чем  $E_k(A/2)$ . Значит, для корректного сравнения теории с экспериментом на рис.26 нужно все экспериментальные данные поднять в среднем на ~ 3 МэВ (или теоретические опустить), тогда на рис.26,г наилучшее описание будет соответствовать  $k_s \sim 0,3$ , что практически совпадает с  $k_s = 0,27$ , найденным не для процесса деления.

Таким образом, варианты «поверхностной диссипации с окном», а также «стены с окном», по-видимому, наиболее адекватны опыту, хотя, с другой стороны, не следует исключать из рассмотрения и механизм двухтельной вязкости. Для него, как мы видим на рис.26,а и 26,б, критической областью описания  $E_k$  является диапазон очень тяжелых ядер с  $Z^2/A^{1/3} \geq 1600$ , где теоретические значения  $E_k$  отклоняются вверх, а для однотельного — вниз. Точные экспериментальные значения  $\bar{E}_k$  осколков деления в этой области ядер становятся крайне важными. Существующие же данные о  $\bar{E}_k$  для  $Z^2/A^{1/3} \sim 2000$  относятся к реакциям квазиделения и, как будет показано далее, по-видимому, не пригодны для тестирования механизма вязкости применительно к классическому делению.

Теперь перейдем к более подробному рассмотрению и теоретическому анализу дисперсии полной кинетической энергии  $\sigma_E^2$ . Как было показано на рис.24,б, экспериментальная зависимость  $\sigma_E^2$  от  $Z^2/A^{1/3}$  для тяжелых

Рис.27. Сравнение расчетных значений  $\sigma_E^2$  [8,227] с экспериментальными данными (крестики) при  $\theta_{sp}^0 = 1,5$  МэВ [8,10,227]. Черные кружки — расчет с условием  $F_C = F_N$ , светлые кружки и кружки с крестиками — расчет с  $r_n = 0$ , оба с двухтельной вязкостью. Светлые квадраты и треугольники — расчет [227] с двухтельной и однотельной вязкостью соответственно при случайном разрыве шейки. Теоретические точки соединены на глаз



ядер хорошо воспроизводится диффузионной моделью [3] с двухтельной вязкостью и условием разрыва, близким к  $F_C = F_N$ .

Недавно в работе [8] для описания энергетических распределений осколков применили двумерную модель, опирающуюся на уравнение Ланжевена, которую авторы назвали ланжевенской флуктуационно-диссипативной динамикой (ЛФДД). В ней процесс деления численно моделируется поведением броуновских частиц — делящихся ядер, движение которых и изучается [8].

Были рассчитаны зависимости  $E_k$  и  $\sigma_E^2$  от  $Z^2/A^{1/3}$  при том же коэффициенте двухтельной вязкости и температуре, что и в [3], но с разными условиями разрыва ядра:  $F_C = F_N$  и  $r_n = 0$ . Оказалось, что в этой модели  $E_k$  не чувствительна к критерию разрыва, что соответствует теоретическим расчетам Никса и Сирка, приведенным на рис.26,а и 26,б.

По-другому обстоит дело с дисперсией  $\sigma_E^2$ . На рис.27 показано сравнение экспериментальных данных о  $\sigma_E^2$  [10,21,35] (крестики) с результатами расчетов [8,227]: черные кружки — условие  $F_C = F_N$ , светлые кружки и кружки с крестиками — условие  $r_n = 0$ . Согласие с экспериментом, так же, как и в [3], достигается с условием разрыва  $F_C = F_N$  при  $Z^2/A \geq 31$ . Для более легких ядер расчет дает сильно заниженные значения  $\sigma_E^2$ . Это как раз та область ядер, где седловая точка по конфигурации практически совпадает с разрывной, а так как в [8] за начало динамических расчетов берется

гребень барьера и игнорируется, во-первых, эволюция ядра до седловой точки и, во-вторых, влияние послеразрывного движения (колебания) осколков, то, по-видимому, в данном случае это может являться причиной сильного занижения расчетных значений  $\sigma_E^2$  для легких ядер.

Альтернативная точка зрения на формирование  $\sigma_E^2$ , предложенная в [8], состоит в следующем: для ядер  $Z^2/A^{1/3} \leq 31$  конфигурация седловой точки совпадает с разрывной только для условия разрыва  $F_C = F_N$ . Если за критерий разрыва принять  $r_n = 0$ , то для этих же ядер спуск существует, и флуктуации коллективных переменных за это время успевают «раскачать» дисперсию до значений, заметно превышающих экспериментальные, как показано на рис.27 светлыми кружками. В принципе, уменьшив коэффициент двухтельной вязкости, снизив тем самым  $\sigma_E^2$ , наверное, можно воспроизвести экспериментальные данные с условием разрыва  $r_n = 0$ , но тогда, по всей видимости, не опишется  $E_k$  (см.рис.26,a).

Не исправляет положение и изменение механизма вязкости. Косенко в работе [227] в рамках ЛФДД проделал подобные [8] расчеты, но с поверхностным однотельным механизмом вязкости с  $k_s = 0,27$ . Результат получился практически такой же, как и в [8] для обоих условий разрыва. В той же работе [8] было высказано предположение, что для реального ядра ситуация с точкой разрыва может быть промежуточной между двумя рассмотренными крайними случаями. В [227] в предположении, что шейка случайным образом рвется после прохождения ядром конфигурации с  $F_C = F_N$ , были сделаны расчеты  $\sigma_E^2$  для обоих типов вязкости. Они показали, что этот промежуточный вариант условий разрыва гораздо ближе к эксперименту для ядер с  $Z^2/A^{1/3} \leq 31$ . Результаты вычислений демонстрируются на рис.27 квадратами (двухтельная вязкость) и треугольниками (однотельная), однако при этом для более тяжелых ядер ситуация ухудшается. С нашей точки зрения, сейчас, пока нет расчетов на основе ЛФДД, описывающих динамику для легких ядер из основного состояния, и не учтено влияние послеразрывного движения осколков, рано утверждать, что при делении реализуется именно рассмотренный промежуточный вариант, хотя это достаточно красивый и, вероятно, правдоподобный механизм разрыва, т.к. маловероятно, что реальное ядро рвется в строго определенной точке с  $F_C = F_N$ , скорее, это некоторая область деформаций ядра, ответственных за него.

В работе [8] помимо расчетов  $E_k$  и  $\sigma_E^2$ , т.е. первого и второго моментов ЭР, также для симметричного разделения ядра были определены третий и

четвертый, которые носят названия, соответственно, коэффициентов асимметрии  $\gamma_1$  и эксцесса  $\gamma_2$ , определяются как

$$\gamma_1 = \overline{(E_k - \bar{E}_k)^3} / (\sigma_E^2)^{3/2}, \quad (35)$$

$$\gamma_2 = \overline{(E_k - \bar{E}_k)^4} / (\sigma_E^2)^2 - 3 \quad (36)$$

и характеризуют отличие распределений от гауссиана, для которого  $\gamma_1 = 0$  и  $\gamma_2 = 0$ . Расчеты  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в [8] были выполнены опять для двух критериев разрыва и для двухтельного, а в [227] — поверхностного однотельного механизмов вязкости. Оказалось, что для критериев  $r_n = 0$  и  $F_C = F_N$  рассчитанные значения  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  сильно отличаются не только величиной, но и зависимостями от  $Z^2/A$ :  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  имеют максимум в районе Pt ( $Z^2/A \sim 32$ ) в первом случае ( $r_n = 0$ ) и близки к нулю во втором.

Этот результат работы [8] побудил Жданова с коллегами поставить специальные эксперименты [9,10], где были тщательно измерены и проанализированы четыре момента ЭР компаунд-ядер от Os до U, образованных в реакциях с легкими заряженными частицами —  $p$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$  — при разных энергиях возбуждения.

На рис.28 приведены сведения о  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  для всех изученных ядер в зависимости от начальной энергии возбуждения в седловой точке  $E_{sp}^*$  для области масс осколков вблизи  $A/2$  [9,10]. Совокупность всех экспериментальных данных показывает, что для ЭР симметричной моды характерны малость и постоянство коэффициента  $\gamma_1 = -0,1$  (слегка затянут низкоэнергетический «хвост» распределений) и  $\gamma_2 = 0$  — свойства, объединяющие ядра от  ${}^{186}\text{Os}$  до  ${}^{235}\text{U}$  и энергий возбуждения  $E_{sp}^*$  практически от нуля до нескольких десятков МэВ. Малость  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  означает, что гауссовость ЭР для фиксированных масс осколков является удовлетворительным приближением.

На рис.29 сравниваются результаты расчетов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  работы [8] для двух критериев разрыва с экспериментальными данными [9,10], представленными в зависимости от  $Z^2/A$ . Очевидно, что эксперимент отвергает критерий разрыва  $r_n = 0$  — настолько велика в этом случае разница сравниваемых значений. Ситуация для другого критерия разрыва  $F_C = F_N$  не столь



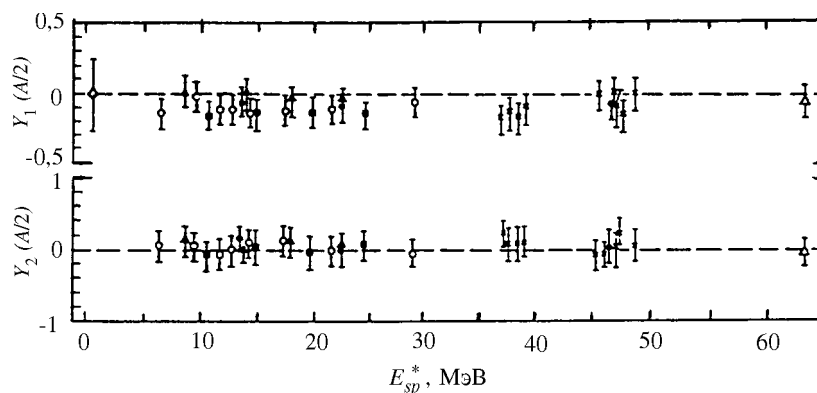


Рис.28. Экспериментальная зависимость коэффициентов асимметрии  $\gamma_1 (A/2)$  и эксцесса  $\gamma_2 (A/2)$  энергетических распределений для ядер в диапазоне от  $^{186}\text{Os}$  до  $^{235}\text{U}$  от начальной энергии возбуждения в седловой точке  $E_{sp}^*$  [10]

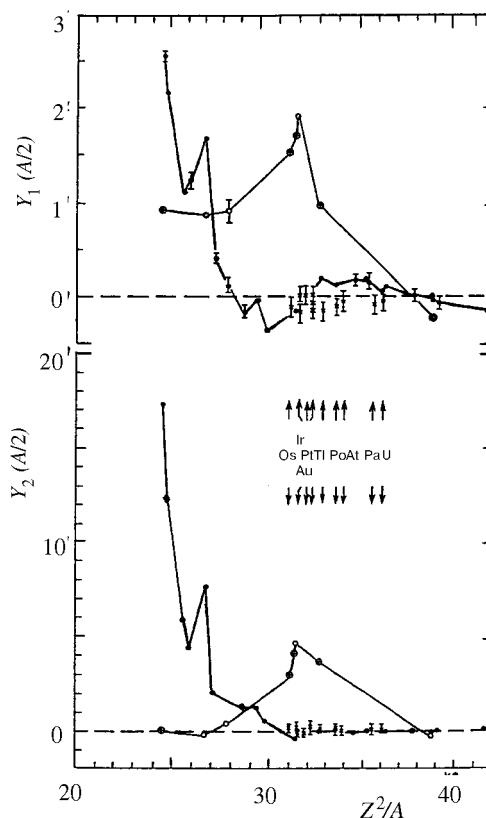
очевидна. И эксперимент, и расчетные значения одного порядка и достаточно малы. Однако о количественном согласии в случае асимметрии  $\gamma_1$  едва ли стоит ставить вопрос, т.к. для одной половины изученных ядер знаки совпадают, для другой — противоположны. Для эксцесса  $\gamma_2$  при условии равенства сил согласие с экспериментом хорошее. Переход в расчетах к однотельному механизму вязкости практически не изменяет ситуацию, приведенную на рис.29 [227].

