

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

На правах рукописи

ЛАЗАРЕВ Юрий Александрович

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ
СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ АТОМНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ КЮРИЯ - ЭЛЕМЕНТА 102

01.04.16. - физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических
наук Ю.Ц.Оганесян

ДУБНА, 1978

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ МЕХАНИЗМА ДЕЛЕНИЯ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	9
§ 1. Основные достижения в изучении статики процесса деления	9
§ 2. О динамике деления. Неадиабатичность и вязкость при движении ядра между седловой точкой и точкой разрыва. I7	
§ 3. Распределение энергии между различными степенями свободы делящегося ядра в точке разрыва	30
§ 4. Множественность мгновенных нейтронов деления: постановка задачи	41
ГЛАВА II. СИНТЕЗ ИССЛЕДУЕМЫХ ЯДЕР. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ	52
§ 1. Реакции синтеза и радиоактивные свойства исследуемых изотопов	53
§ 2. Общая схема эксперимента и требования к эксперимен- тальной установке	63
§ 3. Сбор и транспортировка ядер отдачи к детекторам осколков и нейтронов деления	68
§ 4. Детектор нейтронов деления	71
§ 5. Регистрирующая электроника и аппаратура связи с малой ЭВМ ТРА-1001	74
§ 6. Программное обеспечение системы	77
§ 7. Исследование параметров аппаратуры	82
§ 8. Обработка результатов измерений. Учет эффективности детектора для восстановления распределения множест- венности нейтронов P_N	86
ГЛАВА III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕ- НИЕ И ДИСПЕРСИЯ ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ, ИСПУС- КАЕМЫХ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР	95

§ 1. Множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении ^{244}Cm и ^{246}Cm	95
§ 2. Определение множественности нейтронов спонтанного деления короткоживущих изотопов ^{246}Cf и ^{256}Fm	100
§ 3. Определение множественности мгновенных нейтронов для спонтанного деления изотопа $^{252}\text{I}02$	107
§ 4. Зависимость $\bar{\nu}$ от Z и A делящегося ядра	112
§ 5. Дисперсия полного числа нейтронов, испускаемых при делении, и ее зависимость от начальных параметров делящегося ядра	123
ГЛАВА IV. ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ СЛАБОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ	
§ 1. Дисперсия полной кинетической энергии осколков деления	133
§ 2. 0 корреляции между дисперсией энергетических и структурой массовых распределений осколков деления.	139
§ 3. Баланс флуктуаций энергии, освобождаемой при низкоэнергетическом делении тяжелых ядер	143
§ 4. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от параметра делимости и энергии возбуждения ядра: сравнение с теоретическими предсказаниями	146
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	162
ПРИЛОЖЕНИЯ.	
А. Восстановление распределений множественности частиц методом статистической регуляризации	166
Б. Систематика значений дисперсии полной кинетической энергии осколков деления	175
ЛИТЕРАТУРА	178

В В Е Д Е Н И Е

Физика деления, исследованию одного из вопросов которой посвящена настоящая работа, составляет обширный и актуальный раздел современной науки об атомном ядре. Являясь источником ценной информации о крупномасштабных изменениях формы ядра, она тесно связана с центральной проблемой ядерной физики – взаимодействием между коллективным и одиночечным движениями в ядрах. Устойчивость тяжелых ядер относительно спонтанного деления оказывает решающее влияние на формирование границ периодической системы элементов Д.И.Менделеева в трансурановой области. Поэтому одним из основных итогов развития экспериментальных и теоретических исследований процесса деления можно считать предсказание острова относительно стабильных сверхтяжелых элементов с $Z > 110$, расположенного вблизи классического предела устойчивости ядер по отношению к спонтанному делению. Теоретическое обоснование этой возможности коренным образом связано с существованием оболочечной структуры ядер, т.е. с фундаментальными положениями основной ядерной модели, успешно выдержавшей испытание при объяснении широкого круга свойств атомных ядер в известной области. Проблема существования сверхтяжелых элементов имеет принципиально важное значение для ядерной физики и ряда смежных областей науки и может быть решена только путем экспериментальных исследований. С другой стороны, именно характеристики деления, такие как среднее число испускаемых при делении нейтронов $\bar{\nu}$ и его дисперсия σ^2_{ν} , распределение полной кинетической энергии осколков и другие во многом определяют методы наблюдения и идентификации сверхтяжелых ядер. В связи с этим дальнейшее изучение механизма образования осколков, механизма распределения энергии между различными степенями свободы в процессе деления

приобретает особую актуальность, в особенности для ядер, необычных по составу нуклонов.

Физика деления составляет научную основу ядерной энергетики, поэтому исследования в этой области в целом и в частности в аспектах, связанных с характеристиками нейтронного излучения, представляют непосредственный интерес также и с практической точки зрения.

В настоящей работе экспериментально определялась множественность мгновенных нейтронов, сопровождающих спонтанное деление атомных ядер с $96 \leq Z \leq 102$.

С методической точки зрения существенно, что исследования проведены в основном для ядер, лежащих за пределами хорошо изученной области. Для синтеза этих короткоживущих ядер использованы ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжелыми ионами. В частности, впервые получена экспериментальная информация о делении ядра с $Z > 100$ — определена множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении изотопа $^{252}_{\Lambda}102$, обладающего периодом полураспада $T_{1/2} = 2,4\text{с}$, и найдено указание на асимметрию массового распределения его осколков деления. Тем самым на практике показана возможность изучения нейтронов деления столь короткоживущих ядер в экспериментах "on-line" непосредственно на пучке тяжелых ионов. Для осуществления экспериментов создан большой комплекс специальной аппаратуры, включающей в себя быстродействующую установку для перемещения исследуемых ядер от мишени к детекторам осколков и нейтронов, высокоэффективный ($\varepsilon \approx 50\%$) детектор нейтронов, регистрирующую электронику,рабатывающую в режиме "on-line" с ЭВМ. В процедуре обработки данных впервые показана возможность восстановления распределений множественности нейтронов P_ν (или любых других частиц — в других экспериментах) по экспериментальным данным, полученным при эффективности регистрации существенно меньшей 100% (вплоть до $\varepsilon \approx 25\%$). Эта задача, типичная для ядерной физики и физики высоких энергий,

классифицирована как "некорректно поставленная" и решена методом статистической регуляризации.

С точки зрения физики деления интересной характеристикой процесса является дисперсия распределения множественности нейтронов P_{ν} , непосредственно связанная с дисперсией суммарной энергии возбуждения осколков. Дисперсия имеет сложную динамическую природу и ее анализ требует комплексного рассмотрения совокупности вопросов, относящихся к последним стадиям деления. При этом величина среднеквадратичной флуктуации энергии осколков заключает в себе ценную дополнительную информацию о механизме распределения энергии между различными степенями свободы в процессе деления. Поэтому при постановке экспериментов, обработке данных и обсуждении результатов большое внимание в настоящей работе уделялось не только среднему значению числа нейтронов $\bar{\nu}$, но также и распределению вероятностей числа ν , в особенности его дисперсии σ^2_{ν} . Полученные экспериментальные данные, в которых проявилась весьма необычная зависимость σ^2_{ν} от Z начального ядра, стимулировали проведение обобщенного анализа результатов настоящей работы и других измерений дисперсии числа нейтронов совместно с такими характеристиками деления, как дисперсия полной кинетической энергии и массовое распределение осколков в широкой области делящихся ядер. Подобный подход позволил сделать ряд новых заключений о характере изменений дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжелых ($Z \geq 90$) слабовозбужденных ядер, при этом сравнение экспериментальных данных с имеющимися теоретическими предсказаниями обнаружило серьезное несоответствие между теорией и экспериментом. Отметим, что до последнего времени флуктуации энергии осколков являлись малоисследованными величинами, и их зависимость даже от основных параметров делящегося ядра (Z, A , энергия возбуждения) оставалась неясной.

Содержание отдельных глав диссертации следует из приведенного выше оглавления.

НА ЗАЩИТУ ВЫНОСЯТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ.

1. Созданный комплекс специальной высокочувствительной аппаратуры, работающей в режиме "on-line" с ускорителем с одной стороны и малой ЭВМ - с другой, позволяет исследовать множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении короткоживущих ядер ($T_{1/2} \geq 0,3\text{с}$), образуемых в ядерных реакциях с тяжелыми ионами.

Задача о восстановлении распределения множественности частиц по экспериментальным данным при эффективности регистрации частиц заметно меньшей 100% является "некорректно поставленной". Ее приближенное решение можно найти методом статистической регуляризации. Метод позволяет с приемлемой точностью восстановить распределение множественности нейтронов деления P_ν при эффективности регистрации нейтронов $\geq 25\%$.

2. Получена новая экспериментальная информация о распределениях множественности мгновенных нейтронов P_ν и их параметрах ($\bar{\nu}$, σ_ν^2 , Γ_2) впервые для спонтанного деления изотопов ^{252}No ($T_{1/2} = 2,4\text{с}$), ^{256}Fm ($T_{1/2} = 157\text{ мин}$), ^{246}Cf ($T_{1/2} = 35,7\text{ч}$), а также для ^{244}Cm и ^{246}Cm . Экспериментальные данные о $\bar{\nu}$ можно интерпретировать в рамках известных представлений о влиянии оболочечных эффектов на конфигурацию делящегося ядра вблизи точки разрыва. Дисперсия распределения P_ν существенно возрастает по мере увеличения Z начального ядра, что противоречит сложившимся ранее выводам о слабых ее изменениях.

3. При делении слабовозбужденных ядер с $Z \geq 90$ имеет место следующая закономерность: дисперсия энергетических распределений осколков деления сильно увеличивается с ростом Z или параметра делимости χ начального ядра, испытывая замедление лишь при

$Z \approx 94-96$. Дисперсия энергии осколков заметно возрастает при переходе от спонтанного к надбарьерному делению.

4. Современные теории и модели деления (динамическая модель жидкой капли, статистическая теория деления Фонга, статистические модели частичного равновесия и др.) не объясняют наблюдаемые на опыте закономерности и приводят к значительно заниженной, слабо изменяющейся от ядра к ядру величине флуктуаций энергии осколков. Следовательно, вне рассмотрения теории остаются некоторые важные степени свободы системы, вклад которых в формирование энергетических распределений осколков прогрессирует по мере утяжеления делящегося ядра.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [85, 86, 101-105, 146-148] и докладывались на Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1971), на У, УІ,-УІІ семинарах по физике деления (Обнинск, 1972; Ленинград, 1974; Обнинск, 1976) и на ІУ Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1977).

ГЛАВА I. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ МЕХАНИЗМА ДЕЛЕНИЯ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Деление представляет собой необычайно сложный, развивающийся во времени процесс необратимой деформации ядра, связанный с принципиально большими изменениями его формы. В самом деле, в результате вынужденных или самопроизвольных движений большого масштаба тяжелое ядро, обладающее в основном состоянии некоторой равновесной, весьма близкой к сферической формой, коренным образом изменяет свою топологию и превращается в два осколка сравнимой, но в общем случае неодинаковой массы.

Вполне понятно, что строгое и последовательное теоретическое рассмотрение процесса деления было бы с необходимостью эквивалентно динамическому описанию квантовой системы, состоящей из нескольких сотен нуклонов и претерпевающей глубокую перестройку при деформации. Несмотря на то, что со времени открытия деления Ганом и Штассманом [I] прошло уже 40 лет, удовлетворительная единная теория, которая основывалась бы на ограниченном числе исходных предпосылок и объясняла основные черты этого крупномасштабного ядерного процесса, отсутствует.

Тем не менее, к настоящему времени достигнут существенный прогресс в понимании деления и выработана весьма надежная интерпретация большой части огромного объема экспериментальной информации, накопленной за прошедшие четыре десятилетия.

§ I. Основные достижения в изучении статики процесса деления.

Отсутствие строгой и полной теории процесса приводит к необходимости использования для его интерпретации тех или иных феноменологических концепций или моделей. В развитии представлений о делении ядер выдающуюся роль сыграла концепция коллективности, в которой рассматриваются когерентные движения большого числа нук-

лонов в ядре. Это позволяет сократить число степеней свободы, необходимых для усредненного описания процесса, до трех-четырех, и тем самым существенно упростить задачу.

Применительно к делению концепция коллективности была введена Бором и Уилером [2] и Френкелем [3] , предложившими для теоретической интерпретации деления использовать аналогию между ядром и каплей равномерно заряженной, несжимаемой и безвихревой жидкости. Основанная на этой аналогии, модель жидкой капли предполагает существование двух "макроскопических" в ядерном масштабе сил, - силы поверхностного натяжения и кулоновской силы. Конкуренцией между этими силами в процессе деформации ядра или соответствующими им энергиями и определяются основные черты процесса деления. Впоследствии модель жидкой капли была развита многими исследователями, и сейчас она является традиционной основой для описания энергии деформации ядра при делении. Однако полностью игнорируя существование оболочечных эффектов, модель жидкой капли характеризуется умеренной точностью, порядка 5 МэВ. Поскольку в тяжелых ядрах сами барьеры деления имеют такую величину, эта точность является недостаточной.

Поэтому важнейшим шагом на пути к реальному описанию энергии деформации ядра как функции его формы и числа частиц явилось создание в работах Майерса и Святецкого [4, 5] и, в особенности, Струтинского [6-8] комбинированного макро- микроскопического метода для вычисления энергии деформации. Основная идея метода состоит в том, что главную по абсолютной величине часть полной энергии ядра можно вычислить макроскопически, например, с помощью модели жидкой капли или ее обобщений, а вклад эффектов внутренней структуры ядра можно учесть путем аддитивного добавления микроскопических поправок - оболочечной поправки δU и поправки на спаривание δP . Поправки вычисляются отдельно для протонов и нейтронов с помощью одночастичного потенциала, обобщенного на

- II -

случай деформированных форм ядра. Тогда для полной энергии ядра можно написать

$$W(q) = W_{\text{LDM}}(q) + \sum_{p,n} [\delta U(q) + \delta P(q)] , \quad (\text{I.1})$$

где q - набор параметров деформации, определяющих форму ядра.

Согласно Струтинскому, оболочечная поправка представляет собой разность между двумя суммами одночастичных энергий для двух разных одночастичных моделей: реальной оболочечной модели, характеризуемой неоднородным распределением расстояний между энергетическими уровнями, а также вырождением, приводящим к значительному сгущению уровней, и некоторой фиктивной одночастичной модели, которая дает "однородное" распределение уровней. Поэтому

$$\delta U = U - \tilde{U} , \quad (\text{I.2})$$

где сумма для оболочечной модели дается выражением $\sum_{\nu} 2 \varepsilon_{\nu} n_{\nu}$, ε_{ν} - одночастичные энергии для реалистического потенциала оболочечной модели, а n_{ν} - числа заполнения этих уровней.

Для однородного распределения

$$\tilde{U} = 2 \int_{-\infty}^{\lambda} \tilde{g}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon , \quad (\text{I.3})$$

где $\tilde{g}(\varepsilon)$ - некоторая гладкая функция "однородного" распределения одночастичных уровней, λ - энергия Ферми, определяемая из условия нормировки $N = \int_{-\infty}^{\lambda} \tilde{g}(\varepsilon) d\varepsilon$, N - полное число частиц.

Таким образом, принцип метода оболочечной поправки состоит в том, что любые систематические ошибки, возникающие в общей проблеме расчета полной энергии ядра на базе одночастичной модели, благодаря (I.2), компенсируются. Только эффекты, обусловленные флуктуациями и вырождением в реальном распределении одночастичных уровней, входят в виде поправки в (I.1) к полной энергии деформации ядра, определенной макроскопически. Поэтому главная проблема метода состоит в последовательном определении функции $\tilde{g}(\varepsilon)$, которая наиболее реально воспроизводит среднее поведение

суммы одночастичных энергий, но не содержит ее локальных флюктуаций.

Для этого обычно реальное распределение одночастичных уровней усредняется по достаточно большому интервалу энергии χ , равному энергетическому расстоянию между главными оболочками, чтобы "разрушить" оболочечные эффекты. Если χ взято достаточно большим, $\chi \approx 7-10$ МэВ, и введены поправки, исключающие искажения $\tilde{g}(\epsilon)$ за счет усреднения по конечному интервалу энергий, то полагают, что при этом $\tilde{g}(\epsilon)$ нечувствительна к точному значению χ .

Рассчитанная таким образом оболочечная поправка носит осциллирующий характер в зависимости от деформации или от числа частиц, и амплитуда ее осцилляций достигает нескольких МэВ. Такой характер поправки обусловлен вариацией плотности одночастичных уровней в окрестности энергии Ферми. Ядра с заполненными оболочками вблизи поверхности Ферми имеют более низкую плотность уровней по сравнению со средней и соответственно большую энергию связи, так как нуклоны занимают более глубокие и более связанные состояния. И наоборот, большая плотность уровней ассоциируется с меньшей энергией связи.

Аналогично оболочечной поправке определяется поправка на спаривание δP . Она тоже зависит от плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми и осциллирует при изменении деформации. Однако δU и δP осциллируют в противофазе, что приводит к некоторой компенсации их суммарного вклада в полную энергию деформации.

Предложенная Струтинским процедура извлечения оболочечной поправки находит подтверждение в результатах более сложных самосогласованных микроскопических расчетов [9-II], в которых задается тот или иной нуклон-нуклонный потенциал, и далее потенциальная энергия ядра как функция его квадрупольного момента определяется.

ляется на основе решения многочастичного уравнения Шредингера в приближении Хартри-Фока. В последнее время такие расчеты проведены даже для тяжелых ядер, например, ^{240}Pu [II]; по крайней мере, качественно, а во многих случаях и количественно они воспроизводят основные черты потенциальной энергии, рассчитанной методом оболочечной поправки.

Таким образом, в последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в изучении деления и других явлений, связанных с изменением формы ядер. Эти успехи обусловлены как теоретическими исследованиями одночастичных эффектов в потенциальной энергии ядра [4-13], так и экспериментальным обнаружением разнообразных проявлений оболочечной структуры ядер в делении [14-17]. Для ядер актинидной области флуктуации в потенциальной энергии ядра, вызванные неоднородностями в энергетическом распределении состояний индивидуальных частиц вблизи поверхности Ферми, приводят к появлению второго минимума в барьере деления (рис. I), экспериментально наблюдаемыми проявлениями которого являются спонтанно делящиеся изомеры, промежуточная структура — резкая модуляция делительных ширин нейтронных резонансов — в подбарьерной области, широкие "вибрационные" резонансы в сечениях деления, "шельф" в сечениях глубоко подбарьерного фотodelения некоторых ядер и др. В рамках представлений о сложной форме барьера деления естественное объяснение получила также большая совокупность других экспериментальных данных. В свою очередь, эксперименты, направленные специально на выяснение природы спонтанно делящихся изомеров, такие как определение ротационной константы для полосы вращательных состояний во второй потенциальной яме, измерения электрического квадрупольного момента изомерного состояния придали еще более весомые основания выводу о том, что ядерные оболочки не исчезают при деформации, а лишь видоизменяются. С учетом оболо-

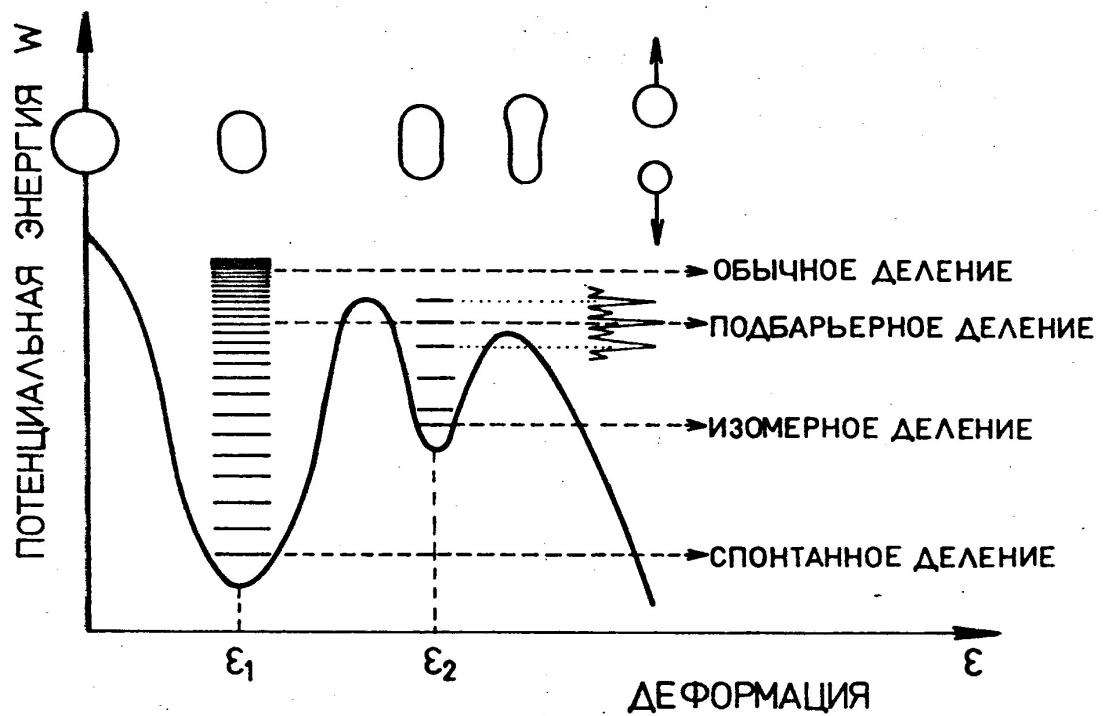


Рис. I. Форма барьера деления тяжелых ядер.

чечных эффектов в энергии деформации ядра появился новые возможности [18,19] для объяснения асимметрии массового распределения осколков при делении тяжелых слабовозбужденных ядер.

Наконец, оболочечная структура, особенно сильно выраженная в сферических магических ядрах, приводит к возможности существования целого острова относительно стабильных сверхтяжелых элементов в области $Z > 110$ и $N \approx 184$.

В классической модели жидкой капли [2,3] сферическое ядро становится абсолютно неустойчивым по отношению к спонтанному делению, если параметр Z^2/A достигает некоего критического значения^{*)} $(Z^2/A)_{kp} = 47,8$, что соответствует полному исчезновению барьера деления. Однако учет оболочечной структуры ядер приводит к принципиально иным выводам: экстраполяции расчетов по макро-микроскопическому методу в область $Z > 100$ предсказывают значительное повышение барьеров деления для ядер с $Z > 110$ и $N = 184$ [21-23]. Для наиболее стабильных сверхтяжелых ядер барьер деления по разным оценкам составляет от 8 до 14 МэВ. При наличии барьера деления такой величины время жизни относительно спонтанного деления может достигать $10^9 - 10^{11}$ лет, что сравнимо, например, с геологическим возрастом Земли - $4,5 \cdot 10^9$ лет.

Проблема определения барьера деления, конечно, не является единственной при расчете времени жизни относительно спонтанного деления; для этого необходимо решить динамическую задачу о проницаемости через многомерный потенциальный барьер, что требует определения также и инерциальных свойств системы - массовых коэффициентов. Массовые коэффициенты оказываются подверженными влиянию оболочечной структуры ядра не в меньшей степени, чем сама потенциальная энергия [12,13]. Это существенно затрудняет вы-

^{*)} В настоящее время после переопределения соответствующих констант в формулах масс ядер используется меньшее значение, $(Z^2/A)_{kp} \approx 45$ (см., например, [4,12]). Значение 45 ± 1 прямо следует из экспериментов по измерению эффективных моментов инерции ядер в седловой точке [20].

числение времен жизни и снижает определенность результата. Так, например, по оценкам Собичевского [24] каждая из неопределенностей – I МэВ в высоте барьера, 5% в его ширине или 10% в значении массового коэффициента – приводит к изменению времени жизни относительно спонтанного деления T_{sf} в 100 раз. Поэтому пока точность расчетов T_{sf} для сверхтяжелых ядер вряд ли лучше, чем 10^{+10} [25]. Естественно, при определении стабильности сверхтяжелых элементов необходимо принимать во внимание и другие виды распада: α -распад, β -распад, электронный захват. К настоящему времени различными группами авторов с использованием разных модификаций макро- микроскопического метода выполнено много расчетов стабильности сверхтяжелых ядер [21-26]. Все они в качестве наиболее стабильного предсказывают ядро $^{294}_{\text{Zn}}$, для которого, однако, указываются возможные значения полного периода полураспада в интервале от 10^4 до 10^{11} лет. Несмотря на значительную неопределенность в оценке времен жизни, принципиальная возможность существования относительно долгоживущих ядер в области $Z \geq 110$ и $N = 184$ обоснована достаточно хорошо, и это дает основания как для синтеза сверхтяжелых элементов на ускорителях, так и для поиска их в природе. Такие эксперименты интенсивно проводятся в различных лабораториях мира [26,27].

К настоящему времени процесс деформации ядра при делении понят достаточно хорошо вплоть до значений деформации, отвечающих (внешней) седловой точке. С этим участком деформаций связаны такие характеристики, как пороги деления, вероятность или сечения деления и их энергетическая зависимость, угловые распределения осколков и др. В немалой степени этим достижением мы обязаны тому обстоятельству, что движение ядра в процессе деления от равновесной деформации до деформации, соответствующей седловой точке, является достаточно медленным по отношению к внутренним степеням свободы, по крайней мере, для низкоэнергет-

тического деления; поэтому в первом приближении оно может быть рассмотрено квазистатически. Статика же деления, как мы видели, известна сейчас достаточно хорошо, благодаря развитию и обобщению капельной модели, выяснению глубокой роли оболочечных эффектов в сильно деформированных ядрах и созданию на такой основе теоретического аппарата, необходимого для реальных расчетов.

С другой стороны, интерпретация многих характеристик деления требует учитывать динамические аспекты процесса. В первую очередь эта необходимость проявляется при рассмотрении свойств осколков деления – распределения их масс, энергий, угловых моментов и т.д. Вместе с тем даже такие традиционные понятия, как барьер деления могут приобретать при более последовательном рассмотрении динамические черты, например, если учитывать инерциальные свойства делящейся системы [13,28,29]. Рассмотрим поэтому современное состояние вопросов динамики деления более подробно.

§ 2. О динамике деления. Неадиабатичность и вязкость при движении ядра между седловой точкой и точкой разрыва.

Определение потенциальной энергии ядра как функции его формы и числа частиц является первостепенно важным этапом, необходимым при любом рассмотрении процесса деления – как статическом, так и динамическом. Зная потенциальную энергию, можно определить обобщенные силы, действующие в системе, однако это лишь часть требуемых данных [12], поскольку потенциальная энергия сама по себе еще не определяет "траекторию" движения ядра (в пространстве обобщенных координат-параметров деформации) к точке разрыва. Система может и не следовать по пути минимума потенциальной энергии. Для определения траектории необходимо знать реакцию системы на приложенные к ней силы, т.е. тензор инерциальных или массовых коэффициентов $B_q(q)$, входящих в выражение для кинетической энергии коллективного движения. Компоненты тензо-

ра зависят от деформации и, как уже отмечалось, могут быть подвержены влиянию оболочечной структуры не в меньшей степени, чем сама потенциальная энергия [12,13], что усложняет задачу.

Более того, деление представляет собой сложное взаимодействие возбуждений коллективного и одночастичного типов, и полное его рассмотрение должно включать возможность обмена энергией между "делительной" и другими степенями свободы, в частности, возможность диссипации коллективной энергии во внутренние степени свободы. Появляется необходимость ввести в теорию величины, характеризующие эти процессы, во многом эквивалентные трению или вязкости в больших классических системах; однако для ядерных систем конечного размера эти характеристики могут быть наделены весьма специфическим содержанием.

При рассмотрении динамики деления особое значение приобретает вопрос об адиабатичности изменений формы ядра по отношению к внутренним степеням свободы, т.е. вопрос о соотношении между характерными периодами коллективного и одночастичного движения. Концепция адиабатичности позволяет существенно упростить интерпретацию и теоретическое описание деления, однако ее введение *ad hoc* означает достаточно сильное предположение, справедливость которого необходимо исследовать. В этой связи существуют различные точки зрения [12-15,28-40], и окончательно вопрос об адиабатичности не решен, однако ряд полезных качественных замечаний может быть высказан.