Следует подчеркнуть, что эксперименты [9,10] выполнены для той области ядер, где имеется соответствие с теорией относительно  $\sigma_E^2$ , т.е. для  $Z^2/A \geq 31$ . Для более легких ядер, по-видимому, не следует придавать большого значения расчету  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , стремящихся для  $F_C = F_N$  к большим значениям при уменьшении  $Z^2/A$ , т.к. теория в этом случае не описывает второй момент ЭР —  $\sigma_E^2$  (рис.27), поэтому маловероятно, что и моменты более высокого порядка соответствуют действительности.

Статистически значимых расчетов для промежуточного варианта разрыва, к сожалению, пока не сделано.

Итак, экспериментальное и теоретическое рассмотрение энергетических распределений осколков показывает, что их описание практически не чувствительно к механизму вязкости ядерного вещества — гораздо сильнее они зависят от условий разрыва ядра на осколки, особенно это касается

Рис.29. Сравнение результатов расчетов  $\gamma_1(A/2)$  и  $\gamma_2(A/2)$  [8] с двухтельной вязкостью с экспериментальными данными [10] (крестики) в зависимости от  $Z^2/A$ . Черные кружки — расчет с условием  $F_C = F_N$ , светлые кружки — условие с  $r_n = 0$ . Теоретические точки — соединения с линиями



высших моментов ЭР, экспериментальные характеристики которых отвергают критерий разрыва ядра с нулевой шейкой.

Еще в нескольких работах в рамках двухмерных моделей на основе ланжевеновской динамики были рассчитаны ЭР осколков отдельных ядер  $^{200}\text{Pb}$  в [78],  $^{213}\text{At}$  в [176] и  $^{215}\text{Fr}$  в [224,225]. Все эти расчеты отличаются от [8] тем, что эволюция делящейся системы рассматривается не с барьера, а из основного состояния. Работа [78] была рассмотрена нами в первом разделе, и ее основные выводы, а также выводы более ранней работы этих же авторов [176], заключаются в утверждении, что наилучшее описание процесса слияния-деления, включая сечения слияния, испарительных остатков, деления, множественности предделительных нейтронов, а также  $E_k$ , достигается при использовании однотельного механизма диссипации «стены с окном» [211].

В работах [224,225] сравнивались расчетные значения  $\bar{E}_k$ ,  $\sigma_E^2$  и множественности  $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$  для ядра  $^{215}\text{Fr}$  с экспериментальными данными из работы [55]. С использованием двухтельной вязкости при варьировании коэффициента  $\mu$  от 0,015 до 0,060 Тп не удастся согласовать расчетные значения с экспериментом —  $\bar{E}_k$ ,  $\sigma_E^2$  и  $\bar{v}_{\text{pre}}$  оказываются меньше экспериментальных.

**4.2. Распределения масс осколков.** Одной из важнейших проблем физики деления является объяснение механизма формирования массовых распределений (МР) осколков — так считалось еще десятилетие назад [202], так обстоит дело и сейчас, хотя, конечно, за это время многое сделано в экспериментальном плане и многое достигнуто в теоретическом осмыслении всей совокупности накопленной информации. В первую очередь, это касается спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с  $A \geq 200$ , у которых на основе новой концепции о мультимодальном (гетеромодальном) делении, связанном с обнаружением долин на поверхности потенциальной энергии в многомерном пространстве деформаций, достаточно просто и физически прозрачно сведены воедино и объяснены основные свойства и закономерности асимметричного способа деления этих ядер. Данному вопросу посвящено большое число оригинальных работ, результаты которых, в основном, суммированы в обзорах [2,235,236].

Несколько иная ситуация с высоковозбужденными ядрами. Как было показано выше, теоретическому описанию свойств энергетических распределений в литературе уделено значительное место. К сожалению, этого нельзя сказать о МР. Фактически, единственный цикл работ, посвященный теоретическим аспектам формирования МР возбужденных ядер (в современном их понимании) и доведенный до результатов, которые можно было бы сравнить с экспериментом, был выполнен Адеевым с коллегами в рамках диффузионной модели [3,117,131,157,220—223]. При анализе экспериментальных данных мы и будем опираться на эти результаты.

В экспериментальных работах [2,4,5,21,26,68—70,181] было установлено, что распределения масс осколков тяжелых ядер, возбужденных выше  $E^* \geq 40 \div 50$  МэВ, имеют форму, близкую к гауссиану, и их ширины (дисперсии), при равных (или близких)  $E^*$ , возрастают с утяжелением делящегося ядра. На практике единственной характеристикой МР, требующей анализа, является их дисперсия  $\sigma_M^2$ .

В работе [70] была собрана и проанализирована практически вся экспериментальная информация о  $\sigma_M^2$  осколков деления тяжелых ядер, полученная в реакциях с электронами [182], легкими заряженными частицами [2,26,62,69,173,177] и тяжелыми ионами [21,49,55,68,89,91,152,165,180,184,185], вплоть до  $^{40}\text{Ar}$  [50,55,178,179,181,183]. Для систематизации данных о МР в [70] результаты анализа представлялись в виде зависимости параметра жесткости ядер по отношению к масс-асимметричным вариациям формы  $d^2V/d\eta^2$  (34) от  $Z^2/A$ . Конечно, можно возразить, что  $d^2V/d\eta^2$  — параметр статический, который теоретически можно определить лишь в конкретных точках деформационной траектории ядра, и он не отражает динамическую картину формирования масс осколков ядер с протяженным

спуском, однако в данном случае, ввиду многообразия и разнородности экспериментального материала, это просто удобный способ представления данных, не зависящий от конкретной реакции и энергии возбуждения (температуры), при которых был получен тот или иной результат.

Единственным параметром в выражении для жесткости (34) является температура  $\theta_i^j$ , где  $i = sp$ , или  $sc$ , а  $j = ef 1$ ,  $ef 2$ , или  $ef 3$  (см. первый раздел),  $\sigma_M^2$  — экспериментальная дисперсия, поправленная на влияние  $l$  (т.е. для  $l = 0$ ), согласно процедуре, описанной во втором разделе.

Данные для ядер с  $Z^2/A \geq 33$  следует разделить на две части — полученные в реакции с ионами  $A_i \leq 26$  и в диапазоне  $A_i = 27 + 40$ . Такой шаг объясняется тем обстоятельством, что для ионов первой группы процесс деления происходит, как правило, через стадию образования классического составного ядра, и характеристики осколков, в частности,  $\sigma_M^2$ , всегда отвечают «истинному» делению. Для более тяжелых ионов могут наблюдаться процессы квазиделения, с соответствующим ему уширением МР [21,55,68, 89,96,136,138]. Поэтому вначале мы рассмотрим первую группу данных.

На рис.30 приведены зависимости  $d^2V/d\eta^2$  от  $Z^2/A$ , полученные в реакциях с ионами  $A_i \leq 26$  при разном определении температур: рис.30,*а* — для  $\theta_{sp}^{ef 1}$ , рис.30,*б* —  $\theta_{sp}^{ef 2}$ , рис.30, *в* —  $\theta_{sc}^{ef 3}$ . Температура вычислялась с параметром плотности уровней  $a = 0,093A$  и барьерами деления  $E_f(l)$  из работы Сирка [16]. Светлые кружки — результаты работы [22] — те же, что приведены в третьем разделе. Остальные точки — результаты анализа данных разных авторов в [70]. Так как в [22] и на рис.22 анализ проводился только для температуры  $\theta_{sp}^{ef 1}$  (все нейтроны  $\bar{v}_{pre}$  испускаются до седла), то на рис.30,*б* и рис.30,*в* эти данные переопределены, начиная с  $Z^2/A = 28,5$ , в соответствии с систематикой  $\bar{v}_{pre}^{gs}$  (выражения (17) и рис.7) и значением температуры в точке разрыва (18). Также на рис.30 показаны теоретические расчеты жесткости для  $l = 0$ : сплошная кривая — расчеты, проведенные в работе [3], согласно простой МЖК с резким краем ядра [13] для седловой точки, точечная линия — расчеты [22] по МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил [16] также для седла. На рис.30,*в*, где для вычисления жесткости взята температура для точки разрыва, штрихпунктирной кривой показана расчетная величина  $d^2V/d\eta^2$  по модели [13] также для разрывной конфигурации. Штриховой линией на рис.30 представлены расчеты Адеева с коллегами [3], выполненные на основе диффузионной модели с двухтельным механизмом вязкости.

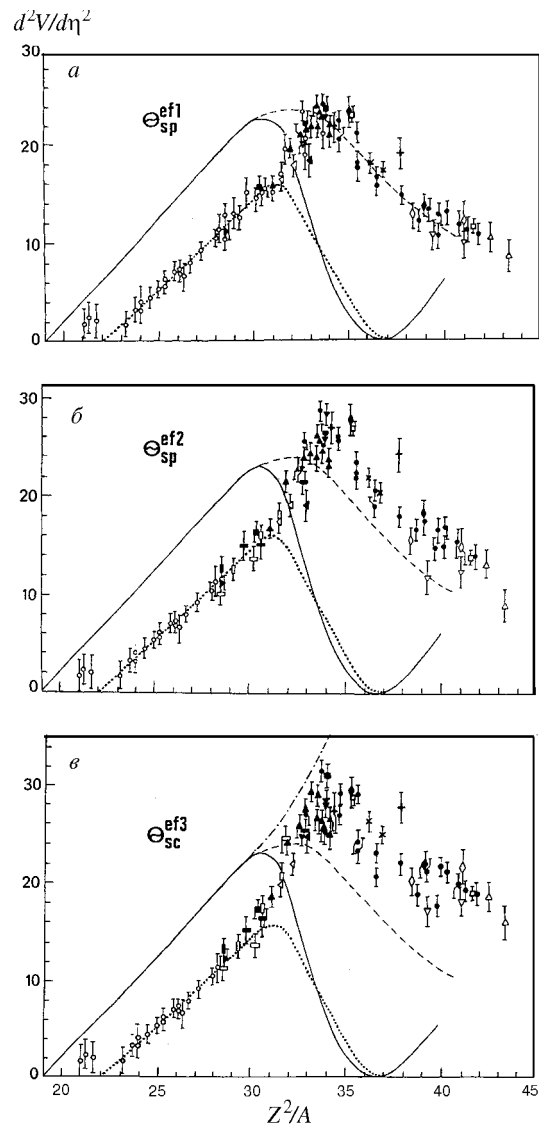


Рис.30. Зависимость экспериментальных значений жесткости  $d^2V/d\eta^2$  в полном диапазоне  $Z^2/A$  при  $l=0$  для разных определений температуры  $\theta_i^j$  [70], светлые кружки — те же данные, что и на рис.22 (кроме отдельных, выбивающихся из общей тенденции точек). Теоретические кривые: сплошная — расчет [3] с параметрами МЖК [13] для седловой точки; точечная кривая — расчет [22], согласно МЖК, с учетом короткодействия ядерных сил [16] также для седла, штрихпунктир — расчет [3] с параметрами [13] для точки разрыва; штриховая кривая — расчет [3] по диффузионной модели с параметрами [13] и двух-тельной вязкостью

Итак, какие же физические результаты следуют из сведений о  $d^2V/d\eta^2$ ?