Следуя Паули и Ледергерберу [13,29], рассмотрим так называемую "трех-фазную" модель деления, на основе которой они анализировали вопрос о том, какие фазы или стадии деления можно считать адиабатическим. Пусть полная энергия системы

$$E = W(q) + K(q, \dot{q}), \quad (I.4)$$

где $W(q)$ – коллективная потенциальная энергия, а зависящая от

времени переменная q обозначает набор параметров деформации. Поскольку $E = \text{const}$ есть интеграл движения, то величина $[E - W(q)]$ дает верхний предел энергии, которая может быть распределена между другими (не связанными с делением) степенями свободы. Согласно (I.4),

$$K(q, \dot{q}) = E - W(q) , \quad (I.5)$$

где $K(q, \dot{q})$ – кинетическая энергия делительной моды, если в системе имеют место только виртуальные возбуждения. Если возможны реальные возбуждения, то соответствующая часть $K(q, \dot{q})$ может быть передана квазичастичным степеням свободы или коллективным движениям другого типа, например, вибрациям. В этом смысле возникновение реальных возбуждений в системе может быть названо "трением" или "вязкостью" по аналогии с классической физикой.

Стадии делящегося ядра можно классифицировать в соответствии с величиной энергии деформации $W(q)$, схематически показанной на рис. 2; здесь Q есть полная энергия E (спонтанное деление), отождествленная с энергией основного состояния системы.

В подбарьерной области деформаций (фаза I на рис. 2)

$$K(q, \dot{q}) < 0$$

и потому термин "кинетическая энергия" с классической точки зрения бессмыслен. Если полная энергия E ниже, чем наивысшая точка $W(q)$, ядро не может преодолеть область барьера, не "заморозив" все степени свободы, кроме делительной. Конфигурация ядра в седловой точке играет особую роль в процессе деления [30].

Седловая точка является наиболее "узким" местом процесса, поскольку здесь система должна проходить через минимум (или близко к минимуму) энергии коллективных движений и внутренних возбуждений; именно здесь проявляют себя интегралы движения. Здесь величина энергии, заключенной в деформации, максимальна, и потому коллективное движение является наиболее медленным. Таким образом, адиабатическое приближение, если оно вообще где-либо в

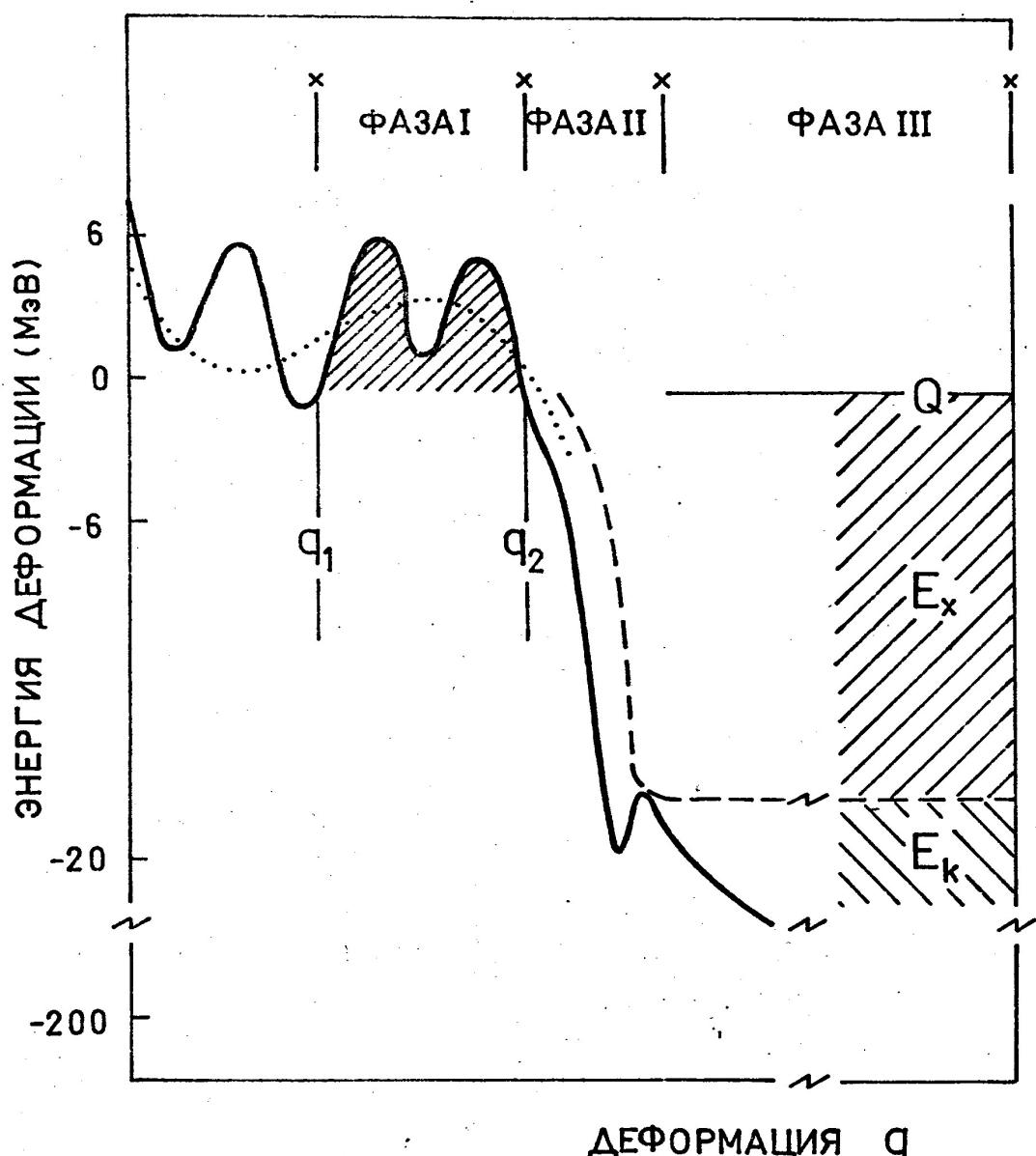


Рис. 2. Качественное поведение энергии деформации тяжелых ядер. Полная энергия деформации показана толстой сплошной линией. В фазе I (подбарьерная область) полная энергия делительной степени свободы дается значением Q . Площадь, определяющая время жизни относительно спонтанного деления, заштрихована. Пунктирной линией показана энергия жидкокапельной модели. В фазе II энергия делительной моды уменьшается в присутствии неадиабатических эффектов (штрих-пунктирная линия). В фазе III полностью разделенные осколки разлетаются за счет взаимного кулоновского отталкивания. Вблизи точки разрыва показан гипотетический минимум Нёренберга. Рисунок заимствован из работы Паули и Ледергербера [29].

процессе деления справедливо, наиболее оправданным является именно в фазе I.

В квантовой механике, однако, существует вполне конечная вероятность для туннельного проникновения через барьер. Проходя барьер, система переходит в фазу II процесса, где силы, препятствующие разрыву, уже отсутствуют, однако распределение плотностей материи двух будущих осколков еще существенно перекрываются и осколки сильно взаимодействуют друг с другом. В фазе II (см. рис. 2) кинетическая энергия становится положительной,

$$K(q, \dot{q}) > 0 ,$$

и может быть большой. Вызванные быстрым движением, становятся возможными возбуждения многих пар частица-дырка, и потому полная коллективная кинетическая энергия может распределяться между кинетической энергией делительной степени свободы, т.е. величиной $\frac{1}{2} B_q(q) \dot{q}^2$, и энергией реальных возбуждений, "нагревающей" делящееся ядро. Процесс передачи энергии прекращается, если вся доступная энергия израсходована, или плотности двух осколков больше не перекрываются и взаимодействие невозможно.

Такая ситуация имеет место на стадии III, где осколки удаляются друг от друга, благодаря взаимному кулоновскому отталкиванию. Стадия III является наименее проблематичной, однако и она может быть несколько сложнее, чем обычно принято считать. С учетом диффузной поверхности реальных ядер-осколков энергия их ядерного взаимодействия может превысить кулоновскую энергию отталкивания, и тогда вблизи точки разрыва появится гипотетический минимум Нёренберга [41], схематически показанный на рис. 2. Подчеркнем, что его происхождение отличается от происхождения обычных двух (или более) оболочечных минимумов в районе седловой точки.

Итак, неадиабатические эффекты наиболее вероятны в области II, между (внешней) седловой точкой и точкой разрыва. Именно на

этом участке деформаций за вполне конечный интервал времени (масштаба 10^{-21} с) происходит вследствие сильного уменьшения потенциальной энергии ядра принципиально существенные, необратимые изменения его формы. Здесь отсутствуют какие-либо значительные силы, препятствующие разрыву (кроме, возможно, сил трения, которые могут привести к некоторому "нагреванию" ядра, но не влияют кардинально на исход процесса), и поэтому скорость изменения формы ядра может быть весьма значительной.

С другой стороны, на этой последней динамической стадии процесса деления формируются такие важные и сильно коррелирующие между собой характеристики, как массовые распределения осколков, распределения их кинетических энергий и энергий возбуждения (числа мгновенных нейтронов), угловых моментов и т.д. Поэтому их экспериментальное исследование дает ценную информацию о динамических аспектах деления.

Большинство моделей, описывающих распределения свойств осколков, можно разделить на две группы [14] в зависимости от того, считается ли движение от седловой точки до точки разрыва адиабатическим по отношению к одночастичным степеням свободы.

Если коллективное движение по направлению к разрыву является медленным или связь коллективных и одночастичных степеней свободы достаточно слабой, так что в процессе деления последние успевают перестраиваться при каждой новой деформации, то может быть применимо адиабатическое приближение. Тогда уменьшение потенциальной энергии за седловой точкой проявляется в коллективных степенях свободы, прежде всего как кинетическая энергия относительного движения будущих осколков деления. Характерным примером адиабатического подхода является динамическая модель жидкой капли Никса и Святецкого [37,38].

Если же, однако, коллективное движение несколько быстрее,

или связь несколько сильнее, то может наблюдаться передача кол-лективной энергии нуклонным степеням свободы за счет механизмов, аналогичных вязкому нагреву. Если неадиабатическое перемешивание энергии между одночастичными степенями свободы за время достижения точки разрыва является существенным, то разумным приближением может стать статистическая модель. Примером такого типа является теория Фонга [34-36].

Наблюдается некоторая обратная связь между временными шка-лами двух противоположных приближений. При адиабатическом движении (малая скорость, слабая связь) уменьшение потенциальной энер-гии за седловой точкой проявляется в кинетической энергии дели-тельной степени свободы; следовательно, движение становится быст-рее по мере того, как происходит разделение. И напротив, если первоначально движение достаточно быстро и вносит нуклонные воз-буждения, то по мере разделения все меньше кинетической энергии досту-почно для делительной степени свободы, и движение замедляется. Таким образом существует некоторый механизм (*feedback mechanism* [14]), препятствующий данному исходному предположению, вместо то-го, чтобы облегчать его применимость по мере приближения к точке разрыва.

Трудно сделать теоретические оценки, достаточно реальные для того, чтобы отрого установить, когда адиабатическое приближе-ние можно считать применимым. Уилетс [30] исследовал этот вопрос на основе модели Ландау-Зенера (возбуждение одночастичных степе-ней свободы за счет "проскальзывания" на пересечениях уровней [42,43]) и пришел к следующему выводу. Несмотря на малую вероят-ность адиабатического спуска от седловой точки, совсем не ясно, достаточно ли сильными являются эффекты неадиабатического пере-мешивания для того, чтобы оправдать применимость статистической модели. Реальный процесс спуска, скорее всего, совмещает в себе

черты различных механизмов.

Если движение не является адиабатическим, то тогда возникает вопрос о механизме диссипации энергии, т.е. о механизме ее передачи от коллективных степеней свободы, описывающих общую геометрическую форму ядра, во внутренние степени свободы, описывающие движение отдельных нуклонов относительно фиксированной формы. Механизм диссипации может быть различным [30, 44].

В гидродинамическом подходе [45–50], например, потеря энергии может осуществляться, как и в обычной жидкости, посредством двухтельных столкновений индивидуальных нуклонов. С другой стороны, при низких энергиях возбуждения принцип Паули, ограничивая доступное фазовое пространство, сильно препятствует двухнуклонному рассеянию. Соответственно возрастает средний путь свободного пробега нуклона вблизи поверхности Ферми (малость которого по сравнению с размером ядра используется для введения двухтельной диссипации), и становится важным механизм однотельной диссипации, предложенный Святецким [46]. Здесь потеря энергии происходит за счет соударения нуклонов с движущейся границей ядра, т.е. за счет некогерентности между коллективными и одночастичными степенями свободы в процессе деформации. Позже механизм Святецкого был модифицирован [47]. Суть модификации состоит во введении самосогласования для учета того обстоятельства, что движение ядерной поверхности вызвано движением материи внутри ядра, и поэтому одночастичные степени свободы не столь независимы от коллективных координат как это предполагалось первоначально. Ввиду большого пути свободного пробега нуклонов механизм однотельной диссипации сильно нелокален; самосогласование и учитывает "нелокальную добавку". При этом качественные выводы о влиянии вязкости на динамику деления для двух- и однотельного механизмов диссипации становятся близкими [47].

В качестве примера конкретных расчетов кратко рассмотрим результаты работ [45, 48], где влияние эффектов вязкости на динамику деления изучалось макроскопически путем решения классических обобщенных уравнений движения Лагранжа или Гамильтона для симметричного деления возбужденного ядра ^{236}U . Классический подход допустим, если длина волны де Броиля мала по сравнению с расстоянием, на котором заметно изменяется потенциальная энергия; это условие выполняется для делительной степени свободы, если сосредоточенная на ней кинетическая энергия в седловой точке больше 1 МэВ.

Коллективная потенциальная энергия рассчитывалась по обычной модели жидкой капли (в пренебрежении оболочечными эффектами), а кинетическая энергия определялась для несжимаемого почти безвихревого гидродинамического потока выражением $\frac{1}{2} \mathbf{V}_q \dot{\mathbf{q}}^2$. Механизм обмена энергией вводился в уравнения движения с помощью функции диссипации Рэлея

$$F = \frac{1}{2} \sum_{ij} \eta_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j,$$

где $\eta_{ij}(q)$ – зависящий от формы ядра тензор вязкости. Тогда скорость диссипации коллективной энергии во внутреннюю энергию возбуждения $dE_b/dt = 2F$. После решения уравнений рассчитывались последовательность форм ядра ^{236}U при движении от седловой точки до точки разрыва и кинетические энергии осколков симметричного деления E_K^{sym} в зависимости от среднего значения коэффициента вязкости μ .

Результаты расчетов представлены на рис. 3 и рис. 4. Как следует из рис. 3, с ростом вязкости движение системы замедляется и время, за которое она проходит путь от седловой точки до точки разрыва, увеличивается от $3 \cdot 10^{-21}$ с при $\mu = 0$ до $17 \cdot 10^{-21}$ с при $\mu = 0,16$ ТП. Поэтому вязкое ядро ^{236}U претерпевает разрыв с меньшей кинетической энергией, чем невязкое. Кроме того, для

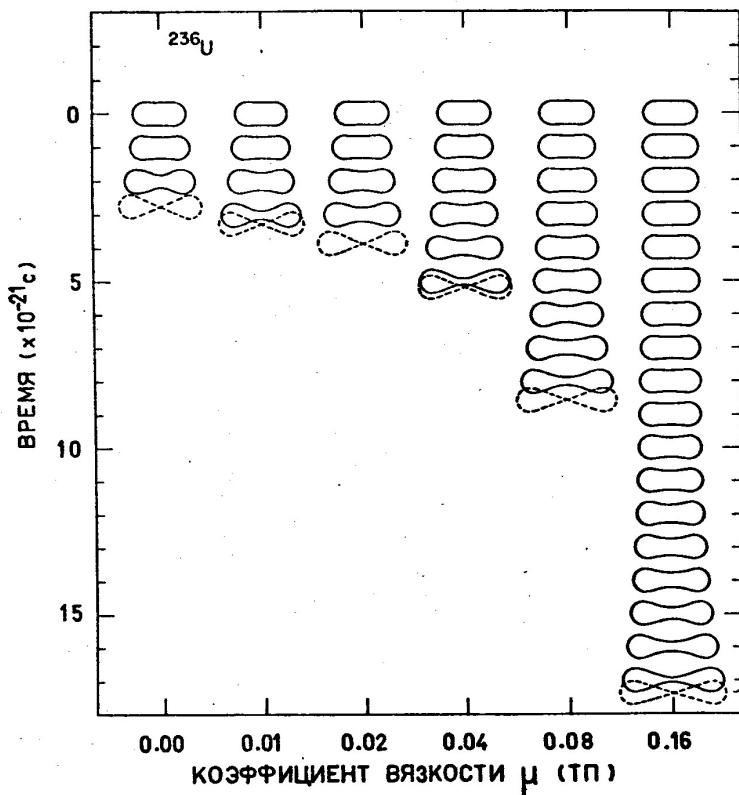


Рис. 3. Последовательность расчетных [45] форм ядра ^{236}U при движении от седловой точки до точки разрыва для различных значений коэффициента вязкости μ . В каждом случае начальные условия в седловой точке соответствуют кинетической энергии 1 МэВ в направлении деления. Формы ядра в точке разрыва показаны штрих-пунктиром. Вязкость измеряется в терапуазах (ТП), причем 1 ТП = 10^{12} дин.с/см 2 = $6,24 \cdot 10^2$ МэВ.с/фм 3 = $0,948 \hbar / \text{фм}^3$. Рисунок заимствован из работы [45].

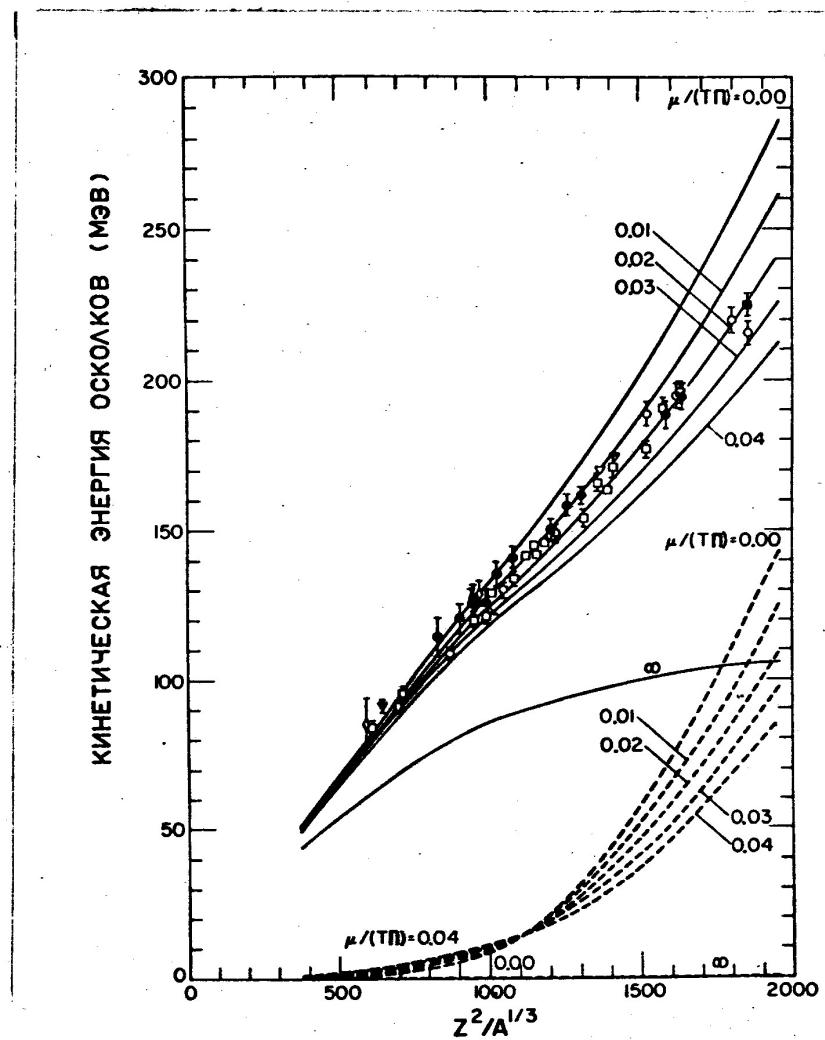


Рис. 4. Сравнение экспериментальных значений кинетической энергии осколков с результатами расчета [45] для различных значений коэффициента вязкости μ (сплошные кривые). Экспериментальные данные приведены для случаев деления, в которых наиболее вероятным является разделение на два осколка равной массы; при этом открытые символы представляют величины, усредненные по всем отношениям масс осколков, а закрытые – только для симметричного деления. Штрих-пунктирные кривые – расчетные значения предразрывной кинетической энергии осколков. Рисунок заимствован из работы [45].

вязкого ядра разрывная конфигурация является более удлиненной.

Для тяжелых ядер оба этих фактора — меньшая кинетическая энергия в точке разрыва и менее компактная разрывная конфигурация — уменьшают величину E_k^{sym} на бесконечности. Эта зависимость позволяет определить среднее значение коэффициента вязкости μ (при высоких энергиях возбуждения) из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных значений E_k^{sym} . В результате

$$\mu = 0,015 \pm 0,005 \text{ ТП} = (9 \pm 3) \cdot 10^{-24} \text{ МэВ.с/ fm}^3,$$

и при этом заметна тенденция к увеличению μ от 0,01 ТП до 0,02 ТП при переходе от легких к тяжелым ядрам (см. рис. 4). В расчетах [48] была учтена новая степень свободы, связанная с конечным радиусом шейки r_w в момент разрыва. С учетом эффекта конечной шейки, радиус которой для актинидных ядер составляет около 2 fm, разрывная конфигурация становится компактнее, и для оптимального воспроизведения E_k^{sym} необходим коэффициент вязкости примерно вдвое больший, чем при $r_w = 0$:

$$\mu = 0,03 \pm 0,01 \text{ ТП} = (19 \pm 6) \cdot 10^{-24} \text{ МэВ.с/ fm}^3.$$

Величина ядерной вязкости такого же порядка получена и в других расчетах, воспроизводящих ширину гигантских дипольных резонансов, ширину вибрационных состояний в первом и втором минимумах потенциальной энергии и др. [49], характеристики глубоко неупругих столкновений тяжелых ионов [50]. Так, в работе [49] при интегрировании функции Рэлея вдоль пути от седловой точки до точки разрыва, определенного для деления ^{235}U тепловыми нейтронами из макроскопических гидродинамических расчетов с нулевой вязкостью, было получено $\mu = 0,015$ ТП в предположении, что на этом пути диссирирована энергия около 10 МэВ.

Существуют также и микроскопические расчеты диссипации, которые традиционно проводятся в рамках упомянутой выше модели

Ландау-Зекера - "проскальзывания" на пересечениях уровней. Более общая формулировка этой модели дана Хиллом и Уилером [51] и далее Шютте и Уилетсом [52], Куниным и Никсом [53] и др.; работа [52] свидетельствует о том, что лишь около 30% доступной ядру ^{236}U энергии в точке разрыва представлено в виде внутреннего возбуждения, в то время как оставшаяся часть связана с коллективными степенями свободы.

Силы трения замедляют коллективное движение, и поэтому в гидродинамических расчетах время прохождения пути от седловой точки до точки разрыва растет с ростом вязкости. В противовес этому, возбуждения на пересечениях уровней становятся менее вероятными для малых скоростей движения. Используя противоположность этих тенденций, Куинн и Никс [53] определили коэффициент вязкости из условия взаимной согласованности обоих подходов, т.е. равенства энергии E_R , диссилированной в гидродинамической и микроскопической моделях. Динамический путь, для которого E_R в случае ^{236}U одинакова в обеих моделях, характеризуется средним коэффициентом вязкости $\mu = 0,04\text{TH}$ (или $E_R = 34 \text{ МэВ}$) при $r_w = 0$, что заметно больше $\mu = 0,015\text{TH}$ ($E_R = 18 \text{ МэВ}$), полученного из чисто макроскопических расчетов [45]. Это расхождение не устраняется при учете конечного радиуса шейки для разрывной формы [48]. Скорее всего, оно связано с методическими, внутренними трудностями микроскопических расчетов, которые находятся, пожалуй, в начальной стадии (см. обзор [44]).

Подводя итог, можно сделать общий вывод о том, что изучение проблем динамики крупномасштабных изменений формы ядра представляет собой интенсивно развивающуюся ветвь теории деления. Степень определенности количественных предсказаний пока еще невелика, и многие существенные вопросы (такие, как, например, зависимость эффектов вязкости от температуры или энергии возбуждения ядра)

не имеют, пожалуй, даже принципиального решения [44]. Основной качественный результат, достигнутый к настоящему времени, состоит в том, что эффекты диссипации важны для рассмотрения последних стадий процесса деления, однако на этих стадиях ядро в среднем характеризуется умеренной вязкостью, заметно ниже той критической величины [45], которая приводила бы к полному подавлению квадрупольных колебаний тяжелого актинидного ядра.

§ 3. Распределение энергии между различными степенями свободы делящегося ядра в точке разрыва.

Коллективное движение большой амплитуды в ядрах реализуется не только в делении, но и в реакциях с тяжелыми ионами, при возбуждении гигантских резонансов и в некоторых других случаях. Чтобы сравнить порядок величин, характеризующих "вязкие" свойства различных ядерных процессов, отметим, что если в делении за время порядка $3 \cdot 10^{-21}$ с количество диссирированной энергии составляет ~ 10 МэВ, то при столкновении двух сложных ядер скорость диссипации существенно выше: энергия в несколько сотен МэВ может быть рассеяна по системе за время, меньшее 10^{-21} с [54, 55]. В этом смысле деление является далеко не экстремальным процессом. Однако оно представляет собой наиболее простой пример коллективного движения большой амплитуды, что и определяет ценность исследования его динамики.

Для изучения динамики деления и процессов диссипации энергии коллективного движения в принципе представляют интерес экспериментальные данные различного типа:

- 1) зависимость средней кинетической энергии осколков деления от Z и A (или $Z^2/A^{1/3}$) делящегося ядра,
- 2) изменение средней кинетической энергии осколков \bar{E}_K с ростом энергии возбуждения,

- 3) четно-нечетные эффекты в распределениях масс, зарядов и кинетических энергий осколков,
- 4) ширина колебательных состояний в первом и втором минимумах потенциальной энергии,
- 5) угловые и энергетические распределения α -частиц, сопровождающих деление тяжелых ядер,
- 6) энергии возбуждения осколков и их дисперсии,
- 7) другие данные.

По всем этим направлениям накоплен значительный объем экспериментальной информации, обзор и критический анализ которой можно найти в недавних работах [14, 15, 39, 40, 44, 56-59]. Мы рассмотрим более подробно лишь отдельные из возможных путей получения количественных сведений о диссилиации энергии на последних стадиях деления на основе анализа экспериментальных данных об энергии возбуждения осколков и ее дисперсии.

Хорошо известно, что полная энергия Q , освобождаемая при делении, распределяется между кинетической энергией E_k и энергией возбуждения осколков E_x , так что

$$Q = E_k + E_x . \quad (I.6)$$

В свою очередь, девозбуждение осколков осуществляется за счет эмиссии мгновенных нейтронов и γ -квантов деления, поэтому

$$E_x = \nu E_0 + E_\gamma , \quad (I.7)$$

где ν – число нейтронов, испущенных в данном акте деления,

$E_0 = \bar{B} + \bar{\gamma}$ – среднее значение энергии, затрачиваемой на эмиссию одного нейтрона, \bar{B} и $\bar{\gamma}$ – соответственно средние значения энергии связи нейтронов в осколках и кинетической энергии нейтронов в системе центра масс, а E_γ – полная энергия мгновенных γ -квантов деления. Поскольку численно \bar{E}_γ есть величина порядка $E_0 \approx 7$ МэВ и весьма слабо зависит от Z и A делящегося ядра, то основную долю энергии возбуждения, в среднем равную $\bar{\nu}/(\bar{\nu}+1)$ или 70–80%,

уносят нейтроны деления. Поэтому величина \bar{v} непосредственно характеризует среднюю энергию возбуждения осколков E_x , в то время как распределение вероятностей эмиссии данного числа нейтронов P_v связано с распределением энергии возбуждения E_x вокруг ее среднего значения.

Соотношение (I.6), однако, представляет собой баланс энергии при бесконечном удалении осколков друг от друга и в таком виде мало что говорит о природе составляющих его величин. С точки зрения механизма деления более важно рассмотреть баланс энергии непосредственно в точке разрыва, т.е. в момент времени, существенно более ранний.

В точке разрыва, согласно § 2, полная доступная системе энергия в общем случае не исчерпывается потенциальной энергией, а может включать в себя как кинетическую энергию делительных степеней свободы, так и внутреннюю ("тепловую") энергию возбуждения. Поэтому кинетическая энергия осколков деления на бесконечности, наблюдаемая на эксперименте, может происходить из двух источников различной природы:

$$E_K = E_C + \epsilon , \quad (I.8)$$

где E_C – энергия взаимного кулоновского отталкивания двух деформированных осколков в точке разрыва, ϵ – кинетическая энергия поступательного движения в момент разрыва, приобретенная при спуске с седловой точки. Некоторая небольшая часть энергии может проявиться в виде вибрационной (кинетической) энергии E_V , обусловленной колебаниями осколков относительно их собственного центра тяжести. Если осколки характеризуются конечной вязкостью, то энергия E_V превращается после разрыва в энергию внутреннего возбуждения; с ростом вязкости E_V в общем уменьшается. По-видимому, основной вклад в энергию возбуждения осколков вносит энергия де-

формации E_d (т.е. разность энергий деформации осколков в точке разрыва и на бесконечности). Кроме того, энергия возбуждения включает в себя диссилированную энергию E_h , которая уже в точке разрыва принадлежит внутренним степеням свободы. Согласно этому, наблюдаемая на опыте энергия возбуждения осколков

$$E_x = E_d + E_h + E_v . \quad (I.9)$$

На самом деле после разрыва может иметь место взаимное кулоновское возбуждение осколков, и тогда в правую часть (I.9) необходимо добавить еще одно слагаемое. Однако оценки [60] показывают, что соответствующая энергия по порядку величины составляет 1 МэВ, так что эффектами кулоновского возбуждения можно пренебречь.

Таким образом, потенциальная энергия в точке разрыва

$$E_p = E_c + E_d \quad (I.10)$$

является основной частью всей доступной системе энергии, однако не исчерпывает ее полностью. Разность ($Q - E_p$) называется свободной энергией

$$E_f = E_h + \epsilon + E_v \quad (I.11)$$

и распределяется тем или иным образом между энергией внутренних возбуждений, кинетической энергией в момент разрыва и вибрационной энергией. Свободная энергия представляет собой верхний предел энергии, которая может быть диссилирована в случае большой вязкости.

Отметим, что величины E_c и E_d взаимно связаны и не могут изменяться независимо при изменении деформации. Компактная конфигурация в точке разрыва, например, означает малую величину энергии деформации E_d и одновременно дает большие значения кулоновской энергии E_c , и наоборот. Потенциальная энергия в точке разрыва подвержена сильному влиянию оболочечных эффектов в осколках. Наиболее яркими экспериментально наблюдаемыми проявлениями оболо-

чечных эффектов в осколках являются "шилообразная" зависимость числа нейтронов $\bar{v}(A_f)$ от массы осколка A_f (см., например, [61-65]), зависимость суммарной кинетической энергии $\bar{E}_k(A_f)$ от массового числа осколка, которая при низкоэнергетическом делении изотопов U, Pu и др. обнаруживает "провал" в симметричной области около 20-25 МэВ и достигает максимума при $A_f \sim 132$ (см., например, работы [66-71]), вариации зависимостей $\bar{v}(A_f)$ и $\bar{E}_k(A_f)$ и других характеристик деления при изменении энергии возбуждения и нуклонного состава делящегося ядра. Эти экспериментальные данные могут быть достаточно хорошо интерпретированы в рамках влияния оболочечной структуры ядер-осколков на их жесткость по отношению к деформации при формировании конфигурации делящейся системы в момент разрыва. Поскольку эти важные эффекты достаточно понятны и подробно обсуждались в литературе (см., например, [63, 64, 72-81]), мы в большей степени останавливаемся на тех вопросах, которые сейчас представляются менее ясными.

Вместе с тем, успехи, достигнутые в изучении статики деления (см. § I), позволяют в первом приближении рассчитать потенциальную энергию системы вблизи точки разрыва. Используя результаты расчета и экспериментальные данные о кинетической энергии и энергии возбуждения осколков, можно наложить эмпирические ограничения на величину энергии, диссилируемой при спуске с седловой точки, не прибегая при этом к каким-либо предположениям о динамике ядерного движения и механизме диссипации энергии. Такой подход был реализован авторами [82].

Согласно [82], для внутренней энергии возбуждения системы вблизи точки разрыва (включая сюда также энергию колебательных и вращательных возбуждений) можно написать

$$E_h = \sum_{i=1}^2 [E_{xi}^{exp}(Z_i, A_i) + V(Z_i, A_i, \beta_i^{est}) - V(Z_i, A_i, \beta_i)] - \delta, \quad (I.12)$$

где E_{xi}^{exp} (Z_i, A_i) – экспериментальное значение энергии возбуждения осколка с зарядом Z_i и массой A_i , $V(Z_i, A_i, \beta_1^{est})$ и $V(Z_i, A_i, \beta_i)$ – соответственно потенциальная энергия i -ого осколка в основном (β_i^{est}) и в деформированном (β_i) состояниях, δ – энергия взаимного кулоновского возбуждения осколков после разрыва. Поскольку уже перед разрывом осколки могут приобрести некоторую ненулевую кинетическую энергию поступательного движения, для экспериментально наблюдаемой кинетической энергии осколков имеет место неравенство

$$E_k^{exp}(Z_1, Z_2, A_1, A_2) \geq V_{int}(Z_1, Z_2, A_1, A_2, \beta_1, \beta_2) - \delta, \quad (I.13)$$

где V_{int} – потенциальная энергия взаимодействия осколков (включая также и ядерное взаимодействие).

Тогда, рассматривая δ как параметр, $0 \leq \delta \leq \sum_{i=1}^2 E_{xi}^{exp}(Z_i, A_i)$ и минимизируя выражение $[V(Z_1, A_1, \beta_1) + V(Z_2, A_2, \beta_2) + \delta]$ относительно параметров деформации β_1, β_2 и параметра δ , с учетом условия (I.13) можно найти верхний предел E_h для каждой пары осколков (Z_i, A_i).

Рис. 5 иллюстрирует этот подход для симметричного деления ^{252}Cf в предположении сфероидальной деформации осколков $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ (для простоты здесь ядерным взаимодействием осколков пренебрегаем и полагаем $\delta = 0$). Кулоновское отталкивание V_{int} уменьшается с ростом β , поэтому условие (I.13) выполняется только при $\beta > \beta_{min}$. При этом ограничении энергия деформации имеет минимальное значение при $\beta = \beta_{min}$ и соответственно в этой точке достигает максимума E_h .

Численные расчеты, проведенные авторами [82] для 19 пар осколков спонтанного деления ^{252}Cf с учетом диффузной поверхности и ядерного взаимодействия осколков вблизи точки разрыва, показали, что $E_h^{max} \leq 10$ МэВ и почти не зависит от асимметрии деления; неопределенность этой оценки по мнению авторов [82] не превышает 50%.

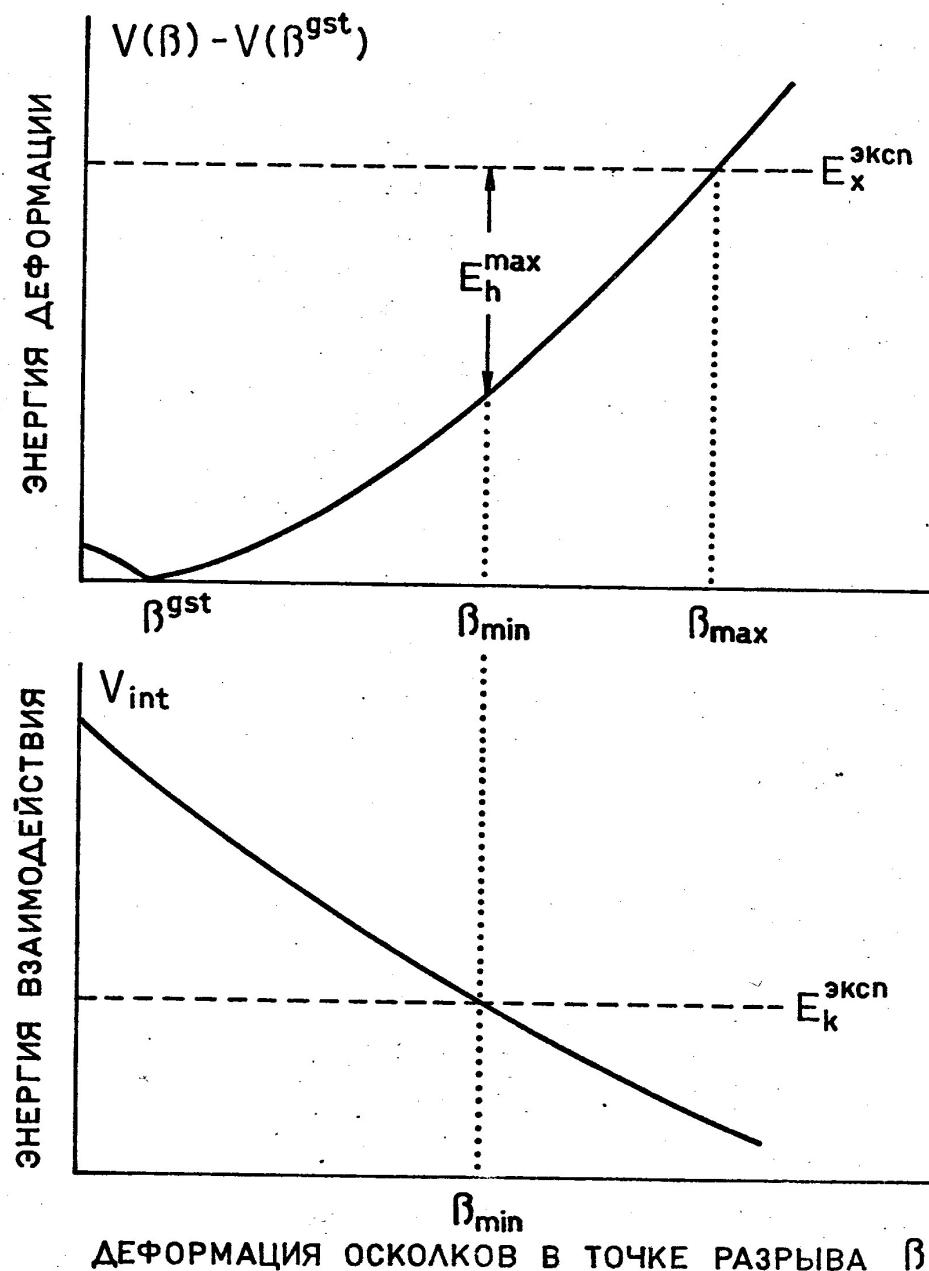


Рис. 5. Схематическое изображение результатов работы [82], в которой оценка верхнего предела внутренней энергии возбуждения осколков в момент разрыва получена на основе сравнения расчетного значения статической энергии системы в точке разрыва с экспериментальными данными об энергии возбуждения и кинетической энергии осколков. Рисунок заимствован из работы [82] и иллюстрирует ситуацию для симметричного деления ^{252}Cf .

Другой подход к определению свободной энергии не требует точного расчета энергий деформации и может быть основан на рассмотрении дисперсий энергии возбуждения осколков. В работах Нибенекера и др. [58] с помощью высокoeffективного жидкостного сцинтилляционного детектора нейтронов была измерена дисперсия числа нейтронов $\sigma_{\nu}^2(A_f, E_k)$, испускаемых индивидуальными осколками спонтанного деления ^{252}Cf , как функция суммарной кинетической энергии осколков для каждого данного отношения их масс. На этой основе авторы определили^{*)} зависимость дисперсии энергии возбуждения осколков $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ от их кинетической энергии E_k ; она показана на рис. 6. Оказалось, что для осколков фиксированной массы $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ обращается в ноль дважды: при очень малых и при очень больших значениях E_k , проходя через максимум при наиболее вероятных E_k . Например, при $A_f = 108$ (наиболее вероятное значение массы легкого осколка), дисперсия обращается в ноль при $E_k^{(1)} \approx 160$ МэВ и $E_k^{(2)} \approx 210$ МэВ, достигая в максимуме $25-30$ МэВ² при $E_k \approx 185$ МэВ. Обращение дисперсии в ноль при высоких кинетических энергиях не вызывает удивления, поскольку в этом случае $E_k^{(2)} \sim Q$ и энергия возбуждения осколков минимальна. Гораздо более неожиданным является обращение $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ в ноль в тех редких случаях деления, когда E_x велика и составляет, например, 60 МэВ; это соответствует испусканию большого и почти фиксированного числа нейтронов. Можно показать [58], что из обращения $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ в ноль следует обращение в ноль свободной энергии. Отсюда вытекает, что для каждого отношения масс осколков в точке разрыва имеют место две полностью "холодных" конфигурации, одна из которых сильно деформирована и соответствует малым E_k , а другая очень компактна и отвечает предельно большим E_k . В промежуточных случаях свободная энергия $E_f \neq 0$.

^{*)} Восстановление $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ по экспериментальным значениям $\sigma_{\nu}^2(A_f, E_k)$ представляет собой достаточно сложную процедуру [58], которую здесь мы не воспроизводим.

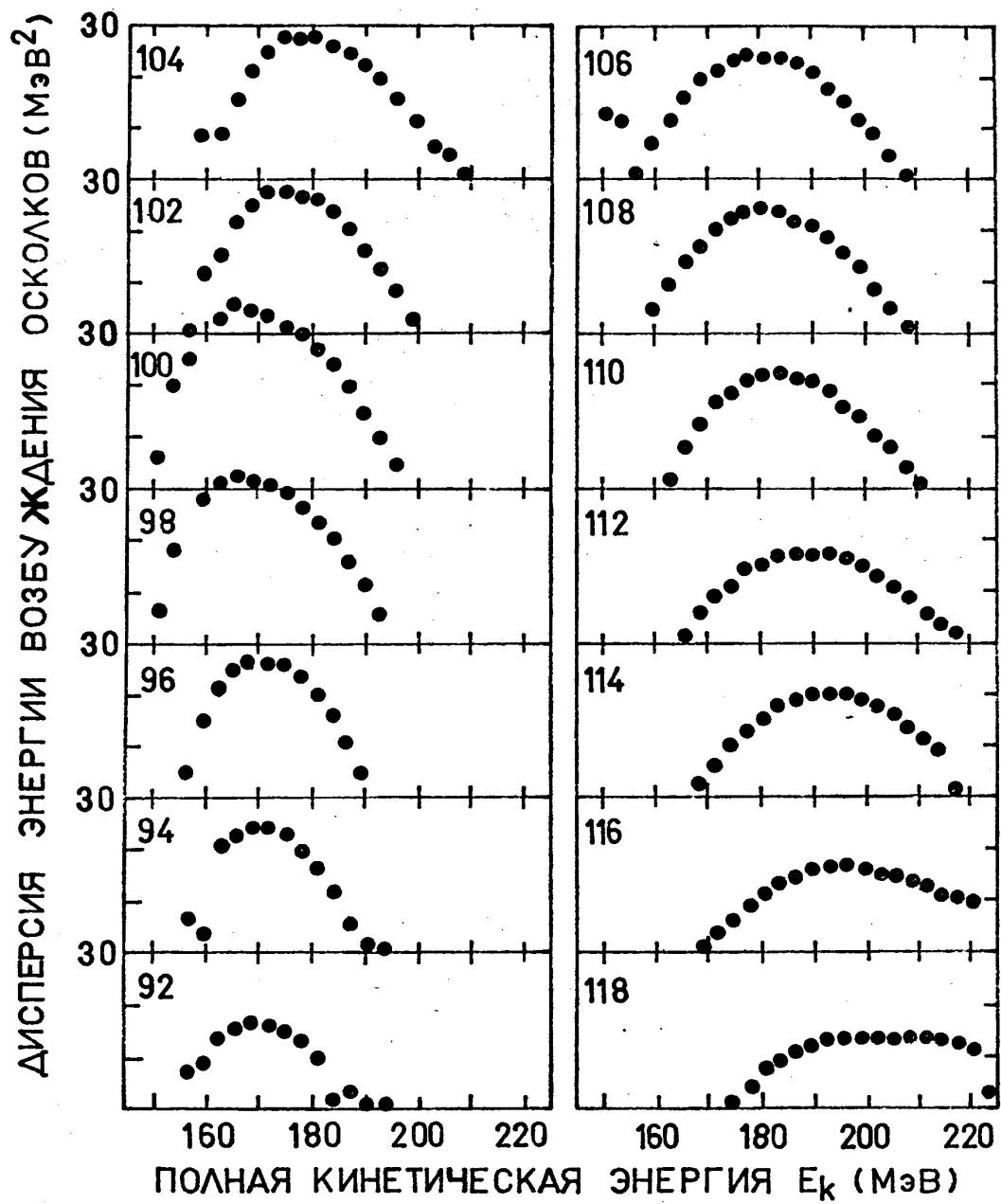


Рис. 6. Вариации дисперсии энергии возбуждения осколков $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ при изменении полной кинетической энергии для ряда значений массы легкого осколка (спонтанное деление ^{252}Cf). Рисунок заимствован из работы Нифенекера и др. [58].

и более или менее случайным образом распределяется между обоими осколками, в результате чего $\Phi_{Ex}^2(A_f, E_K)$ и достигает значений вплоть до 30 МэВ². Эта ситуация схематически изображена на рис. 7. Аппроксимируя кривую минимальной потенциальной энергии параболой, проходящей через две экспериментально определенные точки $E_K^{(1)}$ и $E_K^{(2)}$, Ниценекер и др. получили следующее выражение для максимального значения свободной энергии:

$$E_f^{max} = \frac{1}{2}(Q - E_K^{(m)} - \sqrt{Q^2 - 2QE_K^{(m)} + E_K^{(1)}E_K^{(2)}}) , \quad (I.14)$$

где Q – полное энерговыделение, а $E_K^{(m)} = \frac{1}{2}(E_K^{(1)} + E_K^{(2)})$. Зависимость E_f^{max} от массы легкого осколка показана на рис. 8. Видно, что E_f^{max} , представляющая собой верхний предел и для предразрывной кинетической энергии E , и одновременно для E_h , невелика и составляет около 7 МэВ. Авторы [58] отмечают, что ошибка в определении E_f^{max} (связанная, в основном, с неточностью Q) не превышает 50%.

Таким образом, экспериментальные данные об энергии возбуждения осколков и ее дисперсии представляют собой весьма ценный материал для обсуждения эффектов диссипации энергии в процессе деления. Точное определение величин, характеризующих распределение энергии между различными степенями свободы в точке разрыва, является очень трудной задачей, однако некоторые оценки и качественные выводы могут быть сделаны. Полученные разными методами на основе экспериментальных данных разного типа, они показывают, что количество энергии, диссилируемой в процессе спуска с седловой точки, невелико, и, по-видимому, не превышает 10 МэВ, во всяком случае для ядер до Cf включительно. Поэтому реальный процесс движения делящейся системы за седловой точкой, скорее всего, не соответствует ни одной из экстремальных моделей, таких как статистическая теория Фонга или динамическая модель жидкой капли Никса и Святецкого, а представляет собой некоторый промежуточный, более

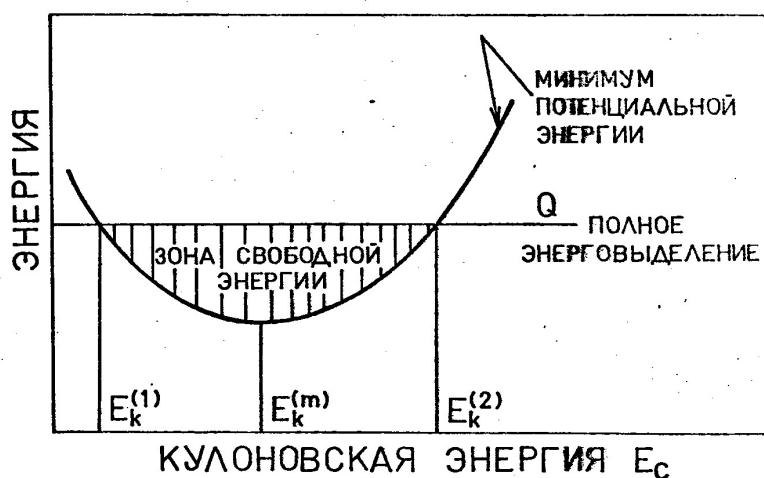


Рис. 7. Схематическое представление минимума потенциальной энергии и свободной энергии вдоль линии разрыва. В точках $E_C = E_k^{(1)}$ и $E_C = E_k^{(2)}$ дисперсия энергии возбуждения осколков $\sigma_{E_x}^2(A_f, E_k)$ обращается в ноль. Точка $E_C = E_k^{(m)}$ соответствует максимальному значению свободной энергии E_f^{\max} . Рисунок заимствован из работы [58].

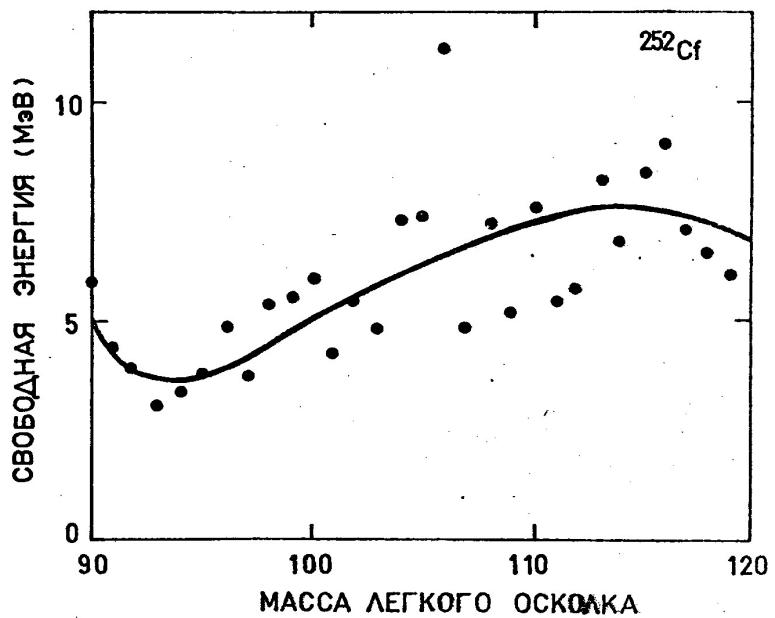


Рис. 8. Зависимость максимального значения свободной энергии в точке разрыва E_f^{\max} от массы легкого осколка. Рисунок из работы [58].

сложный случай. Дальнейшие исследования, в первую очередь экспериментальные, необходимы для выработки определенных представлений об этой наиболее трудной для интерпретации стадии процесса деления.

§ 4. Множественность мгновенных нейтронов деления:
постановка задачи.

Число мгновенных нейтронов, испускаемых при делении ядер, является важной характеристикой процесса. Оно определяет принципиальную возможность цепной ядерной реакции и вместе с такими величинами как α (отношение сечений радиационного захвата и деления) и $\bar{\nu}$ (среднее число нейтронов, испускаемых на один захваченный нейtron) входит в основополагающие соотношения для расчета ядерных реакторов и энергетических установок. Поэтому не удивительно, что измерению $\bar{\nu}$ с возрастающей по мере развития экспериментальной техники и методов точностью посвящены многие десятки работ [83]. Практический аспект с течением времени приобретает все большую важность в связи с широким развитием ядерной энергетики, в частности, с проектированием реакторов-размножителей на быстрых нейтронах, что приводит к потребности в данных о $\bar{\nu}$ с точностью не хуже 1% [84], которая еще не достигнута для широкого круга ядер в необходимом интервале энергии нейтронов. С другой стороны, в настоящее время осуществляется широкая программа по накоплению значительных весовых количеств трасплутониевых изотопов вплоть до Fm . Ядерные константы, определенные с высокой точностью для этих материалов, в том числе $\bar{\nu}$, распределение P_{ν} и многие другие, представляют непосредственный интерес как для расчета процесса и совершенствования методов накопления, так и в плане последующего использования этих материалов в научных и прикладных целях – для изготовления мишеней в экспериментах по синтезу и изучению свойств трансфермиевых и сверхтяжелых элементов, в качестве компактных

источников энергии и источников нейтронов, для различного рода калибровок и т.д.

Кроме прямого, имеет место, конечно, и опосредованное влияние результатов исследований, проводящихся для решения чисто научных вопросов, на методы и результаты оценки ядерных данных и другие стороны практического использования процесса деления.

Направленность настоящей работы определялась в основном потребностями физики деления. При этом можно выделить три главных, на наш взгляд, аспекта, которые вызывают интерес к исследованию множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении очень тяжелых ядер.

I. Нейтроны деления несут наиболее непосредственную информацию об энергии возбуждения осколков, происходящей как в результате значительной деформации делящейся системы в точке разрыва, так и за счет эффектов диссипации, аналогичных ее вязкому нагреву при спуске с седловой точки. Если первая составляющая позволяет изучать влияние оболочечных эффектов на конфигурацию ядра в точке разрыва, то абсолютная величина второй, как следует из § 2 и § 3, принципиально важна для выяснения механизма обмена энергией между делительной и другими степенями свободы на последней стадии деления. Однако извлечение величин, характеризующих этот обмен, вызывает значительные трудности. Основная их причина состоит в том, что экспериментально свойства осколков определяются на бесконечности, спустя большое время после разрыва. Чтобы решить обратную задачу и восстановить характеристики делящейся системы в точке разрыва, необходима как правило та или иная модель, поэтому результаты получаются не очень определенными и часто допускают одинаково удовлетворительную трактовку даже с противоположных точек зрения.

Однако ситуация может заметно измениться, если мы продвигаемся к все более тяжелым ядрам, таким как Fm , $Io2$ и далее. С ростом

параметра деления x конфигурация ядра в седловой точке становится все более компактной и приближается к равновесной, в то время как форма ядра в точке разрыва изменяется гораздо менее сильно. Тогда путь в пространстве деформаций от седловой точки до разрыва заметно удлиняется и соответственно возникает больше возможностей для проявления эффектов динамики. Следовательно, соотношение между вкладом различных эффектов, формирующих энергию возбуждения осколков, для очень тяжелых ядер может заметно измениться, например, в пользу эффектов диссипации. Это позволило бы более определенно их выделить и исследовать. По этим и ряду других причин накопление экспериментальных данных об энергии возбуждения осколков деления, особенно в области самых тяжелых из числа доступных ядер, представляет непосредственный интерес для выяснения механизма деления и отыскания в будущем более адекватных методов его теоретического описания.

2. Для выяснения механизма деления представляет также существенный интерес привлечение к анализу других величин, которые не использовались в достаточной мере для этих целей ранее. Если говорить об энергетических аспектах деления, то весьма интересной характеристикой оказывается дисперсия энергетических распределений осколков – распределений их энергий возбуждения (числа нейтронов) и кинетических энергий.

Включая в рассмотрение дисперсию, мы затрагиваем общую и очень характерную для деления проблему многообразия свойств осколков. В самом деле, реакция деления обладает замечательной особенностью: число конечных состояний ее продуктов – пар осколков – огромно. Уилетс [30] дает оценку $\sim 10^7$ для этой величины. В соответствии с этим практически все экспериментально наблюдаемые свойства осколков – их массы, заряды, энергии, число испускаемых нейтронов, угловые моменты и т.д. не фиксированы строго, а испыты-

вают существенные флуктуации. В то же время начальное состояние, например, спонтанно делящегося ядра характеризуется строго определенными массой, энергией (с точностью до квантово-механической энергии нулевых колебаний $\hbar\omega \approx 0,5$ МэВ), зарядом, спином, четностью. Необходимо понять, в чем состоят первопричины этих флуктуаций, на какой стадии деления они возникают и как развиваются до экспериментально наблюдаемых размеров? Эти вопросы были поставлены в работах [85, 86].