1. Существование максимума в экспериментальной кривой жесткости позволяет из простых соображений качественно понять, почему угловой момент  $l$  по-разному влияет на дисперсию МР легких ядер, уменьшая ее, и тяжелых ядер, увеличивая  $\sigma_M^2$  (см.рис.18).

Как известно из [36], действие  $l$  на делящееся ядро подобно «утяжелению» ядра, т.е. соответствует эффективному увеличению  $Z^2/A$  (или  $x$ ) [29]. Легкое ядро при увеличении  $l$ , приобретая большое значение  $(Z^2/A)_{ef}$ , становится и более жестким, т.е. значение  $d^2V/d\eta^2$  растет, что, в свою очередь, соответствует уменьшению  $\sigma_M^2$  с увеличением  $l$ .

Для тяжелых ядер ситуация обратная: при увеличении  $l$  параметр  $(Z^2/A)_{ef}$  также стремится к большим значениям, а для них характерны меньшие значения  $d^2V/d\eta^2$  (правый склон), т.е. жесткость падает,  $\sigma_M^2$  растет, и это соответствует положительным значениям полной производной  $d\sigma_M^2/dl^2$ . Итак, взаимосвязь экспериментальных характеристик на рис.18 и на рис.30 очевидна; собственно, это и позволяет понять всю совокупность данных о  $\sigma_M^2$ ,  $d^2V/d\eta^2$  и  $d\sigma_M^2/dl^2$ .

2. Разные определения температуры  $\theta_i^j$  к качественно новым результатам не приводят — для тяжелых ядер несколько изменяются абсолютные значения  $d^2V/d\eta^2$ .

3. Количественные значения жесткости, вычисленные с  $\theta_{sp}^{ef2}$  ( $\bar{v}_{pre}^{gs}$ ) сильно зависят от модельных представлений об испускании  $\bar{v}_{pre}^{gs}$ , в частности, если нейтронов, излучаемых на спуске  $\bar{v}_{pre}^{ss}$ , не так много, как в расчетах [59,72—75], кривые жесткости  $\theta_{sp}^{ef1}$  и  $\theta_{sp}^{ef2}$  должны, соответственно, сблизиться, особенно в области  $Z^2/A = 31 \div 37$ .

4. Экспериментальная жесткость, определенная в точке разрыва, как мы помним, была получена с максимальным значением  $\theta_{sp}^{ef3}$ ; если учесть каким-то способом энергию деформации  $E_{def}$  в выражении (18), то значение жесткости для нее сблизится с двумя другими.

5. Жесткости, полученные из реакций с электронами, легкими заряженными частицами и из реакций с тяжелыми ионами, на рис.30 не расслаива-

ются — находятся в общей массе точек. Это говорит о достаточно корректном введении поправок в  $\sigma_M^2$  на влияние  $l$ .

6. Экспериментально найденная жесткость для ядер с  $Z^2/A \leq 30$  хорошо описывается МЖК [16] независимо от определения  $\theta_i^j$ . Этот вывод тривиален, так как для данных ядер седловая и точка разрыва по деформации и энергии практически совпадают.

7. Для ядер с  $Z^2/A \geq 34$  экспериментальная жесткость не соответствует теоретическим расчетам, предсказывающим значение  $d^2V/d\eta^2 = 0$  для  $Z^2/A \sim 37$ , ни для седловой точки, ни для точки разрыва, требующим постоянного ее роста с увеличением  $Z^2/A$ . Значения экспериментальной жесткости лежат между этими двумя крайними случаями, хотя влияние седла значительно. Этот вывод далеко не нов, однако в работе [70] на основе анализа многочисленных экспериментальных данных и корректного учета влияния  $l$  на  $\sigma_M^2$  и  $\bar{v}_{\text{прс}}$  на  $\theta_i^j$  приобрел строгую количественную основу.

Расчеты Адеева с сотрудниками [3] по диффузионной модели (штриховая кривая на рис.30) хорошо воспроизводят экспериментальную жесткость на рис.30,а для ядер с  $Z^2/A \geq 34$ , а для других случаев (рис.30,б и 30,в) качественно передают ход этих зависимостей. Однако она получена с параметрами МЖК [13] (сплошная кривая), которая сама для легких ядер, где нет стадии спуска и динамика не играет существенной роли, не соответствует эксперименту. К сожалению, расчетов по диффузионной модели, в которой за основу была взята МЖК с учетом конечного радиуса ядерных сил [15,16], на сегодняшний день не существует.

Есть еще один интересный теоретический аспект данного вопроса. Расчетная штриховая линия на рис.30, как уже было сказано, получена в предположении о двухтельном характере вязкости ядерного вещества. Однако проведенные в последнее десятилетие эксперименты по определению множественности предделительных нейтронов [37,38] (см.первый раздел), особенностей предделительных  $\gamma$ -квантов из гигантского дипольного резонанса [237], свойств квазиделения [89], а также наш анализ ЭР в предыдущем пункте, говорят, что в ядре, скорее всего, реализуется однотельный механизм диссипации [233], либо, согласно работам Фребриха — Гончара [59,72—75], «как бы сочетание» их (промежуточный вариант).

В работах [3,222] были проведены расчеты с поверхностным однотельным механизмом диссипации с  $k_s = 0,27$ . Оказалось, что величина  $\sigma_M^2$  слабо чувствительна — в пределах  $10 \div 20\%$  — к механизму вязкости, но при этом причины, формирующие для тяжелых ядер большие значения  $\sigma_M^2$ ,

различны. Для двухтельной вязкости спуск с седла проходит за конечное, сравнительно короткое время ( $4 - 8 \cdot 10^{-21}$  с) [3]. В этом случае в точке разрыва делящаяся система «помнит» о своей предыстории, и чем быстрее спуск, тем более близкие к седлу жесткости «запоминаются», а так как от вершины барьера к разрыву жесткость монотонно возрастает, то «запоминаются» меньшие ее значения, чем в разрыве, и соответствующая ей дисперсия  $\sigma_M^2$  растет.

Для однотельного механизма спуск происходит почти на порядок медленнее ( $20 - 50 \cdot 10^{-21}$  с) [3], и это приводит к «забыванию» своей предыстории, однако, из-за большой величины вязкости (трения), происходит сильная диссипация энергии, сосредоточенной в коллективных степенях свободы, во внутренние, ядро к разрыву сильно греется, при этом, естественно, значительно возрастают флуктуации коллективных переменных, в том числе и масс-асимметричной. В конечном итоге это приводит к тому, что «жесткости, определяющие значения  $\sigma_M^2$ , усредняются по большей части спуска, соответственно временному характеру процесса» [3,5]. Таким образом, становится понятным, почему экспериментально наблюдаемые дисперсии  $\sigma_M^2$  и соответствующие им жесткости на рис.30 занимают положение между крайними случаями — седлом и разрывом. Опираясь на вышесказанное, данные на рис.30 можно усреднить для определенной температуры на барьере и в разрыве:

$$[(d^2V/d\eta^2)_{1 \text{ или } 2} + (d^2V/d\eta^2)_3]/2. \quad (37)$$

В этом случае

$$(\theta_{sp}^{ef 1 \text{ или } 2} + \theta_{sc}^{ef 3})/2, \quad (38)$$

что будет соответствовать экспериментальной жесткости и температуре приблизительно на середине спуска (на рис.30 это не показано).

Как видим, непосредственно из МР, так же, как и из энергетических характеристик, невозможно сказать: какой же механизм трения — двухтельный или однотельный — реализуется в ядре.

Основной характерной чертой, отличающей в расчетах один механизм от другого, является время спуска от седла к разрыву. Эта разница, как было сказано выше, может по времени достигать порядка. Сумев экспериментально измерить это время, соответственно, можно ответить на поставленный вопрос.

Своеобразными часами, измеряющими среднее время деления (время, которое ядро проводит до барьера, плюс время спуска), согласно работам [37,47,49,50,55-58] является средняя множественность предделительных



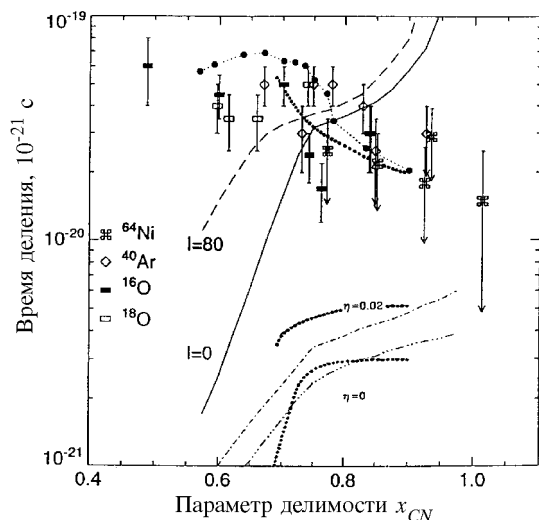


Рис.31. Зависимость полного времени деления (разные значки с ошибками), извлеченного из данных о  $\bar{V}_{pre}$  для указанных реакций для разных ядер, от  $x$  [37,55,75]. Теоретические кривые: штрихпунктир — расчет времени спуска [213] по динамической модели с двухтельной вязкостью при  $\mu = \eta = 0$  и  $\mu = \eta = 0,02$  Тп, точечные кривые внизу — расчет [3] по диффузионной модели также с двухтельной вязкостью с  $\mu = 0$  и  $\mu = 0,02$  Тп; сплошная кривая — расчет [213], но с однотельной вязкостью при  $l = 0$ , штриховая линия — то же, что и сплошная, но адаптированная к  $l = 80/h$  [37,75]; черные кружки — расчет [75] наиболее вероятного времени деления; точечная кривая сверху — среднее время спуска в диффузионной модели [3] с поверхностным однотельным механизмом вязкости с  $k_s = 0,27$

циях в зависимости от параметра делимости  $x$ . Из данных на рис.31 следовало бы исключить результаты с ионами  $^{64}\text{Ni}$ , так как они характеризуют квазиделительный процесс (об этом — ниже). Разными кривыми показаны теоретические расчеты не полного времени деления, а среднего времени спуска. Хотя такое сравнение не совсем корректно, но для тяжелых ядер ( $x \geq 0,75$ ), у которых седловая точка близка по конфигурации к основному

нейтронов  $\bar{V}_{pre}$ . Ядру необходимо прожить какое-то конечное время, чтобы иметь возможность при переходе от основного состояния к точке разрыва испустить наблюдаемое число  $\bar{V}_{pre}$ . И наоборот, из данных о  $\bar{V}_{pre}$  посредством модельных представлений об испарении нейтронов можно извлечь искомое время деления. Подобная процедура, основанная на модифицированной статистической модели, в которую вводится параметр задержки времени, такой, чтобы модель описывала эксперимент, была предложена в работе [50] и использована в [55] для анализа экспериментальных данных о  $\bar{V}_{pre}$  в зависимости от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер.