К настоящему времени накоплен значительный объем экспериментальных данных и выработана удовлетворительная интерпретация средних свойств осколков — средних или наиболее вероятных масс, энергий, числа нейтронов и т.д. Их дисперсия исследована в заметно меньшей степени. Как экспериментальные, так и теоретические исследования дисперсии представляют собой гораздо более сложную задачу. Надежно и количественно не установлены даже основные факторы, определяющие величину дисперсии свойств осколков. Более того, несмотря на существование определенного объема экспериментального материала, до последнего времени оставались даже качественно неясными закономерности изменения дисперсии в зависимости от основных параметров (Z, A и E^*) делящегося ядра; это в полной мере относится, например, к дисперсии распределений полной энергии возбуждения и кинетической энергии осколков деления тяжелых ($Z \geq 90$) слабовозбужденных ядер. С другой стороны, дисперсия свойств осколков является комплексной динамической характеристикой процесса и может содержать в себе важную дополнительную информацию о механизме формирования соответствующих средних величин, т.е. о механизме деления.

В § 3 на примере экспериментов Нибнекера и др. мы видели, что прямые измерения дисперсии числа нейтронов для фиксированных масс и кинетических энергий осколков дают ценную информацию о де-

лении. Однако такие эксперименты очень сложны: получение результатов требует большой статистики и связано к тому же с введением в экспериментальные данные большого числа поправок, небольших по абсолютной величине, но сложных и плохо определенных. Непосредственно дисперсия числа нейтронов для осколков фиксированных масс измерена лишь для ^{252}Cf , и вряд ли круг исследованных таким образом ядер может быть существенно расширен.

Анализ величин $\bar{\sigma}_v^2$ (т.е. усредненных по распределению масс и кинетических энергий значений дисперсии) и определение их зависимости от Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра, выявление корреляций между $\bar{\sigma}_v^2$ и другими характеристиками деления в широком диапазоне Z и A делящихся ядер представляется нам способом получения информации о механизме деления, существенно дополняющим результаты детальных исследований дисперсии числа нейтронов для отдельно взятого конкретного ядра.

В соответствии со сказанным выше, в настоящей работе при постановке экспериментов, обработке данных и обсуждении результатов большое внимание уделялось не только среднему значению числа нейтронов \bar{v} , но также и распределению вероятностей числа v , в особенности его дисперсии $\bar{\sigma}_v^2$. Кроме того, одна из основных задач работы состояла в широком обсуждении всей совокупности существующих экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжелых слабовозбужденных ядер и их сравнении с теоретическими предсказаниями.

3. Большой интерес к изучению мгновенных нейтронов деления вызывается также работами по поиску в природе и синтезу на ускорителях сверхтяжелых элементов. Можно предполагать, что для столь тяжелых ядер наиболее характерными окажутся свойства, связанные с их спонтанным делением: высокая кинетическая энергия осколков $E_k \approx 230-240$ МэВ и/или большое число испускаемых нейтронов $\bar{v} \sim 10$.

[76, 87-90], сильно увеличенная (в 10^4 и более раз) вероятность деления на три осколка сравнимой массы [90-92] и другие. Экспериментальное наблюдение столь сильных изменений характеристик деления служило бы весьма ценным материалом для идентификации сверхтяжелых элементов.

Сравнение различных методов анализа, используемых в экспериментах по поиску сверхтяжелых элементов в природе, показывает [26, 27], что максимальная или близкая к ней чувствительность достигается, когда исключительно редкие события спонтанного деления детектируются путем выделения случаев совпадения нескольких вторичных нейтронов. Чувствительность этого метода, развитого в Лаборатории ядерных реакций ОИИИ Г.Н.Флёровым и др. [27, 93], такова, что позволяет обнаружить сверхтяжелые элементы, если их концентрация в образце больше 10^{-15} г/г; при прочих равных условиях чувствительность тем выше, чем больше $\bar{\nu}$ для сверхтяжелого ядра.

Использование случаев регистрации большого числа нейтронов в качестве критерия для идентификации подразумевает, что сама необходимость эмиссии сильно повышенного числа нейтронов при делении сверхтяжелого ядра установлена достаточно надежно и сомнений не вызывает.

Действительно, теоретические оценки приводят к большим значениям $\bar{\nu}$ в области сверхтяжелых ядер. Например, Никсон [87] в рамках стандартной модели жидкой капли с нулевой вязкостью были рассчитаны кинетические энергии осколков деления сверхтяжелых ядер и далее как разность $(Q - \bar{E}_k)$ определены энергии их возбуждения; таким способом для ядер с $N = 184$ были получены значения*)

$\bar{\nu} = 10,6, 10,5$ и $11,4$ соответственно при $Z = 110, 114$ и 126 .

*) Отметим, что они получены для деления ядер с $N = 183$ нейтронами (энергия отделения нейтронов включена в Q), так что для спонтанного деления $\bar{\nu}$ несколько меньше.

работе [88] простой экстраполяцией экспериментальных данных о \bar{E}_K и $\bar{\nu}$ из области известных ядер для ^{298}Pu получено более низкое значение $\bar{\nu} \approx 8$. Шмитт и Мозель [76] вычисляют \bar{E}_K для тяжелых и сверхтяжелых ядер на основе простой статической двусфериодной модели в точке разрыва и подчеркивают сильное влияние оболочечных эффектов в осколках на величину \bar{E}_K . Экстраполируя в область сверхтяжелых ядер эмпирический набор эффективных коэффициентов жесткости осколков, определенный из экспериментальных данных по кинетическим энергиям осколков в области U-Cf , они приходят к $\bar{E}_K = 220$ МэВ для спонтанного деления ^{296}Pu и к оценке $10,5 \pm 1,5$ для среднего числа нейтронов. В этой же работе было предсказано сильное отклонение в поведении \bar{E}_K и $\bar{\nu}$ от плавной жидкокапельной тенденции к увеличению с ростом параметра делимости α или $Z^2/A^{1/3}$: резкий максимум $\bar{E}_K \sim 260$ МэВ при $A = 260-270$ и соответствующее уменьшение $\bar{\nu}$ почти до нуля. Этот эффект, экспериментальная проверка^{*)} которого представляет определенный интерес, авторы [76] объясняют особыми свойствами оболочечной структуры осколков, близких к дважды магическому $^{132}_{50}\text{Sn}$, и их предпочтительным образованием при делении ядер в области $255 \leq A \leq 290$. Отметим для полноты, что на основе рассмотрения эффектов кластеризации большого масштаба в ядрах, вытекающих из расчета распределений плотности по методу Хартри-Фока, Колб [90] предсказывает $\bar{\nu}$ от 8 до 9 и $\bar{E}_K = 235$ МэВ для ^{298}Pu . В то же время Захарова [89], анализируя взаимосвязь оболочечной структуры, деформируемости осколков и величины их выхода при делении, делает вывод о том, что $\bar{\nu}$ в области сверхтяжелых ядер может быть и небольшим, порядка 4-5.

^{*)} В экспериментах по делению ^{246}Cm ионами ^{180}Po [94] и ^{232}Th , ^{238}U ионами ^{40}Ar [95] не наблюдалось какое-либо увеличение \bar{E}_K по сравнению с жидкокапельным, что может быть связано с разрушением оболочечных эффектов при энергиях возбуждения 40-50 МэВ. Однако по экспериментальным данным работы [96] этот эффект не наблюдается и при спонтанном делении ^{262}No .

Строгий расчет \bar{V} является очень сложной задачей, и поэтому не удивительно, что сделанные оценки перекрывают весь спектр возможных значений этой величины – от 4–5 до 10–12. Каждая из упомянутых выше работ не свободна от значительного числа допущений и вызывает серьезные критические замечания. Не имея возможности останавливаться на этом подробнее, отметим, что все попытки по существу представляют собой более или менее линейную и далекую экстраполяцию наших представлений о делении, полученных в узкой области актинидных ядер.

В такой ситуации первостепенное значение приобретают экспериментальные исследования множественности нейтронов деления. При этом речь идет не только об увеличении надежности прямых экстраполяций путем экспериментального продвижения к ядрам с большими Z , но и о более глубоком изучении механизма образования энергии возбуждения осколков.

Выбор конкретных ядер для наших экспериментов был обусловлен необходимостью выйти за пределы области по Z и/или N , внутри которой деление изучено достаточно хорошо. Действительно, в настоящее время экспериментальные результаты, полученные в сравнительно узкой области делящихся ядер от урана до калифорния, являются основой общих представлений о механизме деления, основным материалом для проверки теорий и моделей деления, исходным пунктом для экстраполяций в область более тяжелых и, в частности, сверхтяжелых ядер. Однако качественно характеристики деления изменяются здесь не сильно. Поэтому наряду с все более точными, многопараметровыми корреляционными измерениями в традиционной области представляют большой интерес эксперименты за ее пределами, для ядер с более необычным составом нуклонов. Это позволяет изменить соотношение между силой влияния коллективных и одновременных факторов, более отчетливо проследить роль внутренней струк-

туры исходного ядра или ядер-осколков в процессе деления, получить в необычных условиях материал для более критической проверки теории и тем самым повысить надежность ее предсказаний для неизвестных областей.

Плодотворность такого подхода можно проиллюстрировать результатами экспериментов по изучению деления изотопов фермия с массовыми числами от 254 до 259 [97, 98], которые стали возможными благодаря получению ряда тяжелых изотопов фермия и эйнштейния в потоках нейтронов с очень высокой плотностью. Эти эксперименты показали, что низкоэнергетическое деление ядер с $Z = 100$ во многих отношениях существенно отличается от деления более легких актинидов. Наиболее важным явилось заключение о значительном увеличении вероятности симметричного деления по мере увеличения числа нейтронов в делящемся ядре; так, например, массовые распределения осколков деления ^{257}Fm тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm найдены симметричными. Для тяжелых изотопов фермия наблюдаются также глубокие качественные изменения многих других характеристик деления. Кроме того, весьма необычными могут оказаться характеристики деления очень легких изотопов Fm . Так Мёллер, связывая асимметрию масс осколков с формой барьера в области второго максимума, предполагает на основе своих расчетов, что спонтанное деление изотопов Fm с $N < 144$ может быть симметричным (см. [97]). Эти обстоятельства усиливают интерес к исследованиям в трансфермииевой области.

Если к началу наших экспериментов некоторые исследования по делению изотопов фермия уже были выполнены, то экспериментальная информация о низкоэнергетическом делении ядер тяжелее фермия полностью отсутствовала^{*)}. Единственным средством проникновения в

^{*)} За исключением парциальных периодов полураспада относительно спонтанного деления.

область элементов с $Z > 100$ являются ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжелыми ионами. Как показывает двадцатипятилетняя история исследования далеких трансурановых элементов [99], реакции с тяжелыми ионами зарекомендовали себя эффективным методом синтеза новых ядер. Преимущества этого метода и были использованы в настоящей работе.

Исследования в трансфермиевой области связаны со значительными экспериментальными трудностями: времена жизни изотопов находятся в области секунд, что требует проведения "on-line" - измерений непосредственно на пучке тяжелых ионов. Столь же резко как и времена жизни, сокращаются доступные количества исследуемых ядер. Это затрудняет получение детальных сведений о процессе деления, таких, например, как массовые распределения осколков. Однако многие средние характеристики деления могут быть определены с достаточной степенью точности. Настоящая работа представляет собой первую попытку получения такой информации о делении ядер с $Z > 100$.

Использование тяжелых ионов для изучения деления трансфермиевых ядер имеет значительные перспективы. Уже современные ускорители, такие как циклотрон У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, позволяют получать выведенные пучки ионов типа ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne с интенсивностью до 10^{13} частица/с. Введение в строй ускорителей следующего поколения, в частности изохронного циклотрона У-400 в ОИЯИ, позволит увеличить интенсивность всех пучков ионов вплоть до ^{48}Ca в $10+100$ раз по сравнению с имеющейся и получить достаточно интенсивные пучки еще более тяжелых частиц до ^{136}Xe включительно [100]. Тогда станут возможными более детальные исследования ядер с $Z > 100$.

В настоящей работе в экспериментах "on-line" измерено распределение множественности мгновенных нейтронов P_N и опреде-

лены его параметры ($\bar{\nu}$, Φ_{ν} и др.) для спонтанного деления изотопа 102-го элемента с массовым числом 252 и периодом полураспада 2,4с. Предварительно в специальных опытах изучены закономерности образования $^{252}\text{I}02$ в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, а также условия относительно фона от распада других спонтанно делящихся активностей. Такие же характеристики нейтронного излучения измерены для спонтанного деления двух других короткоживущих нуклидов, синтезированных при облучении ^{238}U ускоренными ионами ^{12}C и ^{22}Ne : для изотопа ^{246}Cf ($T_{1/2} \approx 36$ ч), значительно удаленного по числу нейtronов от хорошо известного ^{252}Cf , и для изотопа ^{256}Fm ($T_{1/2} = 157$ мин). Распределения множественности нейтронов P_{ν} измерены также для спонтанного деления "реакторных" изотопов ^{244}Cm и ^{246}Cm .

ГЛАВА II. СИНТЕЗ ИССЛЕДУЕМЫХ ЯДЕР. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ.

Комплекс экспериментальной аппаратуры для изучения множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении тяжелых ядер был создан в 1970-1973 г.г. Основные результаты по методике измерений и математической обработке данных содержатся в работах [101-103].

Экспериментально определялись следующие характеристики мгновенных нейтронов деления:

- распределение вероятностей P_ν эмиссии точно ν нейтронов в одном акте деления, $\sum \nu P_\nu = 1$;
- среднее число нейтронов на акт деления, $\bar{\nu} = \sum \nu P_\nu$;
- дисперсия числа нейтронов $\sigma_\nu^2 = \sum \nu (\nu - \bar{\nu})^2 P_\nu$ и параметр формы $\Gamma_2 = (\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2) / \bar{\nu}^2$, характеризующий отличие распределения P_ν от распределения Пуассона, для которого $\Gamma_2 \equiv 1$.

Особенностью комплекса аппаратуры является его работа в режиме "on-line" с малой ЭВМ ТРА-1001, с помощью которой осуществлялись накопление и предварительная обработка информации уже в процессе эксперимента, а также активный многосторонний контроль за функционированием всего комплекса аппаратуры.

Эксперименты проводились на внутреннем и выведенном пучках ионов циклотрона У-300 ЛИР и в методическом отношении подразделялись на два случая. В первом из них исследовались сравнительно долгоживущие изотопы, так что после облучения можно было отделить химически исследуемые ядра от вещества мишени, приготовить источник и провести измерения. В случае изотопа ^{252}Po ($T_{1/2} = 2,4\text{ с}$), методически более сложном, измерения проводились непосредственно на выведенном пучке тяжелых ионов с использованием быстродействующего транспортного механизма для доставки исследуемых ядер от мишени к детекторам нейтронов и осколков деления.

§ I. Реакции синтеза и радиоактивные свойства исследуемых изотопов.

252I02. Закономерности образования изотопа I02-го элемента с массовым числом 252 и его радиоактивные свойства исследовались нами в работах [I04, I05]. Предварительные сведения о спонтанном делении этого изотопа были получены Гиорсо и др. [I06]; α -распад 252I02 изучался в работе [I07].

В наших экспериментах, которые проводились на выведенном пучке ионов циклотрона У-300, использовалась методика ленточного конвейера. Ядра отдачи, выбитые из мишени за счет значительного импульса налетающих частиц, собирались на "бесконечную" никелевую ленту-конвейер длиной около 8 м, которая двигалась с постоянной скоростью вдоль детекторов осколков спонтанного деления. Детекторы были изготовлены из специального фосфатного стекла с предельно низким (меньше 10^{-8} г/г) содержанием урана; столь же чистой от урана была и лента-сборник. После облучения стекла подвергались химической обработке и затем просматривались под микроскопом. По распределению треков от осколков спонтанного деления вдоль детекторов (при известной скорости движения ленты-сборника) можно было определить период полураспада, а по интегральному числу треков — сечение образования изотопа для ветви спонтанного деления. Изменение энергии ионов достигалось введением поглощающих алюминиевых фольг перед мишенью; разброс энергии ионов в пучке не превышал 1,5%, а угловая расходимость пучка ионов составляла не более 1°. Мониторирование интегрального потока частиц осуществлялось по на- веденной γ -радиоактивности от распада ^{75}Se ($T_{1/2} = 120,4$ дня), образующегося при взаимодействии ионов ^{18}O или ^{22}Ne с никелевой лентой-сборником; зависимость выхода ^{75}Se от энергии и тока ионов измерялась в отдельных опытах.

Для синтеза изотопа 252I02 и изучения его свойств использова-вались две ядерные реакции: $^{239}\text{Pu}(^{18}\text{O}, \text{n})$ и $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, \text{n})$.

Мишени из разделенных изотонов ^{239}Pu (99,6%) и ^{235}U (90%), приготовленные в виде слоя толщиной около 1 мг/см² на подложке из алюминия, облучались пучком ионов соответственно ^{18}O и ^{22}Ne интенсивностью порядка $5 \cdot 10^{12}$ частица/с; энергия ионов составляла 98 МэВ в первом случае и 118 МэВ – во втором. В обеих реакциях наблюдался сравнительно большой (250 кт/ч) выход спонтанно делающихся ядер с периодом полураспада $T_{1/2}=2,4 \pm 0,2$ с; распределение треков от осколков спонтанного деления по времени для реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ показано на рис. 9.

Для идентификации наблюдаемой осколочной активности с $T_{1/2}=2,4$ с проводились дополнительные эксперименты. Измерялась зависимость сечения образования спонтанно делающихся продуктов в реакции $^{235}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ от энергии налетающих частиц в интервале от 108 до 135 МэВ. Было найдено (рис. 10), что функция возбуждения имеет вид колоколообразной кривой с максимумом при энергии ионов 117 МэВ, характерный для реакций с образованием компаунд-ядра и последующим испарением из него нескольких нейтронов. По форме, ширине на половине высоты (≈ 10 МэВ), положению максимума экспериментальная кривая хорошо согласуется с расчетной, полученной по испарительной модели Джексон [108] для эмиссии пяти нейтронов из возбужденного составного ядра $^{257}\text{I}^{102}$. Величина сечения в максимуме составляет $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-32}$ см² для ветви спонтанного деления. Сравнение этой величины с расчетным значением полного сечения данной реакции позволило оценить относительную вероятность спонтанного деления при распаде $^{252}\text{I}^{102}$, которая составила примерно 30%, в основной доле случаев изотоп $^{252}\text{I}^{102}$ испытывает α -распад [107].

* Точное значение этой величины, определенное семь лет спустя Бемисом и др. [109] при одновременной регистрации α -распада и спонтанного деления изотопа $^{252}\text{I}^{102}$, составляет $26,9 \pm 1,9\%$; полный период полураспада по данным этой работы равен $2,30 \pm 0,22$.

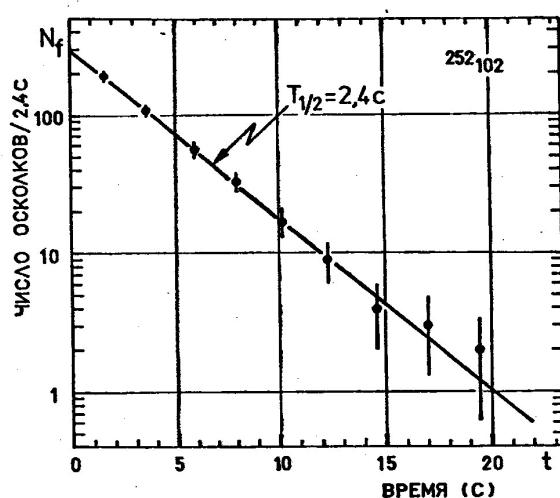


Рис. 9. Распределение по времени осколков спонтанного деления ядер, образующихся в реакции $^{235}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии ионов 118 МэВ.

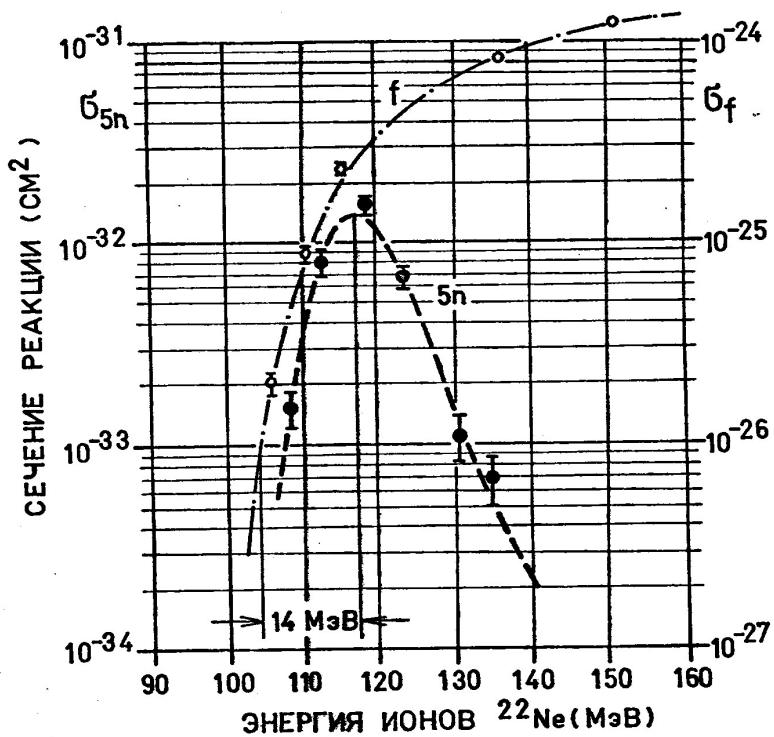


Рис. 10. Зависимость сечения образования изотопа $^{252}\text{I}02$ от энергии ионов ^{22}Ne (для ветви спонтанного деления). Пунктирная кривая – расчетная функция возбуждения реакции $^{235}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{252}\text{I}02$, закрытые символы – экспериментальные значения. Штрих-пунктирная кривая (правая шкала) – расчетная энергетическая зависимость сечения деления ^{235}U ионами ^{22}Ne , открытые символы – экспериментальные значения.

Несмотря на то, что определенные нами свойства $^{252}\text{I}_{\text{O}2}$ оказались в согласии с данными Гиорсо и др. [106], для дополнительной идентификации этого изотопа измерялось интегральное угловое распределение спонтанно-делящихся ядер отдачи с $T_{1/2}=2,4\text{с}$, т.е. зависимость их относительного выхода W_k/W_{k_0} от степени коллимации k . Для этого между мишенью и лентой-сборником строго перпендикулярно к направлению пучка ионов вводился коллиматор — плоскопараллельная пластинка-решетка толщиной δ , содержащая несколько десятков отверстий диаметром $d=2,0\text{ мм}$, так что общая прозрачность решетки для пучка ионов (при угловой расходимости, равной нулю) составляла 73%. Степень коллимации $k=\delta/d$ можно было варьировать за счет изменения δ , сохраняя постоянной прозрачность коллиматора для пучка ионов. При этом прозрачность коллиматора для продуктов реакции и, следовательно, характер зависимости $W_k/W_{k_0}=f(k)$ определяются их угловым распределением. Для реакций с образованием компаунд-ядра и последующим испарением лишь нескольких нейтронов, угловое распределение ядер отдачи имеет узкий максимум при малых углах [110]. Для большинства реакций другого типа (обмен нуклонами, вылет α -частиц и т.п.) перпендикулярная составляющая импульса ядер отдачи значительно больше, что приводит к увеличению дисперсии их углового распределения и смещению его максимума в сторону больших углов [111]. Поэтому характер уменьшения относительного выхода продуктов W_k/W_{k_0} при увеличении степени коллимации k в значительной мере зависит от механизма реакции и может служить полезным дополнительным критерием для определения его типа [104, 105, 112-116].

Зависимость $W_k/W_{k_0}=f(k)$ измерялась для спонтанно-делящихся продуктов с $T_{1/2}=2,4\text{с}$, образующихся при облучении ^{239}Pu ионами $^{18}_\text{O}$. Экспериментальные данные представлены на рис. II, откуда следует, что выход активности с $T_{1/2}=2,4\text{с}$ уменьшается с

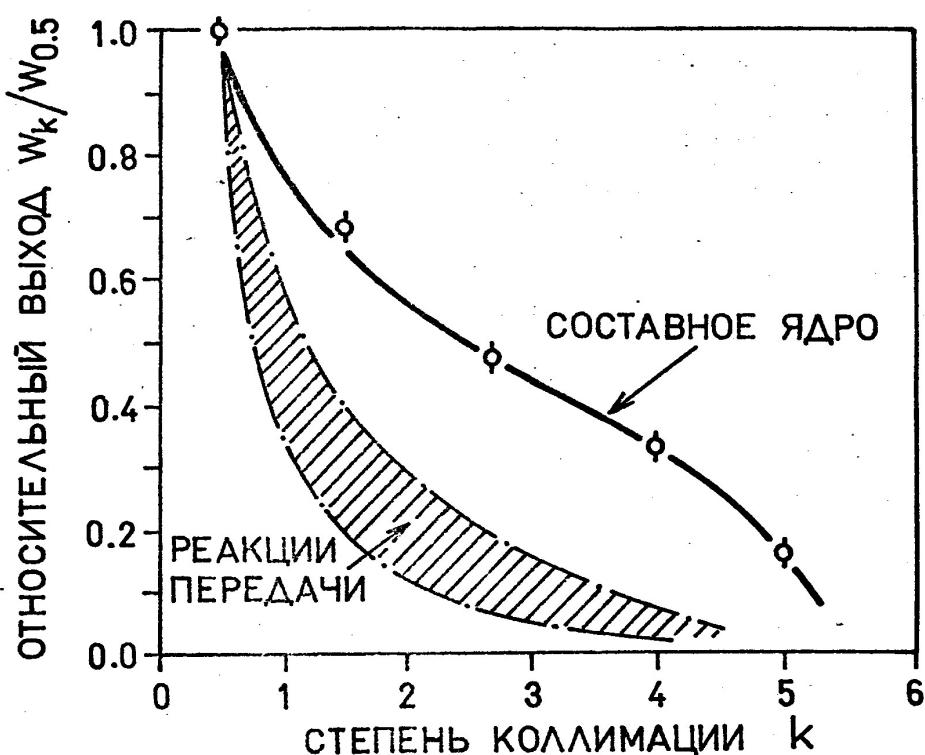


Рис. II. Интегральное угловое распределение спонтанно делящихся ядер с $T_{1/2} = 2,4$ с, образующихся в реакции $^{239}\text{Pu} + ^{180}\text{O}$, при энергии ионов 98 МэВ. Открытые символы — экспериментальные значения, сплошная кривая и заштрихованная область — результаты модельных опытов соответственно для реакций с образованием компаунд-ядра и реакций передачи нуклонов.

ростом k в хорошем соответствии с ожидаемой зависимостью для реакций с образованием компаунд-ядра, полученной в модельных экспериментах.

Таким образом, совокупность полученных нами экспериментальных данных позволила однозначно установить факт распада изотопа $^{252}\text{I}02$ путем спонтанного деления и определить относительную вероятность этого процесса равной $\approx 30\%$.

Для экспериментов по определению множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении $^{252}\text{I}02$ была выбрана реакция $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$. С точки зрения максимального сечения она в два-три раза уступает реакциям $^{241}\text{Am}(^{15}\text{N}, 4n)$ или $^{244}\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)$, однако для облучения интенсивным пучком тяжелых ионов предпочтительнее использовать гораздо менее радиоактивную мишень.

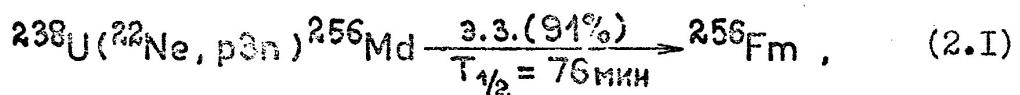
В этих экспериментах использовалась мишень из высокообогащенного ^{235}U (изотопный состав: $^{235}\text{U} = 89,8\%$, $^{234}\text{U} = 1,3\%$, $^{238}\text{U} = 8,9\%$) толщиной 990 мкг/см² и площадью 4,5 см². При интенсивности пучка ионов ^{22}Ne порядка 10^{12} частица/с и энергии 117 МэВ можно было ожидать образования в мишени около 100 ядер $^{252}\text{I}02$ в час.

Отметим, что в выбранной нами реакции изотоп $^{252}\text{I}02$ получается исключительно "чисто": при облучении ^{235}U ионами ^{22}Ne с энергией 117 МэВ в данном интервале времен не наблюдалось образование каких-либо других спонтанноделящихся ядер, кроме $^{252}\text{I}02$; об этом свидетельствует кривая распада, представленная на рис.9. Суммарное эффективное сечение образования спонтанноделящихся продуктов за счет фоновых реакций не превышает 10^{-34} см², что соответствует отношению эффект/фон > 150 (по осколкам спонтанного деления).

^{256}Fm . Этот изотоп с числом нейтронов $N = 156$ является одним из наиболее тяжелых изотопов фермия (в настоящее время известны изотопы Fm с N от 142 до 159 [97, 117, 118]). ^{256}Fm имеет

период полураспада 157 мин и в 92% случаев распада испытывает спонтанное деление [II8]; оставшиеся 8% приходятся на α -распад. Значительная нейтроноизбыточность ^{256}Fm не позволяет синтезировать его в реакциях с образованием компаунд-ядра и приводит к необходимости использования процессов другого типа — реакций неполного слияния взаимодействующих ядер или передачи большого числа нуклонов от частицы к ядру-мишени. Вероятность последних весьма мала, если не применять мишени из самых тяжелых, близких к фермюю элементов — Bk , Cf и др., которые стали доступны лишь в последнее время^{**}).

В настоящей работе ^{256}Fm был синтезирован в реакции



сечение которой, согласно данным Друнина [I21], составляет $\approx 10^{-33}$ см 2 при энергии ионов ^{22}Ne , равной 130 МэВ. Для того, чтобы в определенной мере компенсировать малую величину сечения, накопление ^{256}Fm проводилось внутри камеры ускорителя, где может быть достигнута более высокая интенсивность пучка ионов; в наших опытах она составляла в среднем $(3\div 6) \cdot 10^{13}$ частица/с.

Интенсивность внутреннего пучка ионов ^{22}Ne или ^{12}C достигает 10^{14} частица/с и более, однако она не может быть использована полностью при обычном способе изготовления мишени путем простого последовательного нанесения многих слоев закиси-окиси урана U_3O_8 на охлаждаемое водой массивное основание из меди или дюр-

^{**}) По данным работы [II9] при облучении ^{249}Bk ионами ^{22}Ne с энергией 123 МэВ ^{256}Md образуется с сечением $\sim 3 \cdot 10^{-30}$ см 2 ; испытывая электронный захват с вероятностью 91% [II8], ^{256}Md превращается в ^{256}Fm . Сечение образования прямо ^{256}Fm в этой реакции меньше $3 \cdot 10^{-31}$ см 2 . При облучении ^{249}Bk ионами ^{15}N (энергия 80–90 МэВ) ^{256}Md образуется с сечением порядка $4 \cdot 10^{-31}$ см 2 [I20].

алюминия. Нетрудно видеть, что при полном поглощении пучка с интенсивностью $6 \cdot 10^{13}$ частица/с и энергией 100 МэВ тепловыделение составляет ≈ 1 квт и реализуется на площади 1-2 см². Столь интенсивное тепловыделение быстро разрушает мишень, изготовленную обычным способом.

Для устранения этой трудности нами была предложена, испытана и использована в экспериментах охлаждаемая водой мишень, изготовленная целиком из металлического урана естественной смеси изотопов. Поскольку теплопроводность металлического урана высока, температура плавления составляет 1405°К, а контакт "окись урана - подложка", существенно снижающий теплопроводность, отсутствует, такая мишень выдерживает более высокую тепловую нагрузку. Удельную тепловую нагрузку на мишень можно уменьшить путем наклона ее поверхности по отношению к направлению пучка в двух измерениях. Эти меры позволяют использовать интенсивность пучка до 10^{14} частица/с.

Однако дальнейшее повышение интенсивности пучка или существенное увеличение продолжительности облучения оказалось невозможным из-за разгерметизации канала охлаждения мишени водой. Наиболее вероятное объяснение этого состоит, по-видимому, в том, что в процессе интенсивного и продолжительного облучения усиливаются дефекты внутренней структуры мишени - раковины, микротрещины и др., неизбежно возникающие при отливке заготовки и последующей ее механической обработке; это, скорее всего, и приводит к появлению сквозных микроканалов, соединяющих поверхность мишени с каналом охлаждения. Более перспективным, на наш взгляд, является другой способ получения прочных слоев урана - напыление на медную поверхность при испарении металлического урана электронным лучом с плотностью энергии $0,5 \cdot 10^5$ вт/см² в вакууме $\approx 5 \cdot 10^{-7}$ Тор при помощи установки, созданной в ОИМУ ОИЯИ для нанесения сверхпроводящих тонких пленок [122, 123].

С использованием специальной мишени, внутреннего пучка ионов и выбранной реакции (2.1) можно было рассчитывать на образование нескольких сотен ядер ^{256}Fm за время облучения, сравнимое с их периодом полураспада. Облученная часть поверхностного слоя мишени (общая масса около 50 мг) растворялась^{*)} в азотной кислоте. Далее трансурановые элементы отделялись от урана соосаждением с LaF_3 . Коэффициент очистки от урана был не хуже 10^3 , так что фоном от спонтанного деления ^{238}U можно было пренебречь. Эффективность химической процедуры по отношению к фермии составляла примерно 70 %. Операции по извлечению мишени из камеры ускорителя, ее химической переработке и приготовлению источника ^{256}Fm в сумме занимали не более 30 мин.

Наиболее вероятным источником фона могло служить в данном случае спонтанное деление изотопов ^{246}Cf и ^{252}Fm , выход которых в реакции (2.1) в 100–200 раз превышает выход ^{256}Fm , как это следует из сопоставления сечений соответствующих реакций [121, 124]. Однако относительные вероятности распада ^{246}Cf и ^{252}Fm путем спонтанного деления составляют соответственно $2 \cdot 10^{-6}$ и $2,5 \cdot 10^{-5}$, поэтому их возможное присутствие в исследуемом источнике не вносит ошибку в измеряемое $\bar{\nu}$ более, чем 0,1%. Ошибка, связанная с возможным присутствием других спонтанноделящихся ядер значительно ниже.

^{246}Cf . Это наиболее легкий ($N = 148$) из всех изотопов

^{*)} Мишень "бесконечно" толстая и потому может использоваться многократно: растворяется лишь слой, в котором энергия ионов уменьшается от заданной до энергии кулоновского барьера. Контроль за растворением осуществляется по уровню суммарной наведенной β - и/или γ -активности раствора.

калифорния, спонтанное деление которых исследовалось^{*)}. ^{246}Cf имеет период полураспада 35,7 ч и в основном испытывает α -распад; время жизни по отношению к спонтанному делению составляет $2 \cdot 10^3$ лет [118].

Для синтеза ^{246}Cf использовалась ядерная реакция $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$, $4n)$ ^{246}Cf , максимальное сечение которой составляет $6,2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ [125] при энергии ионов ^{12}C , равной 67,5 МэВ. Как и в предыдущем случае, облучения мишени из металлического урана проводились внутри камеры ускорителя. Однако достаточно большое значение периода полураспада позволило в случае ^{246}Cf применить более эффективную методику химической переработки облученной мишени. Ее поверхностный слой растворялся в концентрированной соляной кислоте и далее методом ионообменной хроматографии на колонке со смолой Dowex 1x4.

отделялась фракция трансплутониевых элементов. Коэффициент очистки от урана составлял $\sim 10^4$, а эффективность выделения калифорния $\sim 80\%$. Используя данные [125, 126] о вероятности образования в реакции $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ различных изотопов и рассматривая их радиоактивные свойства, можно показать, что вклад других спонтанно делящихся ядер, кроме ^{246}Cf , в наблюдаемый эффект исчезающе мал.

Сравнительно большое сечение реакции и высокая интенсивность пучка позволяли получать до $5 \cdot 10^7$ атомов ^{246}Cf в час, однако малая величина относительной вероятности спонтанного деления этого изотопа ($2 \cdot 10^{-6}$) существенно затрудняла исследования.

^{244}Cm , ^{246}Cm . Источники из разделенных изотопов кюрия были приготовлены методом электролиза на тонких алюминиевых подложках. Их характеристики приведены в таблице I.

^{*)} Самым тяжелым известным в настоящее время изотопом калифорния является спонтанно делящийся ^{256}Cf с $N = 158$ и $T_{1/2} = 12,3$ мин, синтезированный недавно в Лос-Аламосе [97].

Таблица I.
Характеристики источников ^{244}Cm и ^{246}Cm .

	^{244}Cm	^{246}Cm
Изотопный состав	$\geq 99,9\% \text{ }^{244}\text{Cm}$	98,6% ^{246}Cm 1,4% ^{244}Cm
Вес, мкг	0,2	0,8
T_{sf} , лет	$1,3 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$
N_f , с^{-1}	0,8	2,4 a)
α/sf	$7,2 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^4$ a)

a) с учетом изотопного состава.

Изотопный состав источников учитывался при обработке экспериментальных данных.

§ 2. Общая схема эксперимента и требования к экспериментальной установке.

Низкая величина сечений образования и малые времена жизни трансфермиевых ядер предъявляют серьезные требования к эффективности и быстродействию экспериментальных установок. В данных опытах добавлялось еще одно существенное требование — необходимость защиты от фона нейтронов, обусловленного как мгновенным, так и запаздывающим нейтронным, γ - и β -излучением при работе на пучке тяжелых ионов. Эксперименты по изучению нейтронов спонтанного деления столь тяжелого короткоживущего ядра как ^{252}Io проводились впервые, и предварительные оценки фона могли быть сделаны лишь с большой неопределенностью.

Интенсивный поток мгновенного нейтронного, γ - и β -излучения возникает при облучении мишени и материала технологических деталей мишениного узла пучком ускоренных ионов, и основной вклад в его интенсивность дают процессы эмиссии нейтронов и γ -квантов при

д^е возбуждении продуктов ядерных реакций. Радикальным способом для исключения мгновенного фона является выключение ускорителя на время регистрации распада исследуемых ядер, т.е. попаременное чередование циклов накопления и измерения. Это приводит к снижению эффективности использования ускорителя до 50%, однако такой способ является наиболее простым и надежным по сравнению, например, с сооружением фундаментальной защиты детектора нейtronов, как правило, удаляющей детектор от мишени, либо с увеличением быстродействия детектора нейtronов.

Гораздо более сложно устранить фон запаздывающих нейtronов. Предшественниками запаздывающих нейtronов являются нейтронообогащенные ядра, существенно удаленные от области β -стабильности, так что энергия связи последнего нейтрона в дочернем ядре оказывается меньше полной энергии β -распада предшественника. Такие излучатели [I27] образуются в качестве осколков вынужденного деления ядер мишени тяжелыми ионами, либо в реакциях передачи нуклонов; последние с большой вероятностью осуществляются практически на любом из материалов технологических деталей, окружающих мишень. Наиболее опасным в нашем случае излучателем запаздывающих нейtronов среди нейтроноизбыточных изотопов легких элементов, образующихся в реакциях передачи, является изотоп ^{17}N . Он имеет период полураспада $4,17\text{c}$, и 95% случаев его β -распада сопровождаются излучением нейтрона с энергией в основном в интервале от 0,4 до 1,2 МэВ [I27]. Сечения образования ^{17}N при использовании пучка ионов ^{22}Ne с начальной энергией 175 МэВ в реакции передачи типа (^{22}Ne , ^{17}N) составляют по порядку величины 10^{-27}cm^2 при взаимодействии с такими распространенными конструкционными материалами, как Al , Fe , Cu . В конкретных условиях эксперимента это эквивалентно возникновению в районе мишени интенсивного ($> 10^6$ нейtron/с) "источника" запаздывающих нейtronов. Для снижения этого фона можно использовать уменьшение выхода излучателей запаздывающих нейtronов.

ронов за счет специального выбора материала для деталей, окружающих мишень; дискриминацию ядер отдачи от продуктов реакций передачи нуклонов и осколков деления на основе существенных различий в их кинематических характеристиках с тем, чтобы наибольшая часть предшественников запаздывающих нейтронов осталась на месте их образования; введение защиты между мишениным узлом и детектором нейтронов. Все эти методы применялись в настоящей работе. Например, в качестве конструкционного материала широко использовался углерод (графит). Энергия связи последнего нейтрона в ядре ^{12}C составляет 18,7 МэВ, а предпоследнего - 13,1 МэВ, и это существенно снижает вероятность реакций передачи.

Наконец, для работы непосредственно на пучке тяжелых ионов, где наблюдается существенно увеличенный уровень наведенного γ - и β -излучения, необходимо использовать детектор нейтронов, обладающий минимальной чувствительностью по отношению к этим излучениям, при сохранении максимальной эффективности для регистрации нейтронов. Высокая эффективность регистрации нейтронов Σ необходима для наиболее корректного перехода от распределения множественности регистрируемых нейтронов F_n к реальному распределению множественности нейтронов P_ν , испускаемых делящимся ядром.

Изложенные выше требования обусловили выбор схемы эксперимента, представленной на рис. 12. Принципиально она состояла в следующем. Ядра отдачи, вылетающие из мишени за счет значительного импульса налетающих частиц, собирались на тонком сборнике, который совершал возвратно-поступательное движение между мишенью и эффективным центром большого детектора нейтронов, где, в свою очередь, был расположен поверхностно-барьерный $\text{Si}(\text{Au})$ -детектор для регистрации осколков деления исследуемых ядер. Рядом в независимом объеме помещался еще один $\text{Si}(\text{Au})$ -детектор вместе с источником из ^{244}Cm , спонтанное деление которого служило для непрерывной калибровки детектора нейтронов. Цикл накопления исследуемых

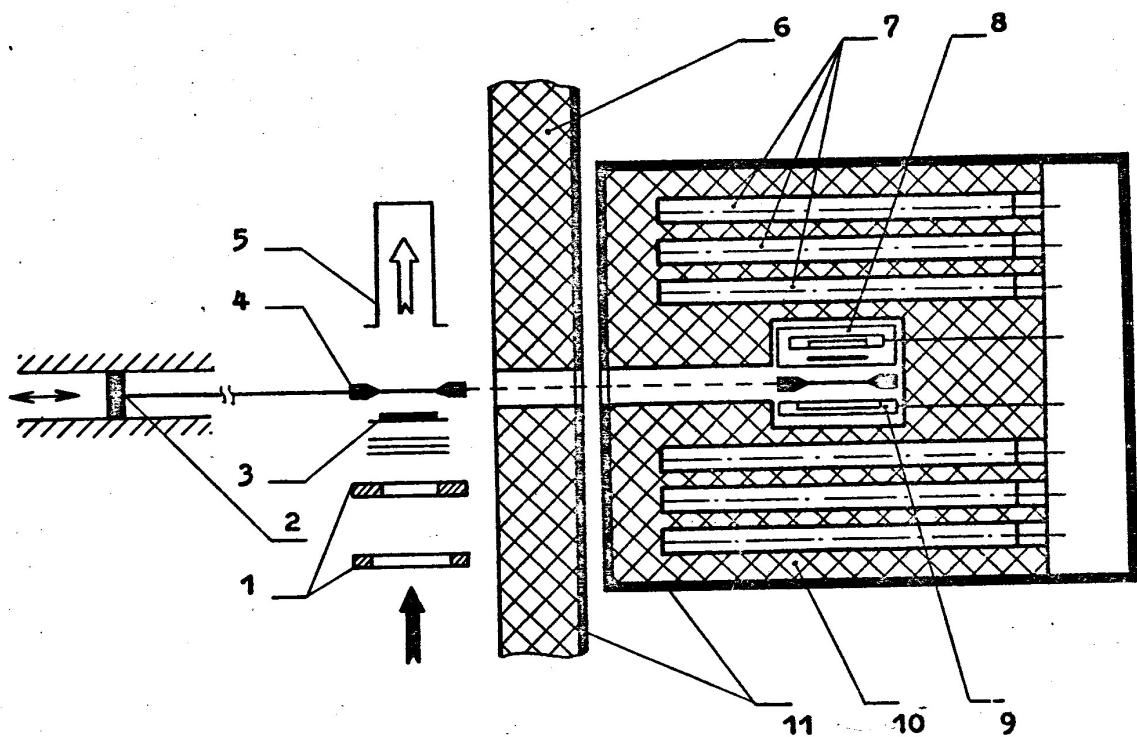


Рис. I2. Принципиальная схема эксперимента по определению множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении короткоживущих ядер непосредственно на пучке тяжелых ионов.

I - коллиматоры (графит), 2 - пневматический привод движения сборника ядер отдачи, 3 - мишень, 4 - сборник ядер отдачи, 5 - цилиндр Фарадея, 6 - защита детектора нейтронов (парафин + CB_4), 7 - пропорциональные ^3He -счетчики, 8 - камера с Si(Au)-детектором и калибровочным источником спонтанных делений (^{244}Cm), 9 - Si(Au) - детектор для регистрации осколков спонтанного деления исследуемых ядер, 10 - замедлитель детектора нейтронов (plexиглас), II - кадмий.

ядер отдачи на сборнике периодически сменялся циклом регистрации их спонтанного деления. В каждом из двух крайних положений – перед мишенью и перед $\text{Si}(\text{Au})$ -детектором – сборник останавливался на некоторое время t_0 , определяемое периодом полураспада исследуемого ядра. На время переброса сборника и регистрации ускоритель был выключен. Для уменьшения фона детектор был отделен от реакционной камеры стеной из парофина с бором и окружен кадмием.

Нейтроны регистрировались в совпадении с осколками деления параллельно для исследуемого и эталонного (^{244}Cm) изотопов с помощью детектора большой эффективности ($E \approx 50\%$), построенного на базе пропорциональных ^3He -счетчиков, погруженных в замедлитель. Параллельный анализ нейтронов деления исследуемого и эталонного изотопов исключал из рассмотрения вопрос о возможном небольшом изменении эффективности детектора нейтронов в процессе эксперимента и позволял автоматически нормировать измеряемое P_ν . Импульс любого $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора, вызванный осколком деления исследуемого или эталонного ядра, а также импульс генератора фона, имитирующего осколок деления, служил стартовым сигналом для запуска регистрирующей аппаратуры и разрешал регистрацию нейтронов в течение некоторого времени T (T – время выдержки), определяемого средним временем жизни нейтронов в детекторе.

Регистрирующая электроника была связана с программно-управляемым каналом малой вычислительной машины ТРА-1001, с помощью которой осуществлялись накопление и предварительная обработка данных. Окончательная обработка информации – точный учет ряда необходимых поправок и извлечение распределения P_ν на основе предварительно обработанных экспериментальных данных – производилась на ЭВМ БЭСМ-6.

Таким образом, главными элементами комплекса аппаратуры являлись:

- узел мишени, реакционная камера и транспортное устройство, заключенные вместе с камерой **Si(Au)**-детекторов в один вакуумный объем;
- детектор нейтронов большой эффективности вместе с усилительно-формирующей электроникой;
- регистрирующая электронная аппаратура, электронное устройство сопряжения с ЭВМ и собственно ЭВМ как составная часть комплекса экспериментальной аппаратуры. Ниже мы рассмотрим конструкцию этих основных элементов, их функции и характеристики несколько подробнее.

§ 3. Сбор и транспортировка ядер отдачи к детекторам осколков и нейтронов деления.

Основой этой части комплекса аппаратуры является реакционная камера. Она предназначена для размещения мишени, коллиматоров и содержит цилиндр Фарадея для измерения интенсивности потока и интегрального числа ионов, прошедших через мишень. Конструктивно реакционная камера объединена с камерой сборника и **Si(Au)**-детекторов (см. рис. I2).

Пучок ускоренных ионов проходит через сканирующее устройство для определения профиля пучка, расположенное перед реакционной камерой, через коллиматоры, вакуумно-плотную входную алюминиевую фольгу толщиной 7 мкм, укрепленную на медной входной решетке, которая отделяет объем реакционной камеры от вакуумного объема ускорителя, и попадает на мишень. Коллиматоры изготовлены из графита и служат для торможения периферийной части пучка ионов, выходящей за размер мишени, что позволяет снизить уровень фона от ^{17}N .

За входной решеткой камеры располагалась мишень диаметром 25 мм, изготовленная в виде слоя толщиной около 1 мг/см², нанесенного на 7 мкм-алюминиевую подложку. Мишень заключена в охлаждаемую водой медную кассету-решетку прозрачностью 73%, отверстия

которой строго соосны с отверстиями входной решетки. Пройдя мишень и сборник, пучок попадал в охлаждаемый водой цилиндр Фарадея. Его токоприемная часть изготовлена из графита и расположена в высоковакуумном объеме, отделенном от объема реакционной камеры выходной вакуумноплотной фольгой.

Камера сборника и $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторов объединена с реакционной камерой и имеет вид трубы прямоугольного сечения ($40 \times 60 \text{ mm}^2$), проходящей через сквозной канал по оси детектора нейтронов так, чтобы детекторы осколков оказывались в эффективном центре детектора нейтронов. Движение сборника осуществляется в осевой плоскости камеры, параллельной плоскости мишени и перпендикулярной к направлению падающего пучка ионов. Два крайних положения сборника одно из которых соответствует мишени, а другое — $\text{Si}(\text{Au})$ -детектор разделены расстоянием 0,6 м. Расстояние от мишени до сборника 10 мм, от поверхности сборника до поверхности $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора — 2,5 мм.

Сборником ядер отдачи служила тонкая алюминиевая фольга, укрепленная на рамке из нержавеющей стали. Его рабочая поверхность имела диаметр 34 мм. Выбор толщины сборника диктуется пробегом ядер отдачи и его дисперсией, с одной стороны, и необходимостью дискриминации ядер отдачи от осколков вынужденного деления ядер мишени — с другой. В реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{252}\text{Io}_2$ при

$E_{^{22}\text{Ne}} = 117 \text{ МэВ}$ энергия ядра отдачи составляет 9,8 МэВ или 0,04 МэВ/нуклон, в то время как энергия осколка деления существенно больше — 0,8 МэВ/нуклон. Пробег ядра отдачи $^{252}\text{Io}_2$ с энергией 9,8 МэВ в алюминии составляет около 1,8 мкм. Оценка разброса пробегов по теории Линдхарда [128] дает для полной ширины распределения на полувысоте примерно такую же величину. Тогда толщина алюминиевого сборника, равная $\approx 3,5 \text{ мкм}$ обеспечит сбор более 95% ядер отдачи; при этом сборник окажется "прозрачным" для значительной части осколков вынужденного деления.

Сборник в рамке был укреплен на конце штока длиной 1,2 м, который, в свою очередь, жестко связан с механизмом привода. Движение сборника осуществлялось при помощи пневматического привода, состоящего из цилиндра с поршнем и воздухораспределителя. При вращении золотника воздухораспределителя электродвигателем РД-9 сжатый воздух периодически направляется в одну из полостей цилиндра, и поршень, а соответственно и шток со сборником, совершает возвратно-поступательное движение с остановкой в крайних положениях. Легко достигалось время переброса сборника из одного крайнего положения в другое, равное 0,2с. Регулированием скорости вращения золотника можно было изменять время остановки сборника в крайних положениях t_0 ; с точностью до времени переброса t' время остановки t_0 в обоих положениях одинаково. Время t_0 определяется периодом полураспада исследуемого изотопа. Временная эффективность установки η , связанная с накоплением и распадом продуктов на сборнике, может быть рассчитана по формуле

$$\eta = \frac{\exp(-\lambda t') [1 - \exp(-\lambda t_0)]^2}{2\lambda(t' + t_0) [1 - \exp\{-2\lambda(t' + t_0)\}]} , \quad (2.2)$$

где $\lambda = 0,693 / T_{1/2}$ – постоянная распада.

В такое определение η в качестве сомножителя уже включена эффективность использования ускорителя $t_0/(2t' + 2t_0)$, которая при $t' \ll t_0$ равна 0,5. При исследовании изотопа $^{252}\text{Io2}$ было выбрано $t_0 = 3,6\text{с}$; тогда $\eta = 0,19$.

Датчиками крайних положений сборника служили два фотодиода, освещаемых лампочками. В любом из крайних положений свет лампочки перекрывался флагком, укрепленным на штоке сборника. Сигнал от одного из фотодиодов служил для управления включения и выключения ускорителем, сигнал другого – для управления регистрирующей аппаратурой.

Для регистрации осколков деления использовались полупроводниковые поверхностно-барьерные $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторы площадью от

3 см² до 12 см², изготовленные из низкоомного кремния с $\rho \sim 500$ Ом·см в ЛНР ОИИ. При площади активного пятна 12 см² их энергетическое разрешение было не хуже 100 кэВ для α -частиц с энергией 5,5 МэВ, а величина обратного тока $i \approx 5$ мка при напряжении смещения 100–150 В.

§ 4. Детектор нейтронов деления.

В экспериментах по определению множественности мгновенных нейтронов деления обычно используются жидкостные сцинтиляционные детекторы большого объема, содержащие Cd или Gd – изотопы с максимально большим сечением захвата тепловых нейтронов. Основным достоинством детекторов этого типа является высокая эффективность регистрации нейтронов; составляя в среднем 70%, она достигает 80–90% [98, I29–I32]. Столь высокая эффективность позволяет введением лишь небольших поправок в распределение множественности регистрируемых нейтронов F_n получить распределение множественности нейтронов P_n , испускаемых делящимся ядром. Однако эти детекторы весьма чувствительны к γ -квантам. Даже в исключении излучения уровень фона сцинтиляционных детекторов в лучшем случае составляет около 0,03 отсчет/деление при времени выдержки $T \approx 35$ мкс; в среднем же он еще в три раза выше. На пучке тяжелых ионов в присутствии излучения γ - и β -излучения уровень фона существенно возрастает по сравнению с фоном космического происхождения и возможность применения жидкостного сцинтиляционного детектора становится весьма проблематичной (в литературе отсутствуют какие-либо сведения об использовании подобного детектора на пучке тяжелых ионов).

Поэтому нами использовался детектор на основе пропорциональных счетчиков, наполненных ^3He . Он представляет собой (см. рис. I3) цилиндрический блок-замедлитель из плексигласа диаметром 540 мм и высотой 600 мм, содержащий 36 каналов для помещения ^3He -счетчиков и центральную полость прямоугольного сечения 42x62 мм для

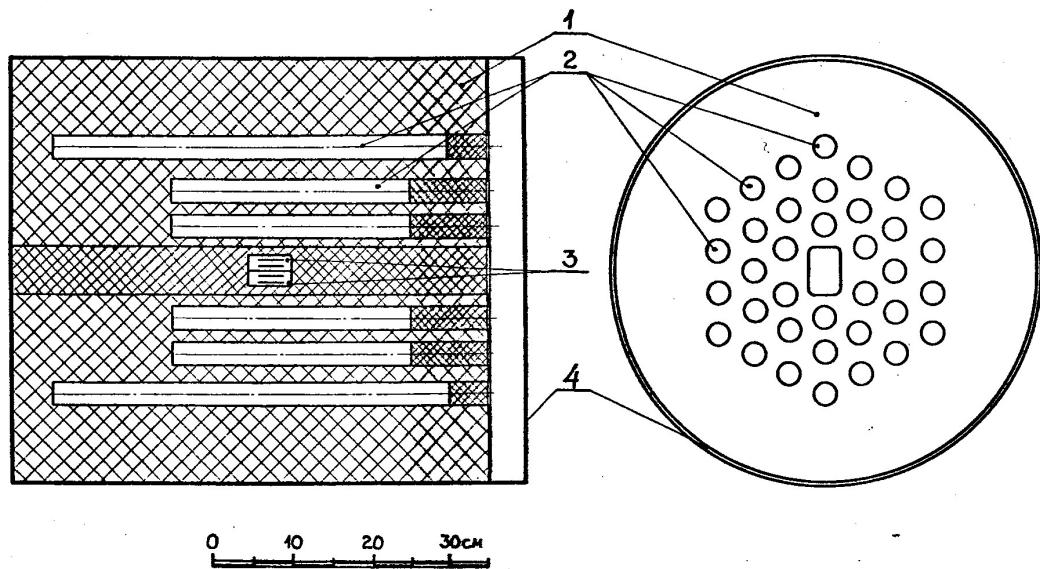


Рис. I3. Схема детектора нейтронов.