На рис.31 [37,55,75] приведены «экспериментальные» средние полные времена деления (разные значки с ошибками), полученные в указанных реакциях

состоянию, и процесс деления, по существу, состоит из одного спуска, подобное сопоставление до некоторой степени правомерно.

В нижней части рис.31 штрихпунктирными и точечными кривыми приведены расчеты работ [213] и [3] соответственно для случаев невязкого ядра ( $\eta = \mu = 0$ ) и с использованием двухтельной вязкости с  $\eta = \mu = 0,02$  Тп. Сплошной кривой показаны расчеты в рамках динамической модели [213] для  $l=0$ , а штриховой — они же, адаптированные к  $l=80h$  [37,75] для однотельного «стены с окном» механизма диссипации. Точечная кривая сверху — расчеты Адеева с соавторами [3] по диффузионной модели в предположении однотельного «поверхностного с окном» механизма с  $k_s = 0,27$ . Крупные черные кружки — расчеты Гончара [59,75] с «промежуточным» механизмом диссипации (см. первый раздел).

Итак, что мы наблюдаем на рис.31? Расчеты [3,213] с двухтельной вязкостью не способны, в отличие от МЭР, воспроизвести «экспериментальные» времена деления. Динамическая модель [213] с использованием однотельной вязкости дает противоположную по отношению к эксперименту тенденцию зависимости от  $x$  — время спуска в [213] с утяжелением ядер растет вместе с протяженностью этого спуска. Картина, близкая к экспериментальной реализуется в диффузионной модели [3] — в ней делящаяся система проводит большую часть времени вблизи седла, а лишь затем, «разгоняясь», достигает точки разрыва. Для сравнительно легкого ядра  $x \sim 0,7$  энергетического перепада между седлом и точкой разрыва почти нет, и ядро долго «флуктуирует» по почти плоской потенциальной поверхности. В этом случае время спуска большое. Для тяжелых ядер ( $x = 0,8 - 0,9$ ) энергетический перепад седло — разрыв становится большим, делящееся ядро фактически сразу начинает «разгоняться» на спуске, и это приводит к меньшим временам, что зафиксировано на рис.31.

Подчеркнем, что диффузионная модель [3] не привлекалась к описанию  $\bar{v}_{pre}$ , времена спуска в ней для однотельной вязкости рассчитывались для МЭР осколков, и согласие «экспериментальных» и расчетных значений на рис.31, несомненно, говорит в пользу однотельного механизма диссипации, реализующегося в ядре.

При «промежуточном» варианте вязкости, предложенном Фребрихом и Гончаром [59,72—75], тенденция поведения наиболее вероятного времени деления также близка к экспериментальной.

Однако не стоит обольщаться количественным совпадением «экспериментальных» времен с теоретическими, так как сами «экспериментальные» времена деления модельно-зависимы. В недавней работе [238] был сделан повторный анализ этих времен, извлекаемых из данных о  $\bar{v}_{pre}$  из той же работы [55], но при использовании новой времязависящей комбинирован-

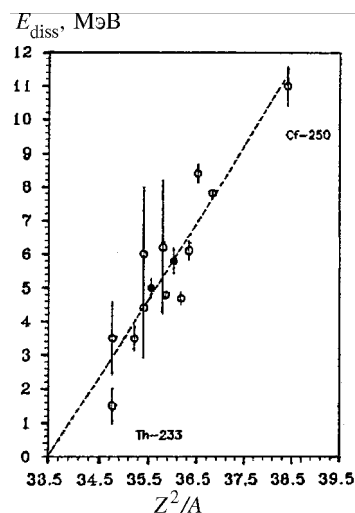


Рис.32. Зависимость энергии диссипации  $E_{\text{diss}}$  от  $Z^2/A$ , извлеченной из данных о четно-нечетном эффекте при низкоэнергетическом делении актиноидов [240]. Штриховая прямая — описание данных по методу наименьших квадратов

ной статистической модели с учетом динамики слияния по Фельдмаеру [139]. Новые значения экспериментальных времен слияния—деления оказались на порядок больше, чем показано на рис.31, и составили в среднем  $2 - 5 \cdot 10^{-19}$  с, но тенденция уменьшения времени с увеличением  $x$  осталась.

Еще одним, на наш взгляд, подтверждением (хотя и косвенным), относительно характера диссипации в ядре являются

свойства низкоэнергетического, достаточно далекого от нашего случая, деления. Хорошо известен факт, что при делении ядер-актиноидов тепловыми нейтронами протонный четно-нечетный эффект в выходах осколков уменьшается с утяжелением ядер [236,239,240], что интерпретируется в этих работах как проявление вязких свойств ядерной материи на спуске. Чем тяжелее ядро, тем, соответственно, спуск длиннее (по деформации, но, возможно, не по времени), и естественно ожидать, что энергия, диссипировавшая из коллективных степеней свободы в одночастичные, больше. При этом из-за нагрева ядра происходит разрыв протонных пар. Применяя некоторые теоретические представления об энергетике этого разрыва [236,239,240], из экспериментальных данных о четно-нечетных эффектах в выходах осколков можно найти энергию, которая ушла на разрыв таких пар, т.е. энергию диссипации  $E_{\text{diss}}$ . На рис.32 из работы [240] приведена зависимость  $E_{\text{diss}}$  от

параметра  $Z^2/A$ . Пунктирная линия — описание данных по методу наименьших квадратов. При этом  $E_{\text{diss}} = 0$  для  $Z^2/A = 33,5$ . Теперь вернемся к рис.30, к жесткости  $d^2V/d\eta^2$ . Как уже говорилось, максимум кривой жесткости находится при  $Z^2/A \approx 34$ , а поворот кривой от монотонного роста, характерного для легких ядер, приходится как раз на  $Z^2/A \approx 33,5$ , а ведь именно это место можно интерпретировать как начало появления спуска с вершины барьера, т.к. для точки разрыва жесткость постоянно растет.

Таким образом, связь, казалось бы, разнородных данных для свойств низкоэнергетического деления и возбужденных ядер очевидна и это, по-видимому, аргумент в пользу того, что в том и другом случае реализуется

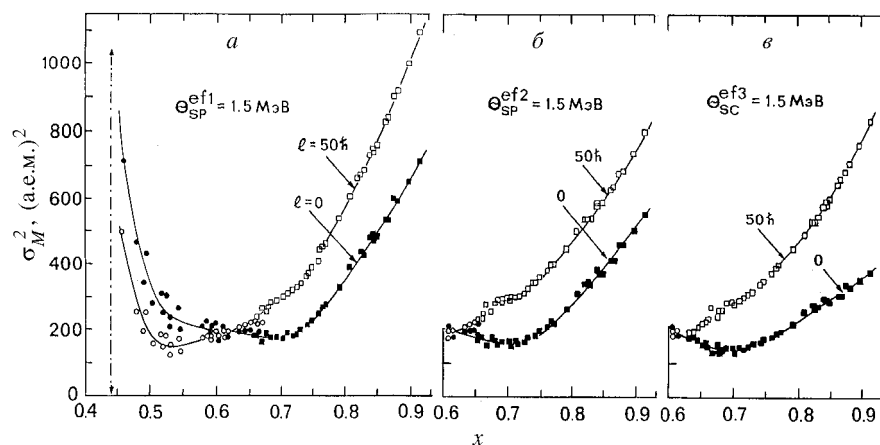


Рис.33. Зависимость  $\sigma_M^2$  от  $x$  для  $\theta_i^j = 1,5$  МэВ при  $l=0$  и  $l=50h$ . Круги (светлые и черные) — данные для легких ядер [22], квадраты — результаты [70] для тяжелых ядер

один и тот же механизм диссипации — однотельный, так как для деления тепловыми нейтронами, сугубо оболочечного процесса принцип Паули накладывает еще более жесткие условия на двухтельные столкновения нуклонов, чем при высоких возбуждениях.

Существует альтернативная работам Адеева и др. [3] точка зрения на формирование МР. Броза с соавторами [235,241] разработали модель деления, объясняющую большую дисперсию МР случайным флуктуационным разрывом шейки (подобная возможность рассматривалась и в работе [5]) и вообще не учитывающую вязкие свойства ядерного вещества. Однако выбранная в работах [235,241] параметризация делящегося ядра с толстой протяженной цилиндрической шейкой, по-видимому, достаточно искусственна. В случае же с физически более реальной шейкой, как, например, в работах [3,11—16,205—215,232], вклад в наблюдаемую дисперсию от флуктуаций места разрыва составляет не более 5—10% [3].

Теперь рассмотрим свойства дисперсий МР в зависимости от температуры  $\theta_i^j$ , углового момента  $l$  и нуклонного состава.

На рис.33 показано поведение  $\sigma_M^2$  при  $\theta_i^j = 1,5$  МэВ в зависимости от параметра делимости  $x$  при  $l=0$  и  $l=50h$ , значения  $\sigma_M^2$  при  $l=0$  на рис.33 были получены из экспериментальных усредненных кривых жесткости на рис.30,а и выражения (33). Дисперсия для  $l=50h$  определялась при помощи

коэффициентов  $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$  (рис.16 и 18) для соответствующих значений температур  $\theta_i^j$ . На рис.33 кружками показаны данные для легких ядер [22], квадратами — данные для тяжелых ядер [70]. На рис.33,б и 33,в данные начинаются с  $x = 0,6$ , так как для более легких ядер зависимость  $\sigma_M^2(\theta_i^j, \bar{l}^2)$  та же, что и на рис.33,а. Рисунок 33, надеюсь, в других комментариях не нуждается.

**4.3. Свойства квазиделения.** Выше, рассматривая свойства массовых распределений осколков, мы ограничились реакциями с ионами (или мишенями в реакциях с инверсной кинематикой)  $A_i < 27$ . В процессе взаимодействия ядер с такими ионами происходит их полное слияние с последующим «истинным» делением, свойства которого мы исследовали до сих пор.

Теперь рассмотрим основные черты и закономерности реакций с ионами  $A_i > 27$ , которые часто приводят к процессу, называемому квазиделением.

Теоретические подходы к описанию процесса слияния и квазиделения в реакциях с массивными ионами наиболее разработаны Святецким с коллегами [233] и Фельдмаером [139] в рамках динамических моделей с односторонним механизмом диссипации.

Схематическая иллюстрация процесса взаимодействия массивного иона с ядром показана на рис.34 [242]. При столкновении такого иона с ядром мишени в зависимости от прицельного параметра может произойти: их полное слияние с образованием классического составного ядра, которое затем может разделиться обычным образом; глубоконеупругое рассеяние; промежуточный случай — квазиделение, когда на какое-то время сталкивающиеся ядра образуют двойную ядерную систему с шейкой, при этом начинается обмен нуклонами и перераспределение масс, затем шейка может исчезнуть вовсе, но система не достигает деформаций, характерных для делительного барьера, и тем более основного состояния, полная релаксация масс-асимметричной координаты не наступает и, по-существу, происходит как бы последняя стадия деления — спуск и, по-видимому, часто не по полной траектории.

Из этой схемы ясно, что процесс квазиделения протекает по времени быстрее «истинного» деления, и «ядерные часы» — множественность  $\bar{V}_{pre}$  — для таких реакций ясно указывает на этот факт [55] (рис.31, реакция с ионами  $^{64}\text{Ni}$ ).