1 - блок-замедлитель (плексиглас), 2- пропорциональные
3-Не-счетчики, 3 - камеры с источниками делений и Si (Au)-де-
текторами, 4 - металлический экран,

введения источников спонтанного деления и детекторов осколков либо камеры сборника ядер отдачи, если эксперимент проводится на пучке тяжелых ионов. Для работы с долгоживущими изотопами две независимые камеры, одна из которых содержит исследуемый, а другая - эталонный источник делений, были вмонтированы для уменьшения потери эффективности в бруск из плексигласа размером 42x62x600 мм так, что при его введении в центральную полость источники и Si(Au)-детекторы оказывались в эффективном центре детектора нейтронов.

Каналы диаметром 32 мм для помещения счетчиков располагались, как показано на рис. I3, по сторонам трех шестиугольников, вписанных в три концентрические окружности с диаметрами 114 мм, 208 мм, 312 мм вокруг центральной полости блока: в первом ряду помещались 6 счетчиков, в втором - 12, в третьем - 18. Наружный слой блока -замедлителя служил отражателем нейтронов. Счетчики первого и второго рядов имели длину 300 мм, третьего - 500 мм. Все счетчики имели диаметр 32 мм, были снабжены охранными кольцами для исключения токов утечки через нить и наполнены ${}^3\text{He}$ до давления 7 атм при добавке 1 атм CO_2 . Охранные кольца и нити всех счетчиков питались от одного высоковольтного стабилизированного выпрямителя; рабочее напряжение на нити счетчиков составляло 1840-1880 В.

По выходному сигналу пропорциональные счетчики были распределены на 6 групп. Шесть счетчиков в каждой группе подбирались по величине коэффициента газового усиления, и каждая группа счетчиков имела свой усилительно-формирующий тракт. Усилители трактов (y_{I-6} на рис. I4) имели коэффициент усиления около 5000, что обеспечивало на их выходе амплитуду импульса 5 В. Формирование импульса в усилителе осуществлялось с помощью линии задержки ($t_3 = 1 \text{ мкс}$), закороченной на конце. Формирователи трактов вырабатывали стандартные импульсы длительностью 2 мкс и амплитудой

10 В. Технологически монтаж схемы включения счетчиков и объединения их в группы был выполнен на плате, расположенной на одном из торцов детектора. Вместе с этой схемой детектор был заключен в металлический экран. Внутри экрана помещались также 6 усилителей для ${}^3\text{He}$ -счетчиков и 2 зарядово-чувствительных предусилителя для $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторов осколков деления.

На пучке тяжелых ионов детектор располагался на тележке горизонтально, так что его ось была поднята на высоту 1250 мм, что соответствует положению оси ионопровода. Как показано на рис. 12, детектор защищен от мишленного узла и реакционной камеры стеной из парафина с 5%-добавкой карбида бора CB_4 толщиной 100 мм и слоем кадмия толщиной 1,5 мм.

§ 5. Регистрирующая электроника и аппаратура связи с малой ЭВМ ТРА-1001.

Сформированные импульсы с шести групп пропорциональных счетчиков и двух полупроводниковых детекторов поступают на вход регистрирующего устройства АНОД (Анализатор Нейтронов из Осколков Деления). АНОД определяет амплитуду (энергию) осколка A_f , время появления осколка t_f , число нейтронов, зарегистрированных каждой группой ${}^3\text{He}$ -счетчиков n_i , номер $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора. Блок-схема аппаратуры АНОД представлена на рис. 14.

Запуск аппаратуры на цикл регистрации события осуществляется при появлении на выходе одного из интегральных дискриминаторов ИД импульса осколка деления. Номер $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора запоминается на триггере номера детектора ТНД. Сигнал с ИД, при отсутствии блокировки измерительно-регистрирующей аппаратуры, запускает одновибратор OB_1 , время выдержки которого T определяет продолжительность состояния открытых "временных ворот" для шести нейтронных трактов. Числа импульсов, прошедших через схему ворот за время T по каждому тракту, подсчитываются двухразрядными счетчиками.

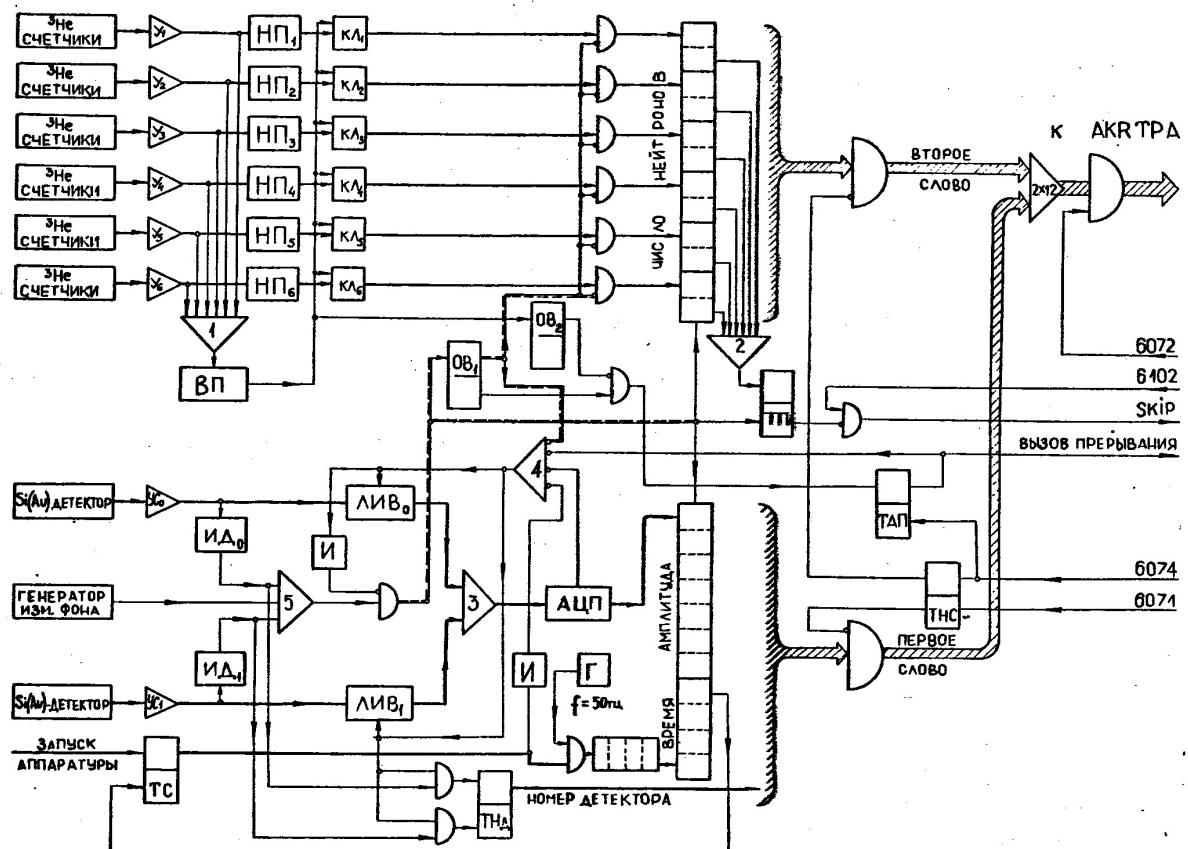


Рис. I4. Упрощенная блок-схема электронной аппаратуры.

Амплитуда осколка преобразуется аналогово-цифровым преобразователем (АЦП) в цифровой код и запоминается на семиразрядном регистре амплитуды. Частота цуга АЦП равна 1 МГц, максимальное время преобразования - 130 мкс. При исследовании короткоживущих изотопов четырехразрядным счетчиком-таймером определяется время появления осколка деления t_f , отсчитанное от момента остановки сборника ядер перед $\text{Si}(\text{Au})$ -детектором. Экспозиция времени может изменяться в пределах 20 мс - 10с в зависимости от периода полу-распада исследуемого изотопа.

Блокировка запуска АНОДа осуществляется в следующих случаях.

- I) АНОД уже запущен на цикл регистрации; блокировка действует на время T .
- 2) АНОД закончил работу, но информация еще передается в ЭВМ; блокировка действует на время приема информации (≈ 300 мкс).
- 3) Амплитуда импульса в одном из шести нейтронных трактов превысила верхний порог; в этом случае одновременно с блокировкой выходов всех нейтронных трактов запрещается передача информации из АНОДа в ЭВМ в течение времени, немногим большего T .

Анализатор нейтронов через свой интерфейс (устройство сопряжения) связан с программно-управляемым каналом (PDT) малой вычислительной машины ТРА-1001. Передача информации по программному каналу осуществляется под управлением и контролем программы. Канал связан с процессором через аккумуляторный регистр ТРА (AKR).

После цикла регистрации на регистрах АНОДа находится следующая информация:

- | | | |
|---|---|----------|
| 1. Код амплитуды осколка A_f (7 разрядов) | } | I слово |
| 2. Время появления осколка t_f (4 разряда) | | |
| 3. Номер $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора k_f (1 разряд) | | |
| 4. Числа нейтронов, зарегистрированных каждой группой
³ Не-счетчиков n_i , $i = 1, 2, \dots, 6$ (12 разрядов) | } | II слово |

Эта информация передается в ЭВМ в виде двух двенадцатиразрядных слов.

Поскольку инициатором обмена является внешнее устройство, передача данных осуществляется в режиме программного прерывания. По завершении АЮДом очередного цикла регистрации в интерфейс ТРА поступает сигнал "запрос физического прерывания", по которому устанавливается в "1" триггер аппаратурного прерывания ТАП. Если прерывание разрешено, то выполнение программы обработки прекращается, и управление передается подпрограмме связи ТРА-АНОД. Два слова передаются из АЮДа в аккумулятор последовательно двумя периферийными командами приема 6072. Выбором слова для передачи управляет триггер номера слова ТНС, который устанавливается в "1" периферийной командой 6071, а сбрасывается командой 6074.

Может иметь место случай, когда значение $A_1 > 127$ или $n_1 > 3$. Тогда импульсом переполнения соответствующих счетных регистров производится установка в "1" триггера переполнения ТИ. Периферийная команда 6102 "следит" за состоянием триггера ТИ и в случае переполнения выдает в ЭВМ сигнал SKIP (безусловная передача управления), при помощи которого совершается переход к подпрограмме регистрации переполнения. Сброс ТИ осуществляется периферийной командой 6074.

На время связи ТРА - АНОД блокировка аппаратуры производится единичным состоянием триггера ТАП. Периферийная команда 6074 сбрасывает в "0" триггер ТАП, снимает сигнал "разрешение физического прерывания" и разблокирует АНОД, чем достигается готовность последнего к новому циклу регистрации.

§ 6. Программное обеспечение системы.

Запись в память и анализ многомерной информации обеспечивает программа OLAF (On-Line Analysis and Filtration), написанная на языке SLANG .

ЭВМ ТРА-1001 обладает объемом памяти, равным 16 тысячам (16к) 12-разрядных слов; время цикла памяти составляет 10 мкс. Быстродействие ЭВМ (даже при передаче данных по программному каналу) вполне достаточно для интенсивностей событий, имеющих место в многопараметровых измерениях. Объем памяти позволяет расширять программное обеспечение, совершенствовать процесс накопления и обработки информации.

Программа **OLAF** выполняет следующие функции (рис. 15):

- 1) управляет приемом и записью в памяти ЭВМ кодов событий, выводом информации на перфоратор после заполнения буфера;
- 2) осуществляет предварительную обработку (интегральный анализ) информации уже в процессе ее накопления: сортировку событий по тем или иным параметрам, построение гистограмм, наблюдение их на экране осциллографа или печать на телетайпе, проведение вычислений в ходе измерения;
- 3) после окончания эксперимента производит предварительную обработку данных более сложного вида; в этом случае вводится возможность построения гистограмм и проведения вычислений на основе только тех событий, для которых измеряемые параметры (число нейтронов, амплитуда осколка, время и т.д.) заключены в определенных, заданных экспериментатором пределах.

Экспериментатор имеет простой язык общения с измерительной системой, быстрый доступ к результатам, характеризующим исследуемый процесс и работу всего комплекса аппаратуры. Общение экспериментатора с ЭВМ осуществляется при помощи телетайпа **ASR-33** с использованием 43 различных команд мнемонического типа, состоящих из двух или трех букв (например, команда **CS - Conditions of Selection** задает условия фильтрации событий при интегральном анализе). Эти команды определяют выбор:
а) режима накопления данных (интегральный анализ, либо анализ с запоминанием кодов исследуемых и/или эталонных событий в буфере);

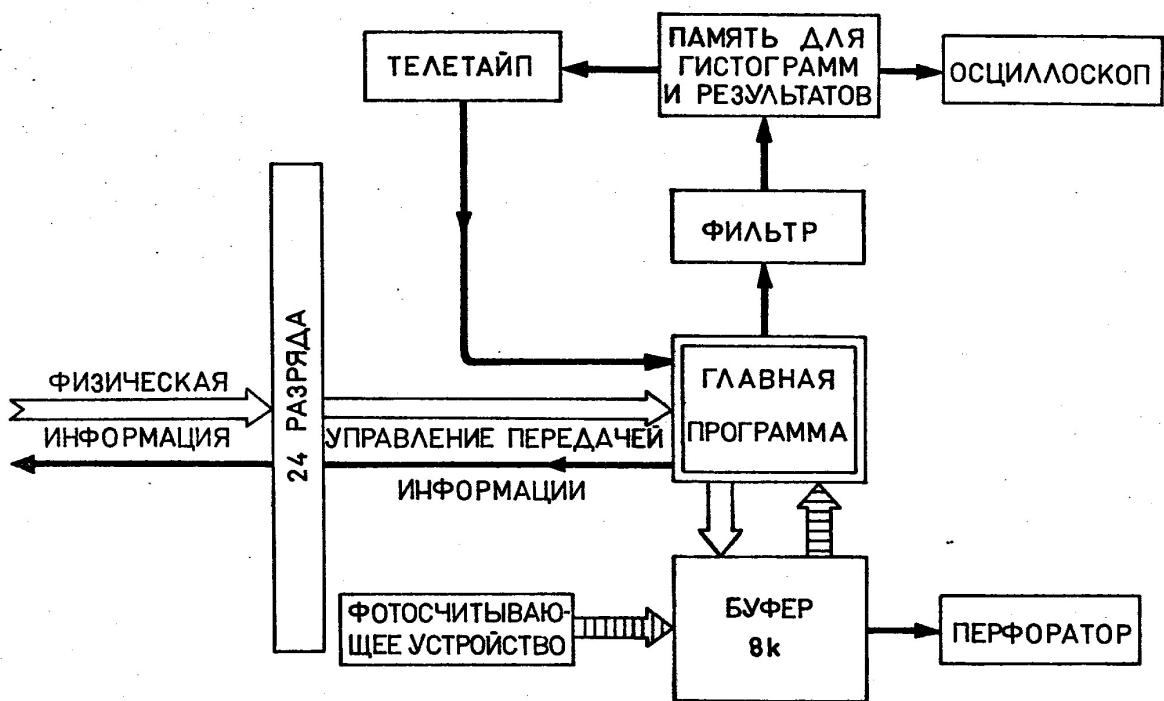


Рис. I5. Организация работы программы OLAf .

- б) гистограммы, наблюдаемой на экране осциллографа;
- в) информации, выводимой на печать в виде чисел, таблиц или гистограмм;
- г) условий выхода информации на перфоратор (необходимость перфорации, быстрый или медленный вывод), а также всех других условий накопления, предварительной обработки, вывода и ввода информации.

Часть памяти ЭВМ емкостью 4к слов служит для хранения основной программы и интегральной информации. 4к слов используются для хранения подпрограмм арифметики с плавающей запятой и результатов соответствующих вычислений. 8к слов представляют собой буфер, используемый для накопления кодов исследуемых событий. Буфер программно разделен на две части: после заполнения одной части (4к) набор информации без потери времени продолжается в другой (4к), в то время как коды 2048 событий из первой перфорируются быстрым перфоратором РЕ-1500 (FACIT).

Интегральный анализ проводится раздельно для исследуемых, эталонных и фоновых событий. Для актов деления исследуемых ядер строятся следующие гистограммы:

- а) амплитудный спектр осколков деления (127 либо 32 канала),
- б) временное распределение актов деления (16 каналов),
- в) для каждой из шести групп ^{3}He -счетчиков распределение событий по признаку числа нейтронов n_i , регистрируемого данной группой в одном акте деления (максимальное значение $n_i = 3$),
- г) распределение событий по признаку числа нейтронов n , регистрируемого всем детектором в одном акте деления (максимальное значение $n = 6 \times 3 = 18$), $n = \sum_{i=1}^6 n_i$,
- д) распределение суммарного (для всех актов деления) числа нейтронов по группам ^{3}He -счетчиков.

Для эталонных событий производится построение всех гистограмм, за исключением б), для фоновых событий - за исключением а) и б); полное число гистограмм 29.

Как для исследуемых, так и для эталонных событий по специальным командам на телетайп выдаются: полные числа зарегистрированных нейтронов и осколков; результаты вычислений среднего числа \bar{n} и дисперсии распределения множественности регистрируемых нейтронов σ_n^2 , эффективности детектора ϵ ; определенные в первом приближении величины \bar{v} и σ_v^2 для распределения множественности испускаемых нейтронов; статистические ошибки указанных выше величин.

Интегральный анализ, проводимый одновременно с накоплением информации, и представление его результатов в удобной, наглядной форме, позволяют осуществлять быструю и надежную отладку всех узлов аппаратуры, делают возможным активный многосторонний контроль за ее работой в процессе эксперимента.

При обработке результатов после окончания эксперимента перфоленты, содержащие коды зарегистрированных ранее событий, вводятся в ЭВМ при помощи быстрого фотосчитывающего устройства FS-1500 (МЕОРТА). Одним из примеров такой обработки является способ определения количества событий, не связанных со спонтанным делением, которые чаще всего представляют собой многократные наложения α -частиц. Эти события, естественно, характеризуются отсутствием нейтронов. Тогда сравнение амплитудных спектров, построенных отдельно для событий с $n = 0$ и $n > 1$, позволяет точно определить количество α -наложений, если они имеются, и ввести соответствующие поправки в результаты. Присутствие полной информации на перфоленте позволяет при необходимости производить повторный анализ накопленных ранее событий.

К вышеупомянутым параметрам программным способом добавляется еще один — параметр "макроскопического" (в отличие от t_f) времени, который позволяет представить процесс набора информации поэтапно в течение длительного отрезка времени (часов или суток). Это необходимо, например, для определения или проверки периода полураспада исследуемого сравнительно долгоживущего изотопа, либо

для контроля за стабильностью аппаратуры при длительных измерениях. Указанный параметр вводится путем счета импульсов генератора фона (частота которого составляет обычно несколько Гц), а интервал между метками "макроскопического" времени задается экспериментатором и может быть практически любым, начиная с нескольких секунд.

§ 7. Исследование параметров аппаратуры.

Параметры аппаратуры исследовались с помощью источника из ^{244}Cm , для которого величина $\bar{\nu}$ определена достаточно точно: $2,69 \pm 0,01$ [83, 133, 134].

а) Среднее время жизни нейтронов деления в детекторе \bar{T}_0 оценивалось экспериментально по уменьшению среднего числа нейтронов \bar{n} , регистрируемого на акт деления ^{244}Cm , с уменьшением времени выдержки T (T — время, в течение которого разрешается регистрация нейтронов, отсчитанное от момента появления осколка деления), рис. 16. Определенное таким образом \bar{T}_0 составило 75 ± 20 мкс. В соответствии с этим было выбрано значение времени выдержки $T = 440$ мкс $\approx 6\bar{T}_0$, что обеспечивает сосчитывание $> 99\%$ импульсов нейтронов, зарегистрированных в акте деления.

б) Уровень фона естественного (космического) происхождения составляет $(0,5-1,0) \cdot 10^{-3}$ отсчет/деление при $T = 440$ мкс, что в 100 раз меньше по сравнению с жидкостным сцинтилляционным детектором на основе Cd , Gd . В опытах с изотопом ^{252}Po время выдержки T было уменьшено до 130 мкс, что позволило снизить фон в 3,3 раза при небольшой потере эффективности регистрации нейтронов (41,4% вместо 48,5%).

По сравнению с естественным, уровень фона на пучке тяжелых ионов существенно возрастает за счет запаздывающего нейтронного излучения. С учетом всех принятых мер по защите, при интенсивности пучка ионов ^{22}Ne порядка 10^{12} частица/с в наших опытах регистрировались 0,5-0,7 фоновых нейтрона на одно деление (см. § 3 главы III).

в) Эффективность регистрации нейтронов деления Sr , измеренная относительно $\bar{\Psi} = 2,69 \pm 0,01$ для ^{244}Cm , составляет 44–49% при $T = 440$ мкс, в зависимости от конкретного выбора участков амплитудных спектров нейтронов в каждой группе и некоторых других $^{134}-^{138}$ условий. Среди других работ наивысшие в отношении эффективности результаты получены в [135] ($\epsilon = 58\%$, 54 ^3He -счетчика), а также в [136] ($\epsilon = 52\%$, 53 ^3He -счетчика).

Экспериментально определялась эффективность регистрации γ -квантов; в интервале энергий 80–1200 кэВ она оказалась меньше $10^{-4}\%$. Подчеркнем также, что детектор на основе ^3He -счетчиков прост в изготовлении, стабилен и надежен в эксплуатации. На протяжении пяти лет данный детектор эксплуатировался без замены счетчиков, и при этом его эффективность оставалась постоянной в пределах 1–2%.

г) Проверялась степень анизотропии углового распределения регистрируемых (замедленных) нейтронов. Если эта анизотропия достаточно велика, приобретает важность вопрос о геометрическом способе соединения счетчиков в группы. Для оценки эффекта анизотропии измерялось пространственное распределение регистрируемых нейтронов для двух вариантов соединения счетчиков в группы, которые мы условно назовем "секторным" и "спиральным" (рис. I7). Анализировались акты деления ^{244}Cm , в которых всем детектором зафиксировано точно два нейтрона. Результаты представлены в таблице 2.

В строках таблицы приведены вероятности регистрации двух нейтронов: 1) одной группой счетчиков, 2) двумя соседними группами, 3) двумя группами, расположенными через одну, 4) двумя геометрически противоположными группами счетчиков. Первая колонка цифр – результат расчета для изотропного углового распределения регистрируемых нейтронов (вероятность попадания второго нейтрона в одну из шести групп равна $1/6 \approx 0,167$), две другие – эксперимен-

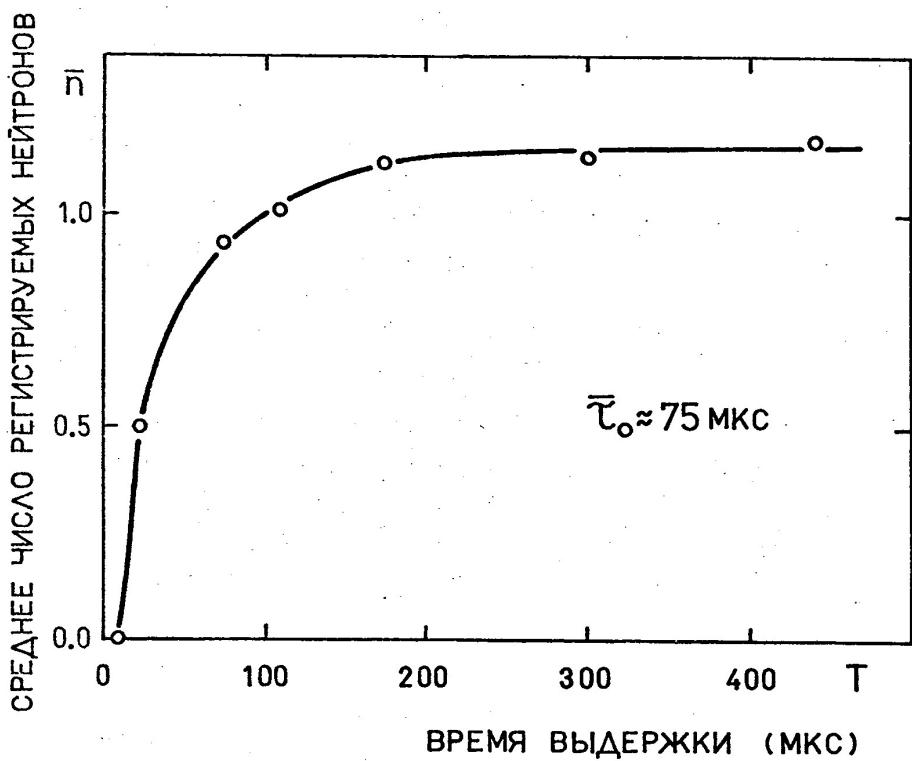


Рис. I6. Экспериментальные данные по оценке среднего времени жизни нейтронов деления в детекторе.

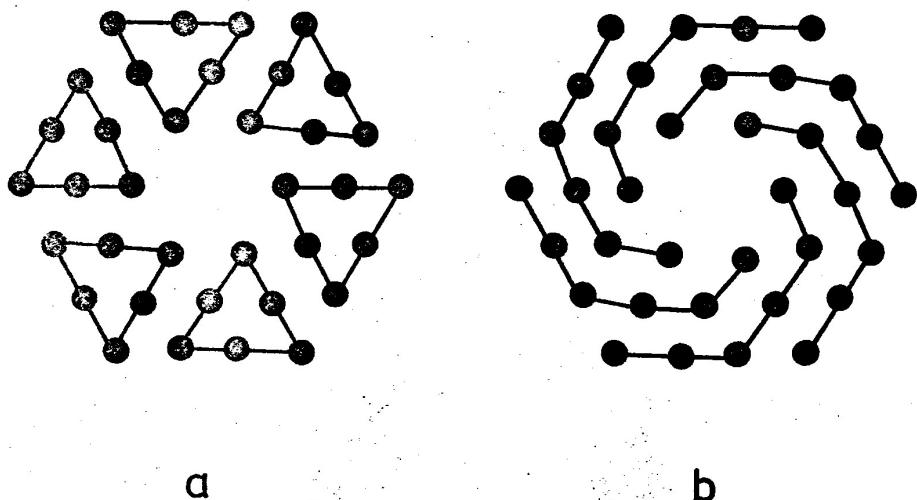


Рис. I7. Два варианта соединения пропорциональных ^{3}He -счетчиков в группы: а - секторная геометрия, в - спиральная геометрия.

Таблица 2.

Пространственное распределение регистрируемых нейтронов.

	Расчет	"Секторная" геометрия	"Сpirальная" геометрия
1	0,167	0,137 ± 0,012	0,158 ± 0,006
2	0,333	0,359 ± 0,020	0,336 ± 0,019
3	0,333	0,318 ± 0,019	0,327 ± 0,019
4	0,167	0,186 ± 0,015	0,179 ± 0,014
I+4	0,334	0,323 ± 0,019	0,337 ± 0,015

тальные значения для двух вариантов соединения счетчиков, исправленные на просчеты из-за разрешающего времени (см. пункт д) ниже).

Из таблицы видно, что степень анизотропии углового распределения невелика, и оба варианта соединения счетчиков дают близкие результаты. При более изотропном распределении счетчиков ("спиральная" геометрия) получается более близкий к расчетному результату. Именно этот вариант и выбран для работы.

д) Поскольку усилительно-формирующий тракт обладает конечным разрешающим временем $\tau_p \approx 2$ мкс, регистрация двух и более нейтронов одной группой счетчиков может приводить к потере импульсов. Вероятность наложения двух импульсов α определяется разрешающим временем тракта и средним временем жизни нейтронов в детекторе $\bar{\tau}_o$; точнее, $\alpha = 2 \tau_p \int_0^{\bar{\tau}_o} f^2(t) dt$, где $f(t)$ — нормированное временное распределение импульсов от захвата нейтронов ядрами ^{3}He . Определенная экспериментально, величина α составила $0,10 \pm 0,03$. С учетом вероятности регистрации двух и более нейтронов одной группой счетчиков, поправка к измеряемому $\bar{\nu}$, связанная с просчетами из-за разрешающего времени, составляет 0,8%. Одновременная регистрация двух нейтронов двумя различными группами счетчиков к просчетам не приводит ввиду независимости усилительно-формирующих трактов.

§ 8. Обработка результатов измерений. Учет эффективности детектора для восстановления распределения множественности нейтронов P_ν .

Экспериментальными данными, подлежащими окончательной обработке, являются распределения исследуемых и эталонных событий по признаку числа нейтронов n , регистрируемого в одном акте деления. Для получения конечных результатов $(\bar{v}, \sigma^2_v, P_\nu)$ необходимо внести в эти распределения поправки, учитывающие разрешающее время, фон и эффективность детектора нейтронов.

Пусть после учета (по методу, изложенному в § 6) многократных наложений α -частиц, если они имеются, $\{F_n\}$ – распределение множественности регистрируемых нейтронов, каждая компонента которого F_n есть вероятность регистрации n нейтронов на акт деления и $\sum_{n=0}^{n=n_{max}} F_n = 1$. Тогда компоненты распределения множественности $\{F'_n\}$, исправленного на просчеты из-за разрешающего времени, можно получить, пользуясь соотношениями

$$F_n = F'_n(1 - \alpha W_n) + \alpha W_{n+1} F'_{n+1}, \\ W_n = W_{2n} + 3W_{3n}, \quad (2.3)$$

где $\alpha = 0,10$ – вероятность наложения импульсов двух нейтронов, зарегистрированных одной группой ${}^3\text{He}$ -счетчиков; W_{2n} и W_{3n} – соответственно средние числа случаев регистрации двух и трех нейтронов одной группой счетчиков на акт деления с суммарным числом зарегистрированных нейтронов, равным n ; определяются для каждого $n \geq 2$ после окончания эксперимента с помощью программы **OLAF**. Соотношение (2.3) справедливо с точностью до членов $\sim \alpha^2$, вкладом которых можно пренебречь.

Далее, пусть $\{B_n\}$ – зарегистрированное распределение множественности фоновых нейтронов. Тогда компоненты распределения $\{F''_n\}$, исправленного и на фон, могут быть определены по формуле

$$F''_n = \frac{1}{B_0} \left[F'_n - \sum_{i=1}^{i=n} B_i F''_{n-i} \right]. \quad (2.4)$$

Формула (2.4) учитывает также возможную "интерференцию" нейтронов исследуемого и эталонного изотопов, которая заметна для сравнительно больших интенсивностей обоих источников (порядка нескольких делений в секунду). Если фон мал, его можно учитывать более простой формулой

$$F_n'' = \frac{F_n' - \gamma F_{n-1}'}{1 - \gamma}, \quad (2.4a)$$

где γ — среднее число фоновых нейтронов на акт деления.

После введения указанных выше поправок для исследуемого и для эталонного источника могут быть получены величины

$$\bar{n} = \sum_{n=1}^{n=n_{\max}} n F_n'' \quad \text{и} \quad \sigma_n^2 = \sum_{n=0}^{n=n_{\max}} (n - \bar{n})^2 F_n''. \quad (2.5)$$

При этом статистическая ошибка величины \bar{n} определяется выражением $\Delta\bar{n} = \sigma_n / \sqrt{M}$, где σ_n — ширина регистрируемого распределения множественности, а M — полное число наблюденных актов деления. С помощью простых формул^{*)} можно получить \bar{v}_x и σ_v^2 для исследуемого изотопа:

$$\bar{v}_x = \bar{v}_e \frac{\bar{n}_x}{\bar{n}_e} = \frac{\bar{n}_x}{\varepsilon}, \quad \sigma_v^2 = \frac{\sigma_{n_x}^2 - \bar{n}_x(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^2}. \quad (2.6)$$

Величина Γ_2 не зависит от эффективности детектора ε и ее можно определить по формуле

$$\Gamma_2 = \frac{\langle v^2 \rangle - \bar{v}}{\bar{v}^2} = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}}{\bar{n}^2}, \quad (2.7)$$

где $\langle n^2 \rangle = \sum_{n=1}^{n=n_{\max}} n^2 F_n''$; аналогичное определение имеет место для $\langle v^2 \rangle$. Для данного \bar{v} величина Γ_2 однозначно связана с σ_v^2 :

$$\sigma_v^2 = \bar{v} - \bar{v}^2(1 - \Gamma_2). \quad (2.8)$$

^{*)} То есть, не обращаясь непосредственно к распределению $\{P_v\}$.

Распределение множественности нейтронов, испускаемых делящимся ядром, в принципе можно рассчитать, учитывая эффективность детектора ϵ по формуле Дайвена [131], которая получена в разумном приближении независимой регистрации нейтронов из одного акта деления

$$P_\nu = \sum_{n=\nu}^{n=n_{\max}} \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!} \epsilon^{-n} (\epsilon - 1)^{n-\nu} F_n^n. \quad (2.9)$$

Окончательная обработка результатов эксперимента проводилась на ЭВМ БЭСМ-6 по программе **BORIA**, написанной на языке **FORTRAN**. Программа позволяла вычислять величины, представленные здесь формулами (2.3-2.9), и их среднеквадратичные ошибки.

Естественно, максимальная поправка связана с эффективностью детектора ϵ . Однако непосредственно по формулам (2.9) решить задачу о восстановлении распределения $\{P_\nu\}$ по экспериментальным F_n^n при произвольных значениях ϵ (в том числе, заметно меньших 100%), нельзя^{*)}. Пример распределения $\{P_\nu\}$, восстановленного с помощью формул (2.9) по экспериментальным данным настоящей работы для ^{256}Fm при $\epsilon = 48,5\%$, показан на рис. I8в: результирующий набор P_ν осциллирует, содержит отрицательные компоненты и т.д. В нашей работе [102] впервые было показано, что эта задача относится к классу проблем, которые в математике называются [137] "некорректно поставленными". Более того, в общем случае некорректно поставленной является задача о восстановлении любого распределения множествен-

^{*)} При $\epsilon \sim 50\%$ прямое решение (2.9) дает неверный результат, если на эксперименте не зарегистрировано (например, ввиду недостаточной статистики) ни одного случая с $n = \nu_{\max}$, где ν_{\max} — максимальное число нейтронов, которое может быть испущено в одном акте деления данного ядра, т.е. при $n_{\max} < \nu_{\max}$. Это очевидно. Однако некорректность возникает и в том случае, когда имеются события с $n = \nu_{\max}$.

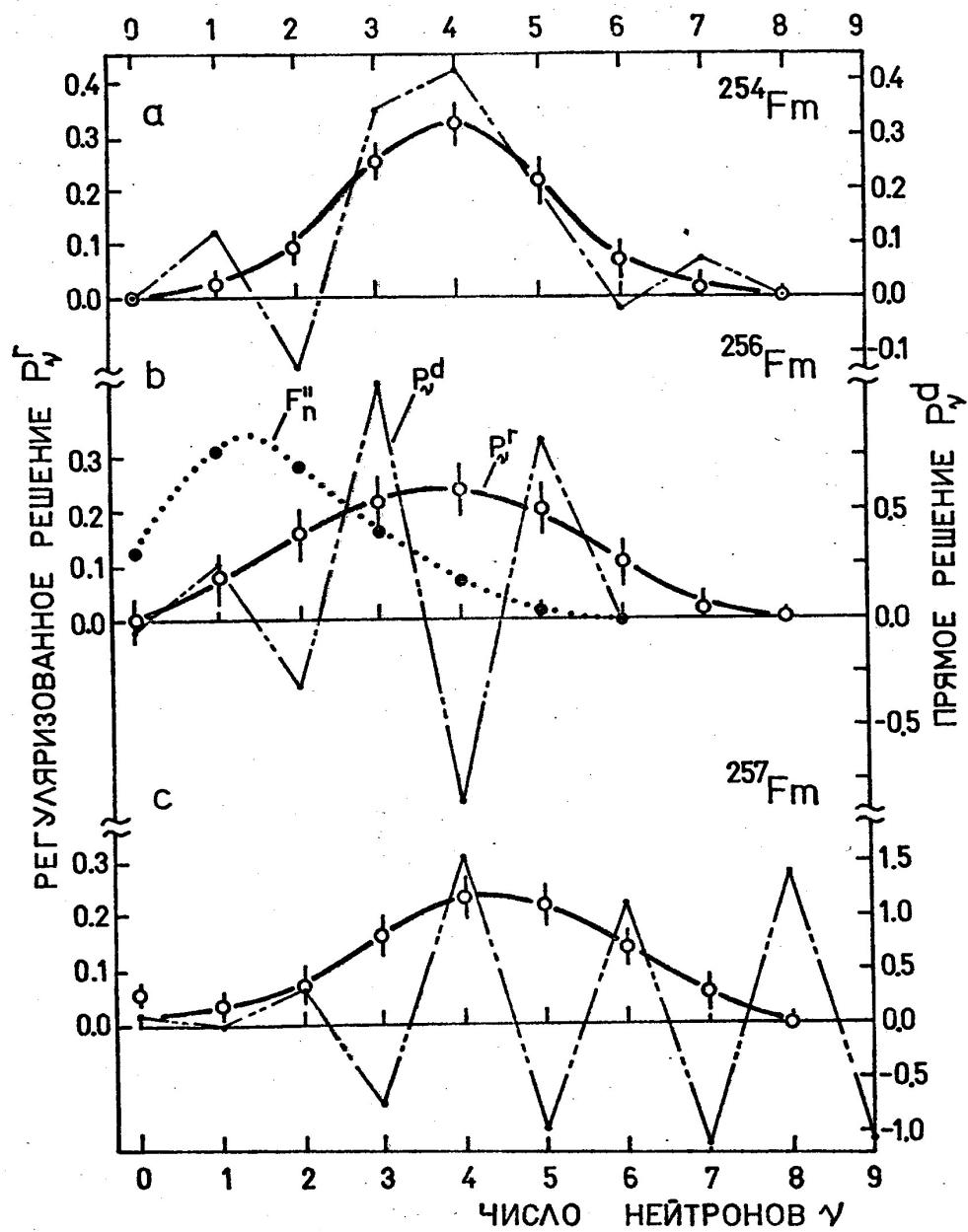


Рис. I8. Распределения множественности нейтронов при спонтанном делении изотопов фермия. Штрих-пунктирные линии – прямые решения P_v^d системы уравнений (2.II), сплошные кривые – регуляризованные решения P_v^{Γ} , полученные методом СТРЕГ; для ^{256}Fm пунктиром показано также распределение множественности регистрируемых нейтронов F_n'' . Данные по ^{254}Fm – из работы [142], полное число делений $M = 870$, $\Sigma = 61,1\%$; по ^{256}Fm – данные настоящей работы, $M = 204$, $\Sigma = 48,5\%$; данные по ^{257}Fm – из работы [88], $M = 1499$, $\Sigma = 51,0\%$.

ности частиц по экспериментальным данным при $\epsilon < 100\%$, очень характерная и для ядерной физики, и для физики элементарных частиц.

Действительно, детектирующие устройства либо сами методы (косвенные) обычно обладают эффективностью, меньшей 100%. На опыте регистрируются распределения множественности, искаженные влиянием измерительного прибора, и это необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных. В общем случае задача об учете эффективности прибора (метода) сводится, как правило, к решению системы линейных алгебраических уравнений типа

$$\sum_{l=1}^{L=n} K_{jl} \Psi_l = f_j, \quad j=1, 2, \dots, m \quad (2.10)$$

где Ψ_l – неизвестные компоненты искомого распределения множественности частиц, f_j – экспериментально определенные компоненты регистрируемого распределения множественности, K_{jl} – матрица коэффициентов, превращающая реальные компоненты Ψ_l в регистрируемые f_j .

При решении системы (2.10) значительные трудности возникают в принципе из-за наличия ошибок, по крайней мере, статистических, в правых частях уравнений, т.е. в f_j . Прямое решение системы уравнений (2.10) дает приемлемый результат при большой эффективности регистрации $\epsilon > 70\%$ или в случае малой дисперсии восстанавливаемого распределения Ψ_l (малое число уравнений в системе (2.10)), т.е. когда абсолютная величина определителя $|K_{jl}|$ системы не слишком мала; в противном случае решение обычно имеет некорректный, осциллирующий характер.

В конкретном случае регистрации нейтронов деления система уравнений (2.10), которую необходимо решить для нахождения $\{P_\nu\}$, имеет следующий вид:

$$\sum_{\nu=n}^{\nu=\nu_{\max}} K_{n\nu} P_\nu = F_n'' , \quad n=0,1,2,\dots,n_{\max} \quad (2.II)$$

$$K_{n\nu} = \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{\nu-n},$$

где ν_{\max} — максимальное количество нейтронов, которое может быть испущено ядром в одном акте деления.

Точное (и единственное при точно известной правой части) решение системы уравнений (2.II) дают приведенные выше формулы (2.9), однако именно оно и оказывается неприемлемым. Для приведенного выше примера с ^{250}Fm абсолютная величина определителя системы (2.II) очень мала: $\|K_{n\nu}\| = \varepsilon^{n_{\max}(n_{\max}+1)/2} \sim 10^{-5}$ при $\varepsilon=48,5\%$. Однако $\|K_{n\nu}\| \neq 0$, и поэтому принципиально решение можно найти (см. рис. I8). В дальнейшем такое прямое решение по формулам (2.9) будем обозначать P_ν^d .

Из физических соображений ясно, что реальное распределение множественности нейтронов, отражающее распределение суммарной энергии возбуждения осколков деления, представляет собой совокупность неотрицательных, меньших единицы компонент P_ν , образующих "гладкую кривую" $\{P_\nu\} = f(\nu)$. Вместе с тем, как процесс множественного рождения, так и процесс регистрации частиц, являются существенно статистическими. Следовательно, величины F_n'' , представляющие собой реализации этих случайных процессов, отягчены ошибками. Решая систему уравнений (2.II), правые части которых известны лишь приближенно, прямым методом по формулам (2.9), мы приходим к некоторому ложному решению, содержащему большие, часто отрицательные, осциллирующие компоненты P_ν . При этом наблюдается чрезвычайно сильная зависимость прямого решения от ошибок измерений. Такое поведение прямых решений есть следствие некорректности задачи восстановления $\{P_\nu\}$ по экспериментальным F_n'' , по крайней мере, для $\varepsilon \leq 60\%$ и небольшой статистики. В этих условиях

"точное" решение не имеет смысла и должно быть заменено некоторым приближенным, "регуляризованным" решением.

Для восстановления распределений P_{ν} нами использовался метод статистической регуляризации (метод СТРЕГ), подробное описание которого дано в обзорной статье [140].

Существуют и другие методы регуляризации [139], однако, на наш взгляд, вероятностный подход лучше отвечает характеру данной конкретной задачи.

Метод СТРЕГ основан на привнесении в задачу априорной информации (количество которой минимизируется) о восстанавливаемой функции; в нашем случае это информация о гладкости и неотрицательности P_{ν} . Определяется априорная плотность вероятности, зависящая от некоторого параметра гладкости, и далее с помощью стратегии Бейеса находится регуляризованное решение P_{ν}^r и его среднеквадратичная погрешность. Метод достаточно сложен, и основные вопросы его применения к данной задаче вынесены в приложение А, где обсуждаются способы задания априорной информации, проблемы ошибок решения и их зависимости от статистики, эффективности детектора ϵ , предельные возможности метода и т.п. Программы для численной реализации метода были написаны на языках ALGOL и FORTRAN, подробное описание формул метода и ALGOL-версии программы дано в работе [141]. Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6.

Возможности метода проиллюстрируем на примере экспериментов по изучению мгновенных нейтронов при спонтанном делении изотопов Fm . В работах [88, 142], посвященных ^{254}Fm и ^{257}Fm , представлены только экспериментальные распределения F_n^r и интегральные характеристики $\bar{\nu}$ и ζ реальных распределений. Ввиду некорректности задачи при эффективности $\epsilon = 51-61\%$, которая имела

место в этих работах^{*)}, собственно распределений множественности P_{ν} авторам [88, I42] определить не удалось. Однако метод СТРЕГ позволяет восстановить их. Регуляризованные по экспериментальным данным [88, I42] распределения P_{ν} для ^{254}Fm и ^{257}Fm представлены на рис. I8a и рис. I8c.

Строго говоря, в случае малой статистики и большого фона его учет формулами (2.4), то есть прямым решением системы уравнений

$$\sum_{i=0}^{i=n} B_i F''_{n-i} = F'_n , \quad n = 0, 1, 2, \dots, n_{\max} \quad (2.12)$$

где B_i – вероятность регистрации i фоновых нейтронов на акт деления, также является некорректным. В этих условиях величины F'_n отягчены значительными ошибками, а величина B_0 мала, и, следовательно, очень мала величина определятеля системы уравнений (2.12)^{**)}. Ее точное решение теряет смысл и должно быть заменено некоторым приближенным, регуляризованным решением. Эти две процедуры – учет фона и эффективности – можно свести к одной, решая методом СТРЕГ объединенную систему уравнений

$$\sum_{n=0}^{n=n_{\max}} R_{nn} P_{\nu} = F'_n , \quad n = 0, 1, 2, \dots, n_{\max} \quad (2.13)$$

^{*)} Заметим, что и при $\Sigma = 66,5\%$ для ^{257}Fm (который, кроме [I42], исследовался также в работе [I43]) прямое решение P_{ν}^d еще имеет нерегулярности и заметно отличается от P_{ν}^r .

^{**)} В настоящей работе в опытах с изотопом $^{252}\text{I02}$ величина определятеля $\|B_i\| = B_0^{(n_{\max}+1)}$ оказалась равной $6,2 \cdot 10^{-3}$, поскольку имел место фон с $B_0 \approx 0,53$, а $n_{\max} = 7$ (см. § 3 главы III).

матрица коэффициентов которой будет определяться выражениями

$$R_{n\nu} = \sum_{\substack{i=0 \\ i=n}}^{i=n} K_{n-i,\nu} B_i, \quad \nu > n \quad (2.14)$$

$$R_{n\nu} = \sum_{\substack{i=n \\ i=\nu}} K_{n-\nu,\nu} B_i, \quad \nu < n$$

а выражения для коэффициентов $K_{n\nu}$ приведены в формуле (2.II) выше.

Таким образом, показано, что СТРЕГ является общим методом решения задач о восстановлении распределений множественности частиц^{*}). Он позволяет найти P_ν с разумной погрешностью при эффективности регистрации $\epsilon > 25\%$. В тех случаях, когда вследствие высокой эффективности, низкого фона и большой статистики оказывается приемлемым прямое решение задачи, метод СТРЕГ приводит к тождественному результату.

Это означает, что для измерения распределений P_ν вполне можно использовать ^3He -детектор. Эффективность регистрации нейтронов деления $\epsilon \approx 50\%$, достигнутая в настоящей работе, не является предельной. На наш взгляд, существуют резервы (более тщательный отбор счетчиков, дальнейшая оптимизация замедлителя и др.) по ее увеличению до $\epsilon \sim 70\%$, т.е. до уровня, характерного в среднем для жидкостных сцинтиляционных детекторов с Cd или Gd . При этом сохраняются преимущества ^3He -детектора — простота, высокая надежность и долговременная стабильность, существенно более низкий (фактор > 100) уровень фона; последнее является решающим при выборе детектора для работы на пучке тяжелых ионов.

^{*}) Впоследствии метод СТРЕГ был использован и в других задачах ядерной физики, см., например, работы [144, 145].

ГЛАВА III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ И ДИСПЕРСИЯ ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР.

Эксперименты по определению множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении изотопов ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{246}Cf , ^{256}Fm и $^{252}\text{I02}$ были выполнены в 1971-74 г.г. [102, 103, 146-148].

Ниже представлено краткое описание результатов измерений, их сравнение с остальной совокупностью имеющихся экспериментальных данных и дано обсуждение зависимости \bar{v} и дисперсии числа нейтронов G_v от Z и A делящегося ядра.

§ I. Множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении ^{244}Cm и ^{246}Cm .

Для спонтанного деления ^{244}Cm и ^{246}Cm распределения P_v измерялись в процессе наладки и проверки аппаратуры. Поскольку величина \bar{v} для ^{244}Cm определялась в ряде предшествующих работ [83, 133, 134] и была известна с достаточной точностью, значение $\bar{v} = 2,69 \pm 0,01^{**}$ для этого изотопа использовалось в качестве стандарта для всех последующих измерений. Распределение P_v для ^{244}Cm измерялось ранее в работах Дайвена и др. [131] и Хикса и др. [149]. Для ^{246}Cm к началу наших опытов существовало лишь одно весьма неточное измерение $\bar{v} = 3,15 \pm 0,22$, сделанное Томпсоном [150], а экспериментальные данные о распределении P_v отсутствовали.

Полное число проанализированных актов деления составило $1,0 \cdot 10^5$ для ^{244}Cm и $1,3 \cdot 10^5$ для ^{246}Cm . Измерения были проведены при двух значениях эффективности регистрации нейтронов: 39,9% и 44,4%; для ^{244}Cm часть данных была получена при $\epsilon = 48,2\%$. Ниже приводятся средневзвешенные результаты.

^{**}) Все значения \bar{v} , сообщаемые в диссертации, перенормированы к $\bar{v} = 3,735 \pm 0,014$ для спонтанного деления ^{252}Cf [151].

Поскольку изотопы кюрия обладают высокой удельной α -активностью, пороги регистрации осколков выбирались также достаточно высокими, что приводило к дискриминации 20–30% низкоэнергетических осколков деления. Это оказывало несущественное влияние на распределение числа нейтронов; как показал анализ зависимости \bar{v} от амплитуды осколка, запускающего схему временных "ворот", имевшееся различие в порогах регистрации осколков деления ^{244}Cm и ^{246}Cm приводило к завышению $\bar{v}^{(246\text{Cm})}$ не более, чем на 0,4%. Вывод о слабой зависимости измеряемого \bar{v} от порога регистрации осколков сделан также Прохоровой и Смиреникиным [152].

Фон учитывался на основании измеренного распределения множественности фоновых нейтронов. Средний его уровень в данных опытах составлял 0,003 нейтрон/деление, включая небольшой эффект взаимных наложений нейтронов деления ^{244}Cm и ^{246}Cm .

Различие в средней энергии спектра нейтронов для ^{244}Cm и ^{246}Cm составляет около 3%. Поскольку регистрируются тепловые или сильно замедленные нейтроны, эффективности регистрации нейтронов для обоих случаев считались равными (см. также работу [152]).

После учета систематических погрешностей, связанных с изотопным составом источников, неполной регистрацией актов деления, фоном и разрешающим временем электроники, было получено отношение $\bar{v}_{246}/\bar{v}_{244} = 1,107 \pm 0,009$, откуда для ^{246}Cm следует $\bar{v} = 2,98 \pm 0,03$.

Распределения числа нейтронов P_v восстанавливались методом статистической регуляризации. Эти результаты вместе с их среднеквадратичными ошибками представлены в таблице 3 и на рис. 19. Ошибки компонент восстановленного распределения P_v оказываются значительными, поэтому в данных и во всех последующих измерениях параметры \bar{v} , σ_v^2 , Γ_2 определялись непосредственно по экспериментальным распределениям F_n'' , ошибки которых заметно ниже.

Наши результаты по распределению P_v для ^{244}Cm хорошо согласуются с полученными ранее [131, 149]. Для ^{246}Cm одновременно с

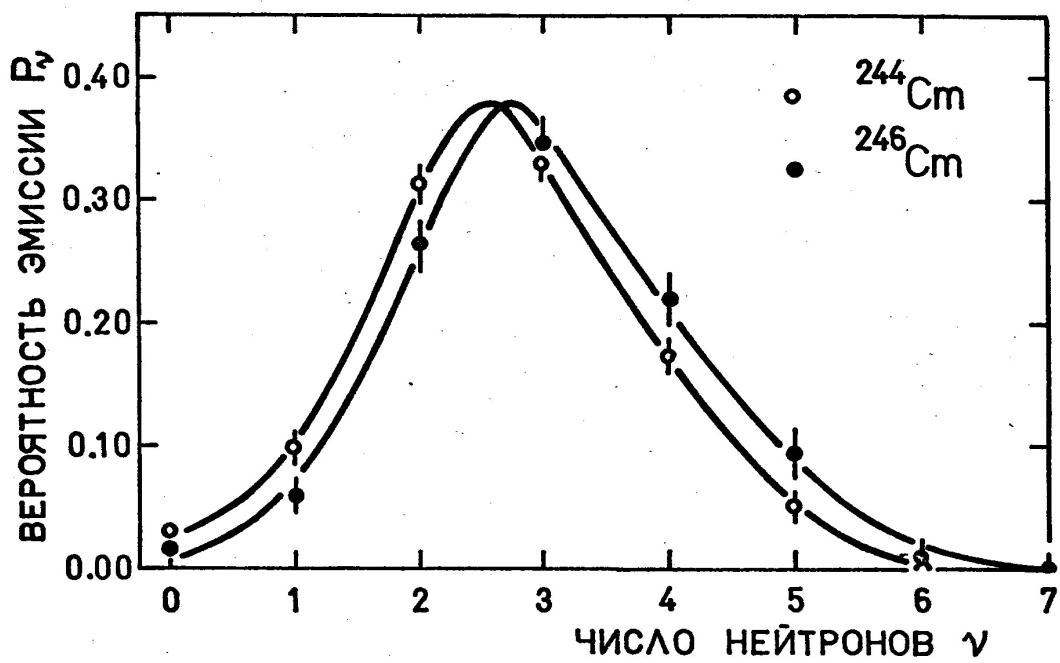


Рис. I9. Распределения множественности мгновенных нейтронов, испускаемых при спонтанном делении ^{244}Cm и ^{246}Cm .

нашей была выполнена работа Стоутона и др. [153] в Ок-Ридже; результаты последней также даны в таблице 3. Видно, что за исключением P_4 и P_5 результаты практически совпадают.

Однако в работе Стоутона и др. эффективность регистрации нейтронов составляла 36%, поэтому для восстановления распределения P_{ν} было предположено, что оно имеет форму распределения Гаусса:

$$P_{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\nu}} \exp \left[-(\nu - \bar{\nu})^2 / 2\sigma_{\nu}^2 \right]. \quad (3.1)$$

Далее методом наименьших квадратов находились значения параметров $\bar{\nu}$ и σ_{ν}^2 , обеспечивающие наилучшее согласие расчетного распределения множественности регистрируемых нейтронов F_n с экспериментально наблюдавшимся F_n'' ; при этих значениях параметров компоненты результирующего распределения P_{ν} рассчитывались по формуле (3.1). Различием в процедуре извлечения P_{ν} , по-видимому, и объясняется значительное расхождение результатов [153] для P_4 и P_5 с нашими. Использование метода СТРЕГ позволяет избежать столь детального предположения о форме распределения P_{ν} .

В таблице 4 интегральные характеристики распределения P_{ν} , полученные нами, сравниваются с результатами ряда выполненных в других лабораториях работ [131, 133, 134, 149, 150, 153, 154]; верхняя часть таблицы 4 относится к ^{244}Cm , нижняя — к ^{246}Cm . Согласие результатов вполне удовлетворительное. Отметим, что при переходе от ^{244}Cm к ^{246}Cm $\bar{\nu}$ увеличивается примерно на 0,25 нейтрона, в то время как дисперсия распределения P_{ν} в пределах ошибок измерений не изменяется; более того, для ^{242}Cm ($\bar{\nu} = 2,51$) и ^{248}Cm ($\bar{\nu} = 3,12$) величина σ_{ν}^2 имеет примерно такое же значение [85].

Таблица 3.
Распределения числа нейтронов для ^{244}Cm и ^{246}Cm .

P_y	^{244}Cm	^{246}Cm	$^{246}\text{Cm}^1)$
P_0	$0,029 \pm 0,004$	$0,016 \pm 0,005$	$0,015 \pm 0,001$
P_1	$0,098 \pm 0,012$	$0,060 \pm 0,014$	$0,092 \pm 0,006$
P_2	$0,314 \pm 0,017$	$0,264 \pm 0,020$	$0,263 \pm 0,012$
P_3	$0,330 \pm 0,017$	$0,341 \pm 0,020$	$0,348 \pm 0,011$
P_4	$0,175 \pm 0,015$	$0,219 \pm 0,020$	$0,213 \pm 0,010$
P_5	$0,052 \pm 0,014$	$0,094 \pm 0,020$	$0,060 \pm 0,010$
P_6	$0,002 \pm 0,013$	$0,006 \pm 0,018$	$0,008 \pm 0,006$
P_7	$0,000 \pm 0,007$	$0,000 \pm 0,012$	—

1) По данным работы Стоутона и др. [I53].

Таблица 4.
Параметры распределений P_y для ^{244}Cm и ^{246}Cm .