В эксперименте, естественно, наблюдается суперпозиция всех возможных каналов распада ядра. Вклад каждой компоненты зависит от конкретной изучаемой реакции: массы, заряда иона и мишени, энергии налетающе-

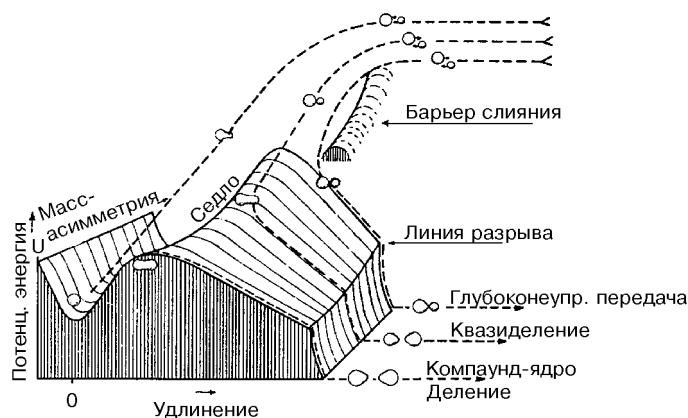


Рис.34. Схематическое изображение траекторий взаимодействия массивного иона с ядром мишени, приводящего к «истинному» делению, квазиделению, глубоконеупругому рассеянию [242]

го иона, энергии возбуждения системы, угла регистрации продуктов и т.д., и часто выделение одного канала реакции на фоне других, например, «истинного» деления и квазиделения, вызывает значительные трудности.

Свойства квазиделительных реакций наиболее полно и подробно изучались в работах [89,96,138], где в инверсной кинематике с использованием пучков ионов  $^{208}\text{Pb}$  [138] и  $^{238}\text{U}$  [89,96], мишеней от  $^{16}\text{O}$  до  $^{89}\text{Y}$  исследовались сечения слияния — деления — квазиделения, угловые распределения осколков, МЭР осколков и их корреляции: масса—энергия, масса—угол.

На рис.35 в качестве характерного примера приведены результаты измерений [96], отражающие основные свойства деления и квазиделения в реакциях  $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  при энергии пучка ионов урана 6 МэВ/нуклон. На рис.35 показаны: слева — двумерные матрицы распределения осколков ( $E_k, M$ ) — полная кинетическая энергия — масса; посередине — двумерные матрицы масса—угол в с.д.м.; справа — распределения масс (выходы) продуктов реакций, суммированные по всем углам.

Реакция  $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$  представляет собой пример «истинного» деления — матрица осколков ( $E_k, M$ ) имеет классическую треугольную форму [3,137], а само распределение масс не зависит от угла и, соответственно, выходы для углов вперед-назад одни и те же (штрихпунктир на правом рисунке).

Реакция  $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$  близка по свойствам к первой, но в корреляции масса—угол четко виден поворот матрицы для самых легких и самых тяже-

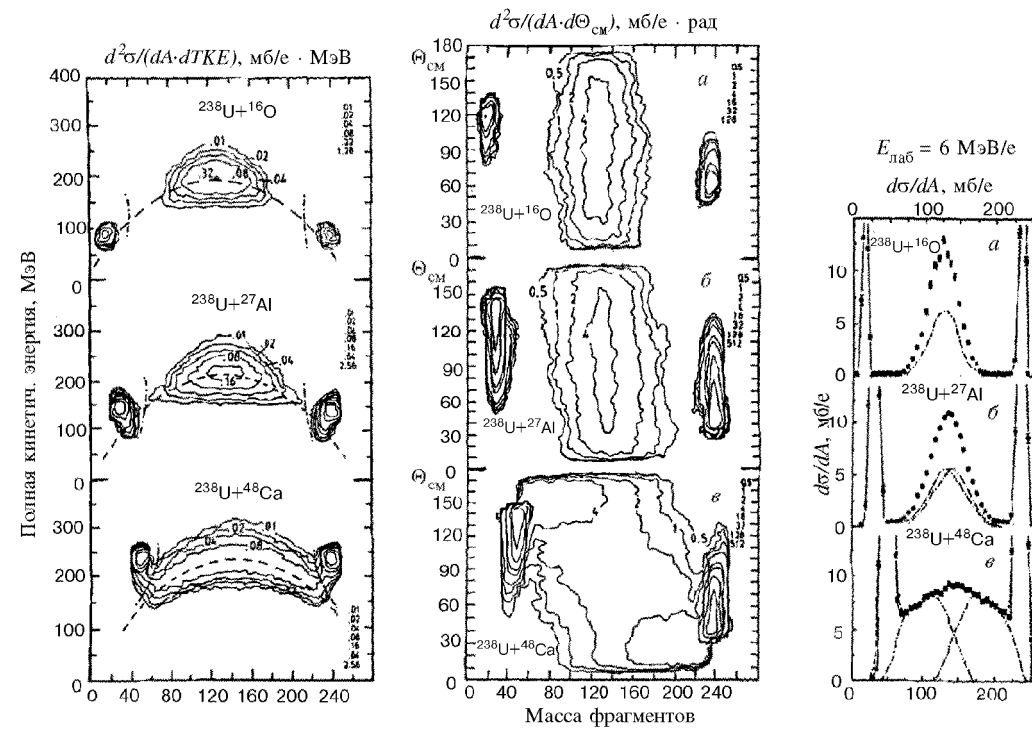


Рис.35. Основные свойства осколков деления или осколочноподобных продуктов в реакциях  $^{238}\text{U}+^{16}\text{Ca}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  при энергии ионов урана 6 МэВ/нуклон [96]: слева — двумерные матрицы масса—энергия продуктов реакций; посередине — двумерные матрицы корреляций масса—угол в с.ц.м.; справа — выходы продуктов реакций. Штрихпунктир — распределение продуктов вперед—назад, согласно средним рисункам

лых осколков, отражающий неравновесный характер процесса для них. Это сказывается и на ширине выходов масс (правый рисунок), она увеличивается, так как распределения для передних и задних углов уже не совпадают друг с другом (штрихпунктирные кривые). Но следует отметить, что измеренные выходы масс в подобных реакциях для угла  $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 90^\circ$ , а именно вблизи этого угла во многих экспериментах обычно устанавливались детекторы осколков, практически не будет отличаться своей шириной от нормального деления. В этом случае квазиделительный процесс можно идентифицировать только по угловым распределениям осколков [228], анизотропия которых оказывается больше, чем для «истинного» деления [89].

Реакция  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  показывает, что вклад квазиделения в ней является подавляющим с резко выраженной асимметрией вперед-назад осколочноподобных продуктов, и форма распределения их хотя и напоминает гауссиан с большей дисперсией, но сформировано оно, как видно на рис.35 справа (штрихпунктир), из неравновесных осколочноподобных продуктов.

Признаки квазиделения были четко сформулированы в работе [89]:

- а) большая ширина распределений масс, не совместимая с делением компаунд-ядра;
- б) асимметрия в корреляциях масса—угол осколков;
- в) большая угловая анизотропия осколков, которая не может быть объяснена делением компаунд-ядра.

В большом числе экспериментальных работ [5,55,67,68,107, 108,178—181,183,186,198] в реакциях с массивными ионами таких подробных характеристик процесса деления и квазиделения, как в [89,96,138], получено не было, часто проводятся только дисперсии  $\sigma_M^2$  или FWHM — полная ширина на половине высоты MP, из которых трудно, а зачастую и невозможно понять, не имея сведений по всем вышеперечисленным пунктам, каким именно механизмом оно образовано в данной конкретной реакции, так как, например, большая ширина MP для тяжелых ядер может быть связана как с влиянием углового момента  $l$  при стандартном механизме «истинного» деления, так и с процессом квазиделения.

На рис.36 [68] представлены экспериментальные данные непосредственно в величинах дисперсий  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$ , измеренные в работах [2,21,89, 138,181,186—189,195,203], и результаты расчетов по диффузионной модели [3] (сплошные кривые) для области ядер с  $x > 0,6$ , причем никакие поправки на  $l$  и  $\theta_i^j$  не вводились. В этом случае реакции заметно отличаются по энергии возбуждения во входном канале, тем не менее по эффективной температуре  $\theta_i^j$  отличия невелики, в пределах 20%. На рис.36 введена дифференциация по тяжести налетающих ионов: черными значками показаны



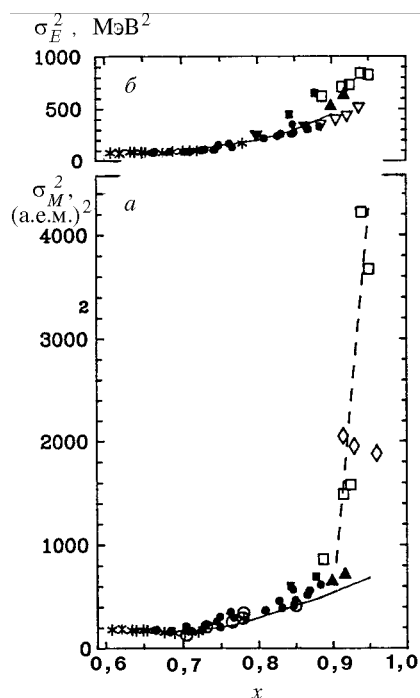


Рис.36. Экспериментальные данные о  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  для  $x > 0,6$  [68]. Никакие поправки не вводились. Черные значки, включая звездочки, — реакции с легкими заряженными частицами и тяжелыми ионами для сильно асимметричных комбинаций ион—мишень с отношением  $A_t/A_i < 10$ . Сплошные кривые — расчеты по диффузионной модели [3]. Штриховая линия показывает ветвь квазиделения

данные для реакций с «легкими» тяжелыми ионами для сильно асимметричных систем ион—мишень  $A_t/A_i \geq 10$ ; светлыми значками — реакции с массивными ионами  $A_t/A_i < 10$ ; звездочками — данные для реакций с легкими заряженными частицами ( $A_i \leq 4$ ).

В  $x$ -зависимости  $\sigma_M^2$  (рис.36,а) прослеживаются две ветви: до  $x = 0,85$  практически независимо от входного канала, температуры и момента данные, в среднем, находятся в единой массе и отвечают истинному делению. Начиная с  $x = 0,85$  ( $Z^2/A \sim 40$ ), происходит их резкое разделение. Для «легких» ионов  $\sigma_M^2$ , в общем случае, не превышает  $800 \text{ (a.u.)}^2$ , для массивных ионов вступает в игру квазиделение, сильно уширяющее МР, и  $\sigma_M^2$  растет почти на порядок.

Другая ситуация реализуется для дисперсии  $\sigma_E^2$  на рис.36,б. Если и есть различия для легких и массивных групп ионов, то они, в целом, небольшие.

Интересная картина наблюдается для полной кинетической энергии осколков. На рис.37 сравниваются экспериментальные значения  $\bar{E}_k$  для «истинного» деления и квазиделительных реакций. Этот рисунок построен аналогично рис.26. На нем в виде отклонения  $\Delta\bar{E}_k$  приведены данные для обоих типов реакций — черные точки — те же, что и на рис.26, начиная с  $Z^2/A^{1/3} = 800$ , светлые значки — результаты работ [55,89,96,196], где в реакциях с ионами (мишенями) от  $^{27}\text{Al}$  до  $^{\text{nat}}\text{Zn}$  исследовался процесс

квазиделения. На этом же рисунке для сравнения показаны те же теоретические расчеты  $\bar{E}_k$  Никса и Сирка, что и на рис.26,а и 26,г с двух- и одной вязкостью.

Представленные в таком виде результаты измерения указывают, что, по всей видимости, для квазиделения не происходит полной релаксации  $\bar{E}_k$ , она в среднем явно выше, чем для «нормального» деления. Кроме того, само ее значение для конкретной реакции, по-видимому, зависит от условий во входном канале, в отличие от «истинного» деления, где нет такой зависимости [67,107] (см.второй раздел).

В подтверждение сказанного приведем характерные примеры. В работе [55] исследовалось МЭР осколков в реакциях  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th} + ^{64}\text{Ni} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{218}\text{Th}$ , приводящих к делению и квазиделению ядер тория. Во втором случае  $\bar{E}_k$  и  $\sigma_E^2$  на 8 МэВ и  $\sim 200 \text{ МэВ}^2$ , соответственно, выше, чем в первой реакции, хотя для реакции с ионом  $^{16}\text{O}$  начальная энергия возбуждения выше (на  $\sim 50 \text{ МэВ}$ ). Может возникнуть возражение, что в этих реакциях исследуются разные изотопы тория, однако данные Глаголы с соавторами [107] для «истинного» деления показывают, что в реакциях  $^{32}\text{S} + ^{144-154}\text{Sm} \rightarrow ^{176-186}\text{Pt}$ , где делятся изотопы платины и изотопическая цепочка достигает 10,  $\bar{E}_k$  с точностью до 1 МэВ одинакова вне зависимости от изотопа.

Далее, в работе [89] в реакциях  $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$  получено, что  $\bar{E}_k$  для иона  $^{48}\text{Ca}$  опять выше в среднем на 6 МэВ, чем для ионов  $^{40}\text{Ca}$ ,  $\sigma_E^2$  также несколько больше для более тяжелого иона. Эти примеры свидетельствуют о большой вероятности того, что квазиделительные траектории в конфигурационном пространстве композитной (но не составной) системы ион—мишень даже на последней стадии — спуске — отличаются от траекторий, характерных для «истинного» деления. По-видимому, при квазиделении

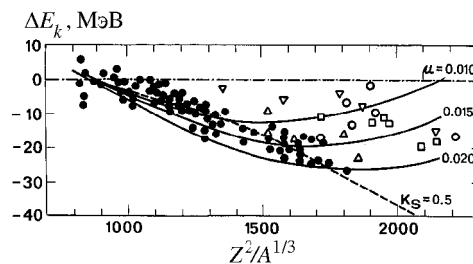


Рис.37. Сравнение экспериментальных значений  $\bar{E}_k$  для «истинного» деления и квазиделительных реакций, представленных в виде  $\Delta E_k$  (как на рис.26). Черные кружки — те же, что и на рис.26, начиная с  $Z^2/A^{1/3} = 800$ . Светлые значки — результаты работ [55,89,96,195] для реакций с ионами  $A_i > 27$ . Сплошные и штриховые кривые — те же, что и на рис. 26,а и 26,г

ядро рвется при более компактных конфигурациях. К этому же выводу пришли и авторы работы [89].

К сожалению, прямых экспериментальных данных о сравнении энергетических характеристик осколков «классического» деления и осколочно-подобных продуктов в квазиделении для одного и того же ядра на сегодняшний день нет. Подобные эксперименты могли бы пролить свет на динамику слияния—деления—квазиделения массивных ионов с ядрами.

В теоретической работе [243] была рассмотрена проблема кинетической энергии осколков в реакциях  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ , которые приводят к квазиделению ядер  $^{270,272}\text{108}$ . В [243] было отмечено, что, во-первых, параметризация ядра с шейкой по Святецкому [233] для подобных реакций достаточно удачна, так как сделанные на ее основе расчеты зависимости расстояния между центрами тяжести осколков от массы  $D(M)$ , характеризующие кулоновскую энергию отталкивания, достаточно близки к эксперименту [189], во-вторых, разрыв шейки происходит не при нулевом ее радиусе, а при некотором конечном  $r_n$  — лучшее согласие с экспериментом достигается при  $r_n = 2/9$  ее длины, как это предложил в [235,241] Броза с соавторами, в-третьих, оказалось, что  $D(M)$  для обеих вышеназванных реакций фактически одинакова, как по абсолютной величине, так и по характеру самой зависимости. Однако в [243] рассмотрены только центральные столкновения ион-мишень, и неизвестно, как будет вести себя система при всех других возможных значениях прицельного параметра, которые как раз и характерны для квазиделения (рис.34), и для которых существен учет углового момента системы. Кроме того, из работы [243] неясно, какая предразрывная энергия реализуется для этих реакций — одинакова ли она? Таким образом, вопрос о теоретическом рассмотрении свойств ЭР для квазиделительных процессов остается, по сути, открытым.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре дан анализ характеристик МЭР осколков деления возбужденных ядер, перекрывающий диапазон  $Z^2/A$  от 20 до 43.

Рассмотрен широкий круг вопросов, связанных со статическими свойствами модели жидкой капли и адекватностью ее различных модификаций опыту. Из сравнения теоретической и экспериментальной информации об устойчивости нагретых ядер к масс-асимметричным вариациям формы был сделан вывод, что МЖК с учетом короткодействия ядерных сил, по крайней мере, в области легких ядер с  $Z^2/A = 20 - 30$ , достаточно хорошо вос-

производит наблюдаемую на опыте зависимость  $d^2V/d\eta^2$  от нуклонного состава и правильно предсказывает положение точки БГ.

Для тяжелых ядер с  $Z^2/A > 32$  огромную роль играют динамические процессы, которые приводят к диссипации энергии, накопленной в коллективных степенях свободы, во внутренние. Таким образом, при теоретическом рассмотрении вопроса о формировании МЭР осколков невозможно обойтись без введения понятия о вязкости ядерного вещества, однако ни ЭР, ни МР осколков нечувствительны к механизму вязкости. Только совместный анализ наблюдаемых в эксперименте характеристик как для делящегося ядра ( $\bar{v}_{pre}, \sigma_{fus}, \sigma_f$ ), так и непосредственно осколков (МЭР) приводит к выводу, что в ядре, скорее всего, реализуется однотельный механизм диссипации.

Кинетическая энергия осколков и ее дисперсия слабо зависят от условий разрыва ядра на осколки, однако высшие моменты ЭР отвергают критерий разрыва  $r_n = 0$ .

Решению всего комплекса вопросов, связанных с формированием МЭР осколков, способствовала экспериментально установленная их зависимость от углового момента в широкой области делящихся ядер с  $A_{CN} = 100 \div 260$ . Эта зависимость оказалась совсем не простой, меняющей свой знак при утяжелении ядер.

Большую, хотя и подчиненную роль сыграли систематики средней множественности нейтронов  $\bar{v}_{pre}, \bar{v}_{pre}^{gs}, \bar{v}_{pe}$ , позволившие достаточно корректно определять температуру, с которой реально делятся ядра с любым нуклонным составом.

В целом выполненные в последние годы экспериментальные и теоретические исследования различных характеристик процесса деления нагретых ядер позволяют представить достаточно целостную картину этого сложного явления.

Рассмотрение свойств квазиделительных реакций показывает, что для этого случая не происходит полной релаксации не только по массовой координате, но, по-видимому, и по энергетическим характеристикам.

Авторы настоящей работы надеются, что она станет некоторым стимулом как для экспериментальных групп, так и для теоретиков в решении остающихся важных проблем, таких как энергетические характеристики сверхтяжелых составных систем, свойства квазиделения в зависимости от  $A_i, Z_i, A_i, Z_i, E_i$  и т.д., МЭР осколков в области точки БГ в реакциях с легкими частицами при  $l \sim 0$ , динамические аспекты описания МЭР в модели с короткодействием ядерных сил, более точный теоретический анализ зависимостей  $\sigma_M^2$  и  $\sigma_E^2$  от  $l$  и нуклонного состава и, в конечном итоге, пол-

ный теоретический анализ с единых позиций совместно всех наблюдаемых на опыте свойств процесса слияния—деления.

В этом плане, по нашему мнению, наиболее перспективными кажутся разработки на основе трех-, а может быть  $n$ -мерной ланжевеновской динамики.

Авторы благодарят Г.Д.Адеева, В.В.Пашкевича, И.И.Гончара, Г.И.Косенко, Ю.Ц.Оганесяна и В.Н.Околовича за многочисленные плодотворные обсуждения и постоянный интерес к работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Струтинский В.М., Коломнец В.М. — Материалы 8-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л: Наука, 1973, т.2, с.483.
2. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиринкин Г.Н. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.701.
3. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В. и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.1229; Adeev G.D., Pashkevich V.V. — Nucl.Phys., 1989, v.A502, p.405c.
4. Карамян С.А. и др. — ЯФ, 1968, т.8, с.690; 1969, т.9, с.715; Phys.Chem.Fission, IAEA, Vienna, 1969, p.759.
5. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И. — ЯФ, 1970, т.11, с.982.
6. Пик-Пичак Г.А., Струтинский В.М. — Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962, с.12.
7. Nix J.R. — Nucl.Phys. 1969, v.A130, p.241.
8. Косенко Г.И., Гончар И.И., Сердюк О.И., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1992, т.55, с.920.
9. Жданов С.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.3169.
10. Жданов С.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1993, т.56, №3, с.55.
11. Струтинский В.М., Лященко Н.Я., Попов Н.А. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.584; Nucl.Phys., 1963, v.46, p.639.
12. Струтинский В.М. — ЖЭТФ, 1963, т.45, с.1891; с.1900; ЯФ, 1965, т.1, с.821.
13. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Ark. Fys., 1967, v.36, p.343.
14. Myers W.D. — Droplet Model Atomic Nuclei. N.Y.:IFI/Plenum, 1977.
15. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J. — Phys. Rev., 1979, v.C20, p.992.
16. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.2039.
17. Businaro U.L., Gallone S. — Nuovo Cim., 1955, v.1, p.629, p.1277.
18. Moretto L.G. — Nucl. Phys., 1975, v.A247, p.211.
19. Sobotka L.G., McMahan M.A., McDonald et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2004.
20. Андроненко Л.Н., Вайшнене Л.А., Котов А.А. и др. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.685.
21. Иткис М.Г., Лукьянов С.М., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.23.
22. Иткис М.Г., Музыка Ю.А., Оганесян Ю.Ц. и др. — ЯФ, 1995, т.58, с.2140.

23. McMahan M.A., Moretto L.G., Padgett M.L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.1995.
24. Sobotka L.G., Padgett M.L., Wozniak G.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.2187.
25. Becchetti F.D., Hicks K.H., Fields C.A. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.1217.
26. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.1101; Z.Phys., 1986, v.A323, p.307.
27. Sikkeland T. — Phys. Rev., 1964, v.B135, p.669; Sikkeland T., Clarkson J.E., Steiger-Shafirir N.H., Viola V.E. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.329.
28. Beckerman M., Blann M. — Phys.Rev., 1978, v.C17, p.1615.
29. Blann M., Komoto T.A. — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.472.
30. Vigdor S.E., Karwowski H.J. — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1068.
31. Hinde D.J., Leigh J.R., Newton J.O. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.109; 1983, v.A398, p.308.
32. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Муzychка Ю.А. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.809.
33. Van der Plicht J., Britt H.C., Fowler M.M. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.2022.
34. Charity R.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A457, p.441.
35. Itkis M.G., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya. et al. — Int. School-Seminar in Heavy Ion Physics (Dubna, May, 1993, Russia) Dubna, JINR, 1993, v.1, p.213.
36. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys. (N.Y.) 1974, v.82, p.557.
37. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. (Fr.), 1992, v.17, p.471.
38. Козулин Э.М., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. — ЯФ, 1993, т.56, №2, с.37.
39. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
40. Gavron A., Beene J.R. Cheynis B. et al. — Phys.Rev.Lett., 1981, v.47, p.1255., 1982, v.48, p.835(E).
41. Gavron A., Gayer A., Boissenain J. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C35, p.579.
42. Holub E., Hilscher D., Ingold G. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.252.
43. Zang W.P., Hilscher D., Ingold G. et al. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.519.
44. Ward D., Charity R.J., Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1983, v.A403, p.189.
45. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A452, p.550.
46. Hinde D.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J. et al. — Nucl. Rev., 1987, v.A472, p.318.
47. Newton J.O., Hinde D.J., Charity R.J. et al. — Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.126.
48. Hinde D.J., Agata H., Tanaka M. et al. — Phys. Rev., 1988, v.C37, p.2923.
49. Hinde D.J., Agata H., Tanaka M. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.2268.
50. Rossner H., Hilscher D., Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C40, p.2629.
51. Rossner H., Hinde D.J., Leigh J.R. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.719.
52. Блинов М.В., Бордюг В.М., Козулин Э.М. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.42.
53. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P. et al. — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.1809.
54. Strecker M., Wien R., Plischke P., Scobel W. — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.2172.
55. Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1229.

56. **Saxena A., Chatterjee A., Choudhury R.K. et al.** — *Phys. Rev.*, 1994, v.C49, p.932.
57. **Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H.** — *Nucl. Phys.*, 1989, v.A502, p.497c.
58. **Ньютон Дж.О.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.821.
59. **Гончар И.И.** — ЭЧАЯ, 1995, т.26, с.932.
60. **Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W.** — *Phys. Rev.*, 1965, v.137, p.837.
61. **Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter F.G.** — *Phys. Rev.*, 1966, v.141, p.1146.
62. **Plasil F., Burnett D.S., Britt H.C., Thompson S.G.** — *Phys. Rev.*, 1966, v.142, p.696.
63. **Fiore L., Viesti G., Bortignon P.F. et al.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.C47, p.1835.
64. **Fiore L., Viesti G., Bortignon P.F. et al.** — *Phys. Lett.*, 1993, v.B298, p.283.
65. **Wapstra A.N., Audi G., Hoekstra R.** — *At. Data Nucl. Data Tabl.*, 1988, v.39, p.281.
66. **Moller P., Nix J.R.** — Preprint Los Alamos Nat.Lab. LA-UR-86-3983, Los Alamos, 1986; *At.Data, Nucl.Data Tabl.* — 1988, v.39, p.213.
67. **Чубарян Г.Г., Иткис М.Г., Лукьянов С.М. и др.** — ЯФ, 1993, т.56, №3, с.3.
68. **Чубарян Г.Г., Лукьянов С.М., Пенионжквич Ю.Э. и др.** — ЯФ, 1991, т.53, с.1195.
69. **Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.** — ЯФ, 1984, т.39, с.1336; препринт ИЯФ АН КазССР 10-83, Алма-Ата, 1983.
70. **Русанов А.Я., Иткис М.Г., Околович В.Н.** — ЯФ, 1997, т.60, с.773.
71. **Mavlitov N.D., Frobrich P., Gontchar I.I.** — *Z. Phys.*, 1992, v.A342, p.195.
72. **Frobrich P., Gontchar I.I., Mavlitov N.D.** — *Nucl. Phys.*, 1993, v.A556, p.281.
73. **Frobrich P., Gontchar I.I.** — *Nucl. Phys.*, 1993, v.A563, p.329.
74. **Gontchar I.I., Frobrich P.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1249.
75. **Hilcher D., Gontchar I.I., Rossner H.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1255.
76. **Back B.B.** — Int. School-Seminar in Heavy Ion Physics (Dubna, Russia, May 1993) JINR, Dubna, 1993, v.1, p.317.
77. **Hofman D.J., Back B.B., Paul P.** — *Phys. Rev.*, 1995, v.51, p.2597.
78. **Wada N., Abe Y., Carjan N.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1993, v.70, p.3538.
79. **Lestone J.P.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1993, v.70, p.2245.
80. **Charity R.J.** — *Phys. Rev.*, 1995, v.51, p.217.
81. **Kramers H.A.** — *Physica*, 1940, v.7, p.284.
82. **Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmuller H.A.** — *Phys. Rev.*, 1983, v.C27, p.2063.
83. **Frobrich P., Marten J.** — *Z. Phys.*, 1991, v.A339, p.171; *Nucl. Phys.*, 1992, v.A545, p.854.
84. **Shtrumberger E., Dietrich K., Pomorski K.** — *Nucl. Phys.*, 1991, v.A529, p.522.
85. **Hinde D.J.** — *Nucl. Phys.*, 1993, v.A553, p.255c.
86. **Eremin N.V., Giardina G., Gontchar I.I.** — *Phys. Lett.*, 1995, v.B353, p.432.
87. **Frobrich P., Rossner H.** — *Z. Phys.*, 1994, v.A349, p.99.
88. **Ogihara V., Fujiwara H., Jeong S.C. et al.** — *Z. Phys.*, 1990, v.A335, p.203.
89. **Shen W.Q., Albinski J., Gobbi A. et al.** — *Phys. Rev.*, 1987, v.C36, p.115.

90. Keller J.G., Back B.B., Glagola B.G. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.1364.
91. Tsang M.B., Ardouin D., Gelbke C.K. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.747.
92. Rossner H., Huizenga J.R., Schroder W.U. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.560.
93. Viola V.E. — Nucl. Data Tables, 1966, v.A1, p.391.
94. Viola V.E., Kwiatkowski K., Wolker M. — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.1550.
95. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1988, т.48, с.312.
96. Toke J., Bock R., Dai G.X. et al. — Nucl. Phys., 1985, v.A440, p.327.
97. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.616; Иткис М.Г., Калпакчиева Р.Г., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1982, т.36, с.824.
98. Lestone J.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.1078; Nucl. Phys., 1993, v.A559, p.277.
99. Ikezoe H. et al. — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.R1187; 1992, v.C46, p.1922; 1994, v.C49, p.968.
100. Bartel J., Quentin P. — Phys. Lett., 1985, v.B152, p.29.
101. Guet C., Shtrumberger E., Brack M. — Phys. Lett., 1988, v.B205, p.427.
102. Мустафа М.Г. — Вопросы атомной науки и техники. Серия: ядерные константы, 1988, выпуск I, с.75.
103. Garcias F. et al. — Nucl. Phys., 1989, v.A495, p.169c; Phys. Rev., 1989, v.C40, p.1522; Z. Phys., 1990, v.A336, p.31.
104. Royer G., Mignen J. — J. Phys., 1992, v.G18, p.1781.
105. Haddad F., Royer G. — J. Phys. 1995, v.G21, p.1357.
106. Newton J.O., Popescu D.G., Leigh J.R. — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.1772.
107. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R. — Phys. Rev., 1984, v.C29, p.486.
108. Lebrun C., Hanappe F., Lecolley J.F. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A321, p.207; Borderie B., Berlinger M., Gardes D. et al. — Z. Phys., 1981, v.A299, p.263.
109. Moretto L.G. et al. — Phys. Lett., 1975, v.B58, p.31; Babinet R.P. et al. — Nucl. Phys., 1976, v.A258, p.172.
110. Natowitz J.B., Namboodiry M.N., Chulick E.T. — Phys. Rev., 1976, v.C13, p.171.
111. Agarwal S., Galin J., Gatty B. et al. — Z. Phys., 1980, v.A296, p.287.
112. Nagame Y., Ikezoe Y., Baba S. et al. — Nucl. Phys., 1990, v.A510, p.518.
113. Nagame Y., Ikezoe Y., Ohtsuki T. — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.1586.
114. Moretto L.G., Wozniak G.J. — Pramana-J.Phys. (India), v.33, p.209; Progr. Part. Nucl. Phys., 1988, v.21, p.401.
115. Sobotka L.G., Sarantites D.G., Ze Li et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A471, p.131c.
116. Carjan N., Kaplan M. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.2185.
117. Адеев Г.Д. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-86-247, Дубна, 1986; ЯФ, 1986, т.43, с.1137.
118. Moretto L.G., Schmitt R.P. — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.204.
119. Gregoire C., Scheuter F. — Z. Phys., 1981, v.A303, p.337.
120. Faber M.E. — Z. Phys., 1980, v.A297, p.277.
121. Faber M.E. — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.1047.



122. **Mathews G.V., Moulton J.B., Wozniak G.J. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C25, p.300.
123. **Sanders S.J.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.2676.
124. **Ravi Prasad G.V., Ramamurthy V.S., Yadav R.T.** — Phys. Rev., 1995, v.51, p.2833.
125. **Gregoire C. et al.** — Nucl. Phys., 1981, v.A361, p.443; 1982, v.A383, p.392; 1982, v.A387, p.37c.
126. **Guillaume G., Coffin J.P., Rami F. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.2458.
127. **Boccaccio P., Vannucci L., Bettiolo M. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2108.
128. **Charity R.J., Jing K.X., Dowvan D.R. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A511, p.59.
129. **Unik J.P., Cuningham J.G., Groall I.F.** — Phys. Chem. Fission (Vienna, 1969), Vienna: IAEA, 1969, p.717.
130. **Cuninghame J.G., Goodall J.A., Freeman J.E. et al.** — Phys. Chem. Fission (Julich, 1979), Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.551.
131. **Саупе Г., Сердюк О.И., Адеев Г.Д., Пашкевич В.В.** — ЯФ, 1988, т.48, с.42.
132. **Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R.** — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.1832.
133. **Ngo C., Peter J., Tamain B.** — Proc. Int. Conf. Reactions Complex Nuclei, Nashvill, USA, 1974. Amsterdam: North-Holland, 1974, v.1, p.114.
134. **El Masri Y., Hanappe F., Steckmeyer J.C. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A517, p.340.
135. **Williams R.M., Kieburz R.D., Neuzil E.F.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v.35, p.3651.
136. **Хойзенга Д.Р., Батлер М.А., Рознер Х. и др.** — Вопросы атомной науки и техники. Серия: ядерные константы 1988, вып.1, с.65.
137. **Nix J.R., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1.
138. **Bock R., Chu Y.T., Dakovski M. et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A388, p.334.
139. **Feldmeier H.T.** — Rep. Prog. Phys., 1987, v.50, p.915.
140. **Nowicki L., Berlinger M., Borderie B. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1114.
141. **Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R.** — Nucl. Phys., 1984, v.A427, p.614.
142. **Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Tition M.** — Z. Phys., 1985, v.A321, p.411.
143. **Schmitt R.P., Haenni D.R., Cooke L. et al.** — Nucl. Phys., 1988, v.A487, p.370.
144. **Leigh J.R., Phillips W.R., Newton J.O. et al.** — Phys. Lett., 1985, v.B159, p.9.
145. **Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.453c.
146. **Back B.B., Bjornholm S., Dossing T. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.1495.
147. **Gavron A.** — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.230.
148. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
149. **Гончар И.И., Косенко Г.И.** — ЯФ, 1991, т.53, с.133.
150. **Mordhorst E., Strecker M., Frobcen H. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C43, p.716.
151. **Heusch B., Freisleben H., Schneider W.F. et al.** — Z. Phys., 1985, v.A322, p.309.
152. **Oeschler H. et al.** — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.546; Phys. Lett., 1979, v.B87, p.193.

153. Nagame Y., Nakahara H., Sueki K. et al. — Z. Phys., 1984, v.A317, p.31.
154. Charity R.J., McMahan M.A., Wozniak G.J. et al. — Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.371.
155. Cabot C., Ngo C., Peter H., Tamain B. — Nucl. Phys., 1975, v.A244, p.134.
156. Moretto L.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.3557.
157. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В., Сердюк О.И. — ЯФ, 1989, т.50, с.1242.
158. Bohr N., Wheeler J. — Phys. Rev., 1939, v.56, p.426.
159. Fong P. — Phys. Rev., 1956, v.102, p.434.
160. Игнатюк А.В. — ЯФ, 1968, т.7, с.1043; 1969, т.9, с.357.
161. Andersson G., Areskoug M., Gusstafsson H.-A. et al. — Z. Phys., 1979, v.A293, p.241.
162. Gusstafsson H.-A., Hylten G., Schoder B., Hagebo E. — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.769.
163. Andronenko L.N., Kotov A.A., Nesterov M.M. et al. — Z. Phys., 1984, v.A318, p.97.
164. Heusch B., Coffin J.P., Engelstein P. et al. — Z. Phys., 1983, v.A312, p.109.
165. Bisplinghoff J., David P., Blann M. et al. — Phys. Rev., 1978, v.C17, p.177.
166. Mathews G.J., Wozniak G.J., Schmitt R.P., Moretto L.G. — Z. Phys., 1977, v.A238, p.247.
167. Delis D.N., Blumenfeld Y., Bowman D.R. et al. — Z. Phys., 1991, v.A339, p.279; Nucl. Phys., 1991, v.A534, p.403.
168. Evans P.M., Smith A.E., Pass C.N. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A526, p.365.
169. Sierk A.J. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.582.
170. Расопчин Е.М., Мульгин С.И., Остапенко Ю.Б. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.120.
171. Boger J., Alexander J.M. — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.1006.
172. Moller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J. — At. Data Nucl. Data Tables, 1995, v.59, p.185.
173. Plasil F., Schmitt H.W. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.528.
174. Pashkevich V.V. — Nucl. Phys., 1971, v.A169, p.275.
175. Адеев Г.Д., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, т.44, с.897.
176. Wada T., Carjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.283с.
177. Игкис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.1225.
178. Rivet M.F., Alami R., Borderie B. et al. — Z. Phys., 1988, v.A330, p.295.
179. Zheng Z., Borderie B., Gardes D. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A422, p.447.
180. Bernard V., Gretoire C., Mazur C. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.319.
181. Sahn C.-C., Schulte H., Vermeulen D. et al. — Z. Phys., 1980, v.A297, p.241.
182. McGeorge J.C., Shotter A.C., Brenford D., Reid J.M. — Nucl. Phys., 1979, v.A326, p.108.
183. Kuznetsov A.V., Rubchenya V.A., Vakhtin D.N. et al. — Proc. 15 Nucl. Phys. Europ. Divis. Conf. «Low energy nuclear dynamics» (St-Petersburg, April 1995, Russia) World Scientific, Singapore, ed. Oganessian Yu.Ts., Kalpakchieva R., p.252.

184. **Itkis M.G., Oganessian Yu.Ts., Chubarian G.G. et al.** — *ibid.*, p.177.
185. **Ferguson R.L., Plasil F., Freisleben H. et al.** — *Phys. Rev.*, 1973, v.C8, p.1104.
186. **Kalpakchieva R., Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E. et al.** — *Phys. Lett.*, 1977, v.B69, p.287.
187. **Kalpakchieva R., Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E., Sodan H.** — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.253.
188. **Калпакчиева Р.Г.** — Канд. дисс., Дубна, ОИЯИ, 1980.
189. **Gippner P., Schilling K.D., Seidel W. et al.** — *Z. Phys.*, 1986, v.A325, p.335; **Зодан Х., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. и др.** — Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов (Дубна, сентябрь 1986), ОИЯИ, Д7-87-68, Дубна 1987, с.479.
190. **Ngo C., Peter J., Tamain B. et al.** — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.161.
191. **Galín J., Gatty B., Guerreau D. et al.** — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.173.
192. **Butler M.A., Datta S.S., de Souza R.T. et al.** — *Phys. Rev.*, 1986, v.C34, p.2016.
193. **Guarino G., Gobbi A., Hildenbrand K.D. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A424, p.157.
194. **Lerey S., Chen X.S., Fan G.Y. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A423, p.175.
195. **Hanappe F., Ngo C., Peter J., Tamain B.** — *Phys. Chem. Fission* (August 1973, Rochester, USA), Vienna, IAEA, 1974, v.2, p.289.
196. **Borderie B., Hanappe F., Ngo C. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1974, v.A220, p.93.
197. **Schulte H., Jäckel B., Esterlund R.A. et al.** — *Phys. Lett.*, 1989, v.B232, p.37.
198. **Keller H., Lützenkirchen K., Kratz J.V.** — *Z. Phys.*, 1987, v.A326, p.313.
199. **Lützenkirchen K., Kratz J.V., Wirth G. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.351.
200. **Sikkeland T.** — *Phys. Lett.*, 1970, v.B31, p.451.
201. **Tavares O.A.P., Terranova M.L.** — *Nuovo Cim.*, 1992, v.A105, p.723.
202. **Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.** — *Heavy Ions and Nuclear Fission*, in *Treatise on Heavy Ion Science*. ed. D.A.Bromley., N.Y., Plenum Press, 1985, v.4, p.3.
203. **Гангрский Ю.П., Далхсурен Б., Марков Б.Н.** — *Осколки деления ядер*, Москва, Энергоатомиздат, 1986.
204. **Hasse R.W.** — *Nucl. Phys.*, 1969, v.A128, p.609; *Phys. Rev.*, 1971, v.C4, p.572.
205. **Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R.** — *Phys. Rev.*, 1976, v.C13, p.2385.
206. **Koonin S.E., Nix J.R.** — *Phys. Rev.*, 1976, v.C13, p.209.
207. **Sierk A.J., Nix J.R.** — *Phys. Rev.*, 1977, v.C16, p.1048.
208. **Davies K.T.R., Managan R.A., Nix J.R., Sierk A.J.** — *Phys. Rev.*, 1977, v.C16, p.1890.
209. **Sierk A.J., Koonin S.E., Nix J.R.** — *Phys. Rev.*, 1978, v.C17, p.646.
210. **Negele J.W., Koonin S.E., Moller P. et al.** — *Phys. Rev.*, 1978, v.C17, p.1098.
211. **Sierk A.J., Nix J.R.** — *Phys. Rev.*, 1980, v.C21, p.982.
212. **Nix J.R., Sierk A.J.** — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A428, p.161c.
213. **Carjan N., Sierk A.J., Nix J.R.** — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.381.
214. **Nix J.R., Sierk A.J.** — *Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов* (Дубна, сентябрь 1986), Дубна, ОИЯИ, Д7-87-68, 1987, с.453.

215. **Nix J.R., Sierk A.J.** — Int. Symp. On Perspectives in Nucl.Phys. (Madras, India, January 1987), Alamos Nat.Lab., preprint LA-UR-87-133, 1987.
216. **Hofmann H., Jensen A.S., Scheuter F.** — Proc. 12th Int.Symp. on Nucl.Phys., (Gaussig, GDR, November 1982), Rossendorf, 1982, ZfK-491, p.96; **Scheuter F., Gregoire C.** — *ibid*, p.102.
217. **Hofmann H., Nix J.R.** — Phys. Lett., 1983, v.B122, p.117.
218. **Nix J.R., Sierk A.J., Hofmann H. et al.** — Nucl. Phys., 1984, v.A424, p.239.
219. **Scheuter F., Gregoire C., Hofmann H., Nix J.R.** — Phys. Lett., 1984, v.B149, p.303.
220. **Адеев Г.Д., Гончар И.И.** — ЯФ, 1983, т.37, с.1113; Z.Phys. 1985, v.A320, p.451; v.A322, p.479.
221. **Сердюк О.И., Адеев Г.Д., Гончар И.И. и др.** — ЯФ, 1987, т.46, с.710.
222. **Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Сердюк О.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ №4 (24)-87, Дубна, ОИЯИ, 1987.
223. **Адеев Г.Д.** — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1572.
224. **Tillack G.-R.** — Phys. Lett., 1992, v.B278, p.403.
225. **Tillack G.-R., Reif R., Schülke A. et al.** — Phys.Lett., 1992, v.B296, p.296.
226. **Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д.** — ЯФ, 1997, т.60, с.404.
227. **Косенко Г.И.** — Кандидатская диссертация, Томск, 1992.
228. **Back V.B. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1068; 1983, v.50, p.818; Phys.Rev., 1985, v.C31, 2104; v.C32, p.195; p.1786; v.C33, p.385.
229. **Han H.Y., Jing K.X., Plagnol E. et al.** — Nucl.Phys. 1989, v.A492, p.138.
230. **Becchetti F.D., Letter P.M., Jänecke J. et al.** — Proc. Int. Conf. «50 Years with Nucl. Fission» Gaithersburg, USA, 1989, p.688.
231. **Grotowski K., Majka Z., Planeta R. et al.** — Phys.Rev., 1984, v.C30, p.1214.
232. **Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.** — Rev.Mod.Phys., 1972, v.44, p.320.
233. **Blocki J., Boneh Y., Nix J.R. et al.** — Ann.Phys., (N.Y.), 1978, v.113, p.330; **Bandrup J., Swiatecki W.J.** — Ann. Phys. (N.Y.), 1980, v.125, p.193; **Swiatecki W.J.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1980, v.4, p.383; **Swiatecki W.J.** — Phys.Scr., 1981, v.24, p.113; **Bjornholm S., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1982, v.A391, p.471; **Randrup J., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1984, v.A429, p.105; **Blocki J., Feldmeier H., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1986, v.A459, p.145.
234. **Griffin J.J., Dworzecka M.** — Nucl. Phys., 1986, v.A455, p.61.
235. **Brosa U., Grossmann S., Müller A.** — Phys. Rep., 1990, v.194, p.167.
236. **Gonnenwein F.** — Nuclear Fission Process. CRC Press, Boca Raton, USA, ed. C.Wagemans, 1991, p.287.
237. **Thoennessen M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.2860; **Butsch R. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.1515; **Hofman D.J. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.470; **Paul P.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.73c.
238. **Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J., Siemssen R.H., Wilschut H.W.** — Phys. Rev., 1995, v.C51, p.2954.
239. **Bocquet J.P., Brissot R.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.213c.

240. **Говердовский А.А.** — Препринт ФЭИ-2430, Обнинск, 1995.
241. **Brosa U. et al.** — Z. Phys., 1983, v.A310, p.177; J. Phys. G, 1984, v.10, p.933.
242. **Bjornholm S.** — Proc. Symp. «10 years of uranium beam at the UNILAC» (GSI, Darmstadt, FRG, April 1986) Darmstadt, GSI-86-19, p.119.
243. **Джолос Р.В., Насиров А.К., Пермяков В.П.** — ЯФ, 1988, т.48, с.1304.