\bar{v}	σ_v^2	Γ_2	Авторы ²⁾ , год
$2,69 \pm 0,01^1)$	$1,28 \pm 0,02$	$0,805 \pm 0,003$	Настоящ.раб., 1972
$2,73 \pm 0,06$	$1,31 \pm 0,06$	$0,810 \pm 0,008$	Дайвен и др., 1956
$2,69 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,02$	$0,788 \pm 0,003$	Хикс и др., 1956
$2,98 \pm 0,03$	$1,31 \pm 0,02$	$0,812 \pm 0,003$	Настоящ.раб., 1972
$2,86 \pm 0,06$	$1,28 \pm 0,14$	$0,807 \pm 0,017$	Стоутон и др., 1973
$2,916 \pm 0,015$	$1,251 \pm 0,030$	$0,804 \pm 0,004$	Хохлов и др., 1976
$3,15 \pm 0,22$	—	—	Томпсон, 1970
$2,934 \pm 0,015$	—	—	Прохорова и др., 1973
$2,911 \pm 0,027$	—	—	Голушки и др., 1973

1) Принято в качестве стандарта.

2) Для ^{244}Cm в таблице приводятся результаты лишь тех работ, в которых измерялось распределение P_y ; библиография результатов по $\bar{v}(^{244}\text{Cm})$ содержится в [83, I33, I34].

§ 2. Определение множественности нейтронов спонтанного деления короткоживущих изотопов ^{246}Cf и ^{256}Fm .

Для нейтронов спонтанного деления ^{246}Cf до нашей работы существовал лишь один результат $\bar{\nu} = 2,77 \pm 0,19^*)$, сообщенный Р.Пайлом [155] на Гордоновской конференции 1957 г.; какая-либо другая информация об экспериментах Пайла в литературе отсутствует. В настоящее время такая точность является неудовлетворительной и затрудняет систематизацию $\bar{\nu}$. Так, например, $\bar{\nu} = 2,77$ для ^{246}Cf заметно меньше $\bar{\nu} = 2,98 \pm 0,03$ для ^{246}Cm ; для той же изобарной пары, но с $A = 250$, $\bar{\nu}(\text{Cf})$ превышает $\bar{\nu}(\text{Cm})$ на 0,22 [157].

К началу наших экспериментов, кроме исключительно важного изотопа ^{252}Cf , для которого многие характеристики спонтанного деления, в том числе и мгновенные нейтроны, измерены прецизионно, средние числа нейтронов были определены для спонтанного деления еще двух изотопов калифорния — ^{250}Cf и ^{254}Cf [155, 157]; в работе [75] сообщалось также $\bar{\nu} = 3,4 \pm 0,4$ для спонтанного деления нечетного изотопа ^{249}Cf . Распределение же P_{ν} было измерено [129-131, 149] лишь для ^{252}Cf . Поэтому исследование мгновенных нейтронов ^{246}Cf позволяло определить зависимость $\bar{\nu}$ от A для фиксированного Z при изменении числа нейтронов N в делящемся ядре на 8 единиц, а также наблюдать трансформацию распределения P_{ν} при уменьшении N на 6 единиц.

Аналогично для фермия к началу наших опытов было известно лишь $\bar{\nu} = 3,96 \pm 0,14$ для спонтанного деления ^{254}Fm [142]. Интерес к исследованию ^{256}Fm , помимо прочих обстоятельств, был стимули-

^{*)} В оригинальной работе сообщалось значение $2,92 \pm 0,19$, измеренное, как указано в [156], относительно $\bar{\nu} = 2,257$ для ^{240}Pu . Данное значение получено перенормировкой к $\bar{\nu} = 2,14 \pm 0,01$ для ^{240}Pu , определенному по многим измерениям [83, 85].

рован экспериментами [158,159], в которых наблюдалось симметричное деление ^{257}Fm . Столь необычные и сильные изменения характера массового распределения осколков указывали на возможность коренных изменений в механизме деления, в связи с чем было важно определить и характеристики нейтронов спонтанного деления в этой области.

несколько раньше наших опытов с ^{256}Fm в Беркли были закончены эксперименты по измерению \bar{v} и \mathcal{E}_v для спонтанного деления ^{257}Fm [88]; впоследствии по экспериментальным данным этой работы методом СТРЕГ нами было восстановлено [102] распределение P_v для ^{257}Fm (см. рис. I8), которое не удалось получить авторам [88].

Наши измерения продолжались около 100ч для ^{246}Cf и 9ч для ^{256}Fm ; при этом в исследуемых источниках было зарегистрировано соответственно 606 и 204 актов спонтанного деления. Их распределения по времени, представленные на рис. 20 и рис. 21, соответствуют известным значениям периодов полураспада исследуемых ядер – 35,7ч и 157мин.

Распределения актов деления по признаку числа зарегистрированных нейтронов n для ^{246}Cf , ^{256}Fm , ^{244}Cm и аналогичные распределения для фона, полное число событий M , а также среднее число регистрируемых нейтронов \bar{n} для каждого случая представлены в таблице 5; как следует отсюда, эффективность регистрации нейтронов \mathcal{E} в этих опытах составила 48,2–48,5%, а фон – $(0,9\text{--}1,5)\cdot10^{-3}$ нейtron/деление. Данные, приведенные в таблице 5, после учета поправок на фон и разрешающее время электроники были использованы для восстановления методом СТРЕГ распределений P_v и определения их параметров. Эти результаты представлены на рис. 22 и в таблице 6 вместе с их среднеквадратичными ошибками. Основной вклад в ошибку результатов вносит статистика числа наблюдавшихся делений M . Отметим, что детектор регистрирует тепловые или сильно замедленные нейтроны и зависимость его эффективности от энергии нейтронов является весьма слабой. Поскольку спектры нейтронов деления ^{246}Cf и

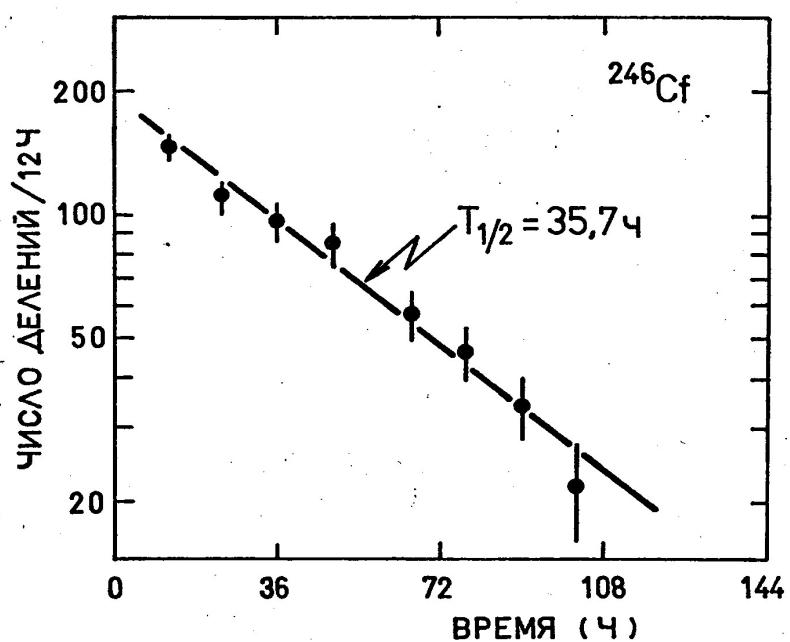


Рис. 20. Распределение по времени актов деления, зарегистрированных при исследовании мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{246}Cf .

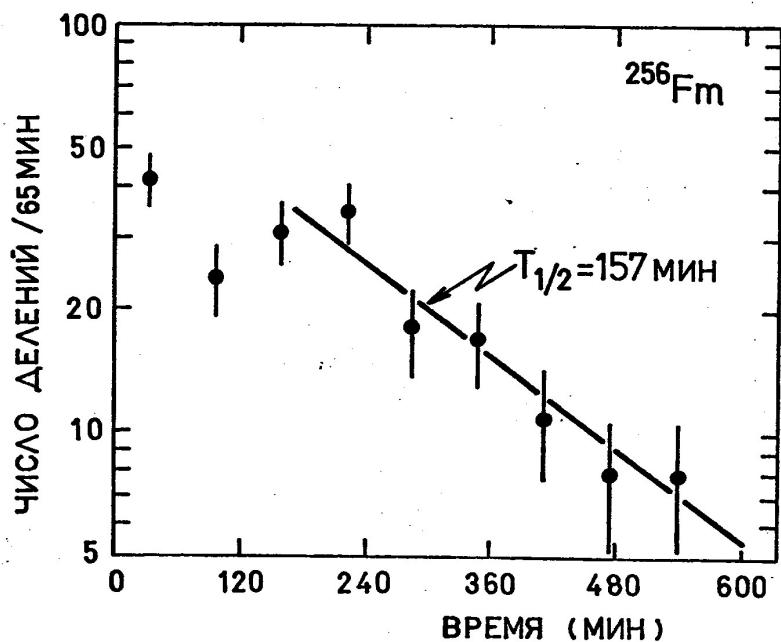


Рис. 21. Распределение по времени актов деления, зарегистрированных при исследовании мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{256}Fm . Разброс точек на начальном участке кривой связан с накоплением ^{256}Fm из ^{256}Md .

Таблица 5.

Распределения событий по признаку числа зарегистрированных нейтронов в опытах с ^{246}Cf и ^{256}Fm .

n	^{246}Cf	^{244}Cm	Генератор	^{256}Fm	^{244}Cm	Генератор
0	I05	I4633	I622455	27	I645	I80948
1	221	25307	2I38	65	2745	I32
2	I83	I7970	76	58	I991	8
3	70	5974	36	36	640	4
4	22	I029	2	I4	I37	0
5	5	94	I	4	II	0
6	0	7	0	0	0	0
7	0	I	0	0	0	0
M	606	650I5	I6224708	204	7I69	I8I092
\bar{n}	I,50I7	I,2890	0,00I5	I,7892	I,2903	0,0009

Таблица 6.

Распределения множественности нейтронов P_n при спонтанном делении ^{246}Cf и ^{256}Fm .

P_n	^{246}Cf	^{256}Fm
P_0	0,000 \pm 0,027	0,000 \pm 0,036
P_1	0,I12 \pm 0,04I	0,080 \pm 0,043
P_2	0,233 \pm 0,04I	0,I57 \pm 0,048
P_3	0,274 \pm 0,043	0,217 \pm 0,048
P_4	0,222 \pm 0,042	0,239 \pm 0,048
P_5	0,I28 \pm 0,036	0,20I \pm 0,045
P_6	0,03I \pm 0,033	0,I02 \pm 0,040
P_7	0,000 \pm 0,019	0,004 \pm 0,03I
P_8	—	0,000 \pm 0,013
\bar{v}	3,I4 \pm 0,09	3,73 \pm 0,18
G_n^2	I,66 \pm 0,3I	2,30 \pm 0,65
Γ_2	0,850 \pm 0,03I	0,897 \pm 0,047

^{256}Fm неизвестны и статистическая ошибка результатов значительна, малая, но плохо определенная поправка на зависимость ξ от энергии нейтронов не вводилась.

Значение $\bar{\nu} = 3,14$ для ^{246}Cf , полученное нами, заметно превышает результат Пайла [155]: расхождение составляет 0,37 и не перекрывает ошибками измерений. Это значение лучше согласуется с остальной совокупностью экспериментальных данных и зависимостью $\bar{\nu}$ от массового числа A изотопа калифорния, которая в интервале $A=246-254$ хорошо аппроксимируется прямой линией с наклоном $\Delta\bar{\nu}/\Delta A|_{A=2} = 0,18 \pm 0,03$, как это следует из рис. 23а; линейная зависимость примерно с таким же наклоном имеет место и для четно-четных изотопов кюрия при $A=242-250$. Наряду с этим важно отметить, что при изменении числа нейтронов N в делящемся ядре калифорния на 6 единиц, дисперсия распределения P_ν в пределах ошибок остается постоянной: для спонтанного деления ^{252}Cf имеет место $\sigma_\nu^2 = 1,57 \pm 0,01$ [85]. Впоследствии слабая зависимость σ_ν^2 от A для изотопов калифорния наблюдалась также в работе [98], где были получены значения $\sigma_\nu^2 = 1,51 \pm 0,02$ и $\sigma_\nu^2 = 1,54 \pm 0,02$ для спонтанного деления соответственно ^{250}Cf и ^{254}Cf .

Существенно иной оказывается ситуация для изотопов фермия, которую иллюстрирует рис. 23в и таблица 7: при переходе от ^{254}Fm к ^{256}Fm $\bar{\nu}$ заведомо не увеличивается, а остается в пределах ошибок измерений постоянным. Результаты измерений [98, 143], выполненных недавно в Лос-Аламосе для спонтанного деления ^{257}Fm , также свидетельствуют о том, что $\bar{\nu}$ для изотопов фермия при $A > 254$, по крайней мере, не возрастает; напротив, вполне вероятным является даже небольшое снижение $\bar{\nu}$. Другой неожиданный результат состоит в том, что распределения числа нейтронов P_ν для изотопов ^{256}Fm и ^{257}Fm оказываются очень широкими: об этом свидетельствуют данные всех экспериментов [88, 98, 142, 143, 146], полученные в трех разных лабораториях.

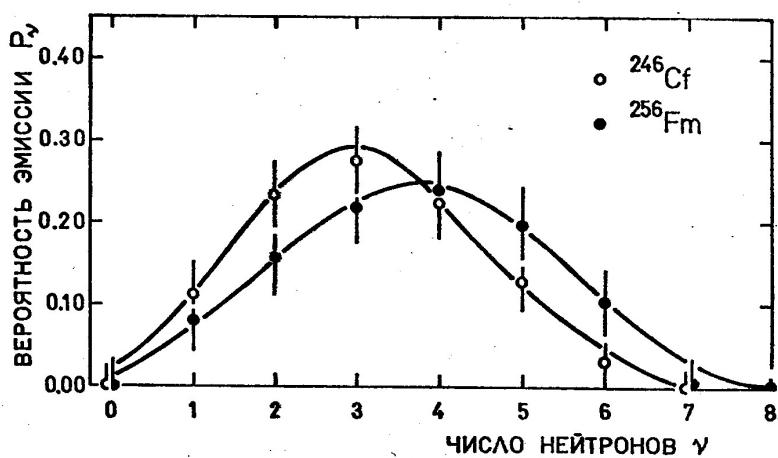


Рис. 22. Распределения множественности мгновенных нейтронов, испускаемых при спонтанном делении ^{246}Cf и ^{256}Fm .

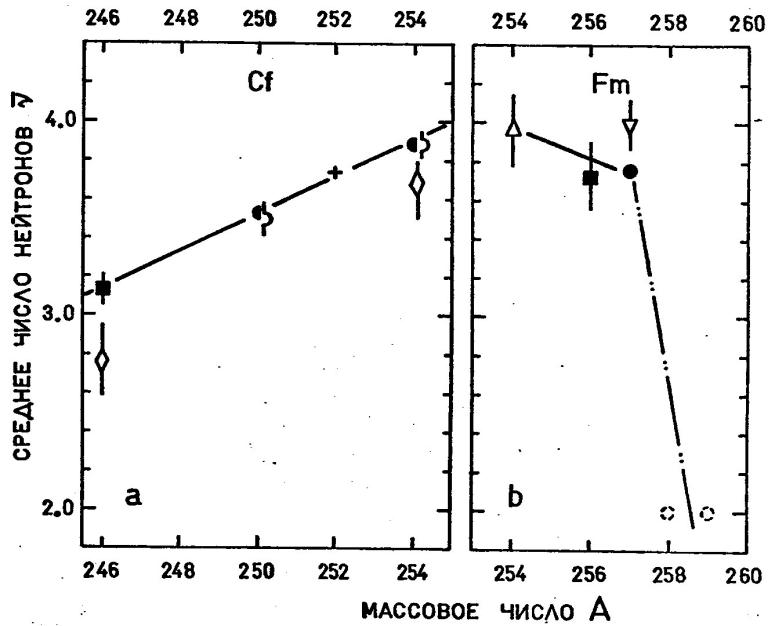


Рис. 23. Зависимость $\bar{\nu}$ от массового числа делящегося ядра для спонтанного деления изотопов Cf (а) и Fm (б).

- - данные настоящей работы
- - Хоффман и др. [98]
- - Орт [I57]
- ◊ - Найл [I55]
- ▽ - Хейфетц и др. [88]
- △ - Чоппин и др. [I42]
- + - рекомендованное [I51]
- значение $\bar{\nu}$ для ^{252}Cf .

Символами \circ обозначена оценка $\bar{\nu}$, которая следует из энергетического баланса и экспериментальных значений кинетической энергии осколков спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm из работ Хоффман и др. [97, I63].

Таблица 7.

Параметры распределений P_{ν} для изотопов фермия.

Изотоп	\bar{v}	σ_{ν}^2	Авторы, год
^{254}Fm	$3,96 \pm 0,19$	$1,50 \pm 0,20$	Чоппин и др. [142] 1956
^{256}Fm	$3,73 \pm 0,18$	$2,30 \pm 0,65$	Настоящая работа [146] 1972
^{256}Fm	3,70	$1,82 \pm 0,08$	Хоффман и др. [98] 1977
^{257}Fm	$3,99 \pm 0,13$	$2,92 \pm 1,27$	Хейфетц и др. [88] 1971
^{257}Fm	$3,77 \pm 0,02$	$2,49 \pm 0,06$	Балагна и др. [143] 1973
^{257}Fm	3,769	$2,51 \pm 0,02$	Хоффман и др. [98] 1977

Измерения для ^{256}Fm были повторены в недавней работе Хоффман и др. [98]. В то время как величина \bar{v} по данным обоих измерений совпадает, для σ_{ν}^2 Хоффман и др. дают меньшее значение, см. таблицу 7. Различие, однако, не выходит за пределы ошибок*).

Для ^{256}Fm и ^{257}Fm дисперсия числа нейтронов σ_{ν}^2 заметно больше, чем для изотопов калифорния. Для ^{254}Fm , однако, наблюдается меньшее значение σ_{ν}^2 , определенное более 20 лет назад, и это не позволяет сделать однозначный вывод о зависимости σ_{ν}^2 от массового числа A при $Z = 100$. С другой стороны, в дальнейшем будет показано, что характер зависимостей дисперсии числа нейтронов σ_{ν}^2 и дисперсии полной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$ от Z и A делящегося ядра практически одинаков. По данным недавних

*). Если данные Хоффман и др. для ^{257}Fm получены при $\epsilon \approx 80\%$ и источник находился, естественно, в центре жидкостного сцинтилляционного детектора нейтронов, то при измерении ^{256}Fm источник был помещен [98] с наружной стороны детектора, так что ϵ составила лишь 31%. Причины такого расположения источника авторы [98] не сообщают, однако, расхождение частично может быть связано и с этим.

измерений $\sigma_{E_K}^2$ для спонтанного деления ^{254}Fm составляет около 188 мэВ^2 [I60], для ^{257}Fm - 198 мэВ^2 [I58], в то время как для ^{252}Cf имеет место $\sigma_{E_K}^2 \approx 135 \text{ мэВ}^2$ (см. приложение Б). В любом случае характеристики мгновенных нейтронов при спонтанном делении изотопов фермия оказываются весьма необычными, и мы вернемся к их обсуждению несколько ниже.

§ 3. Определение множественности мгновенных нейтронов для спонтанного деления изотопа $^{252}\text{Io}_2$.

В настоящей работе в экспериментах с изотопом $^{252}\text{Io}_2$ была сделана первая попытка определить характеристики мгновенных нейтронов при спонтанном делении ядер с $Z > 100$.

В соответствии с величиной эффеクта, ожидаемой для ядерной реакции $^{235}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{252}\text{Io}_2$, на сборнике наблюдалось около 10 спонтанных делений в час. Суммарное число зарегистрированных делений составило 178. Их временное распределение соответствовало периоду полураспада $^{252}\text{Io}_2$, равному 2,4 с. Для контроля тыльная сторона тонкого сборника ядер отдачи во время эксперимента была обращена к слюде. Слюдой зарегистрировано 249 треков от осколков спонтанного деления; с учетом различий в эффективности регистрации и длительности экспозиции это буквально совпадает с числом осколков, зарегистрированных $\text{Si}(\text{Au})$ -детектором. По окончании эксперимента был измерен α -спектр продуктов, накопленных на сборнике, после чего сборник был помещен в контакт с лавсановой пленкой. За 90 часов экспозиции не наблюдалось ни одного трека, что свидетельствует об отсутствии фона долгоживущих спонтанно делящихся изотопов.

Экспериментальные данные представлены на рис. 24. Гистограмма показывает распределение 178 актов спонтанного деления по числу зарегистрированных нейтронов n . На рис. 24 приводится также нормированное распределение множественности нейтронов, регистри-

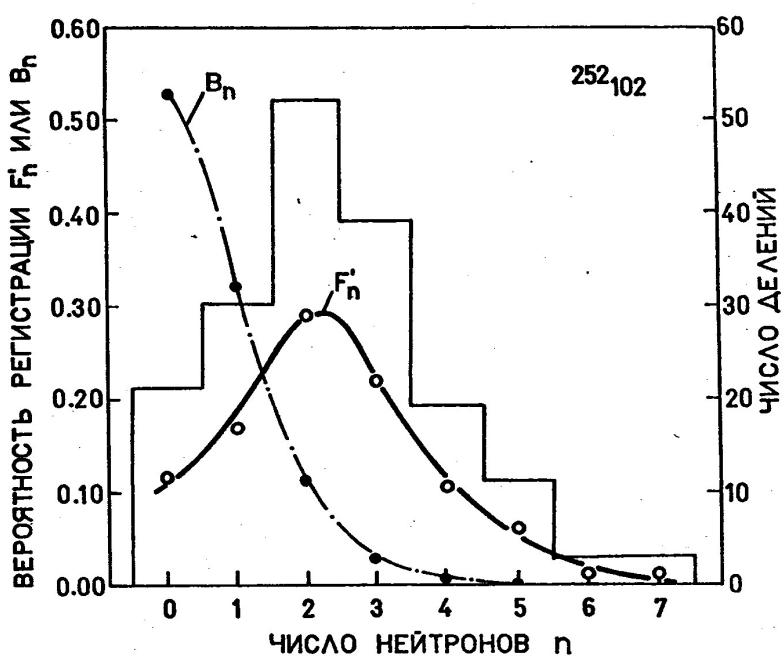


Рис. 24. Распределение актов спонтанного деления $^{252}_{102}$ по числу зарегистрированных нейтронов (гистограмма, правая шкала). Нормированные распределения множественности регистрируемых нейтронов для $^{252}_{102}$ (сплошная кривая, F'_n) и для фона (штрих-пунктирная кривая, B_n).

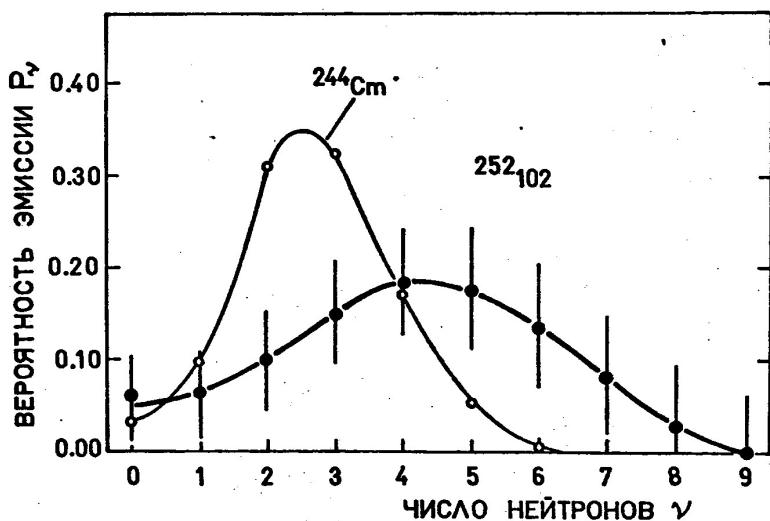


Рис. 25. Распределение множественности мгновенных нейтронов, испускаемых при спонтанном делении $^{252}_{102}$. Для сравнения показано также распределение P_ν для спонтанного деления $^{244}_{\text{Cm}}$.

руемых при спонтанном делении $^{252}\text{I}02$ (до вычитания фона) F_n' , и распределение множественности фоновых нейтронов B_n . Из этих данных следует, что в среднем на одно спонтанное деление регистрировались 2,37 нейтрона, и 0,66 из них должны быть отнесены к фону. Специальные измерения показали, что период полураспада фоновой активности близок к 4с. Можно полагать поэтому, что основной вклад в фон вносят запаздывающие нейтроны от распада ^{17}N . Эффективность регистрации нейтронов деления Σ , определенная для спонтанного деления ^{244}Cm , составила $(41,4 \pm 1,5)\%$; снижение Σ по сравнению с предыдущими опытами обусловлено уменьшением времени выдержки T от 440 мкс до 130 мкс в данном случае. Поскольку спектр нейтронов деления $^{252}\text{I}02$ неизвестен, а эффективность детектора зависит от энергии нейтронов очень слабо, значение $\Sigma = 41,4\%$ было принято также и для $^{252}\text{I}02$. После учета фона и введения небольшой поправки на просчеты, возникающие при регистрации двух и более нейтронов, было определено среднее число мгновенных нейтронов на акт спонтанного деления:

$$\bar{\nu}(^{252}\text{I}02) = 4,15 \pm 0,30.$$

Определяя место полученного результата в систематике чисел $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ядер, необходимо отметить следующее. Если при переходе от ^{252}Cf , для которого $\bar{\nu} = 3,735 \pm 0,014$, к тяжелым изотопам фермия ^{256}Fm ($\bar{\nu} = 3,73 \pm 0,18$) и ^{257}Fm ($\bar{\nu} = 3,77 \pm 0,02$) среднее число нейтронов практически остается постоянным, то увеличение Z на 4 единицы, приводящее к сравнительно легкому изотопу I02-го элемента ($N = 150$), влечет за собой увеличение $\bar{\nu}$.

Распределение P_{ν} для спонтанного деления $^{252}\text{I}02$, восстановленное методом СТРЕГ, представлено на рис. 25, где оно сравнивается с измеренным нами распределением числа нейтронов для ^{244}Cm . В таблице 8 сообщаются численные значения вероятностей P_{ν} вместе с их среднеквадратичными ошибками, а также интегральные характеристики распределения.

Таблица 8.

Распределение числа нейтронов P_{ν} для спонтанного деления изотопа $^{252}\text{I}02$.

P_0	$0,058 \pm 0,049$	P_5	$0,181 \pm 0,068$
P_1	$0,060 \pm 0,048$	P_6	$0,140 \pm 0,070$
P_2	$0,100 \pm 0,056$	P_7	$0,084 \pm 0,067$
P_3	$0,156 \pm 0,056$	P_8	$0,032 \pm 0,061$
P_4	$0,189 \pm 0,061$	P_9	$0,000 \pm 0,062$

$$\bar{\nu} = 4,15 \pm 0,30$$

$$\Gamma_2 = 0,991 \pm 0,075$$

$$\sigma_{\nu}^2 = 4,0 \pm 1,3$$

Как следует из рис. 25 и таблицы 8, распределение числа нейтронов для $^{252}\text{I}02$ оказывается экстремально широким, близким по форме к распределению Пуассона ($\Gamma_2 \approx 1$). Его дисперсия существенно превышает $\sigma_{\nu}^2 \approx 1,6-2,5$ для изотопов Cf и Fm .

Отметим, что в амплитудном спектре зарегистрированных осколков спонтанного деления $^{252}\text{I}02$ (рис. 26) достаточно определено выделены две группы амплитуд, несмотря на то, что эффективная толщина источника, определяемая пробегом ядер отдачи в сборнике, составляла $0,4-0,5$ мг/см 2 , а геометрическая эффективность регистрации осколков была близка к 2π . Поэтому в нашей работе [103] было высказано предположение о том, что такая форма амплитудного спектра обусловлена заметной асимметрией массового распределения осколков спонтанного деления $^{252}\text{I}02$.

Три года спустя массовое распределение осколков спонтанного деления $^{252}\text{I}02$ было определено Бемисом и др. [109] методом измерения энергий двух дополнительных осколков деления полупроводниками детекторами. Бемис и др. зарегистрировали 154 события и нашли, что массовое распределение (см. рис. 27) действительно асимметрично.

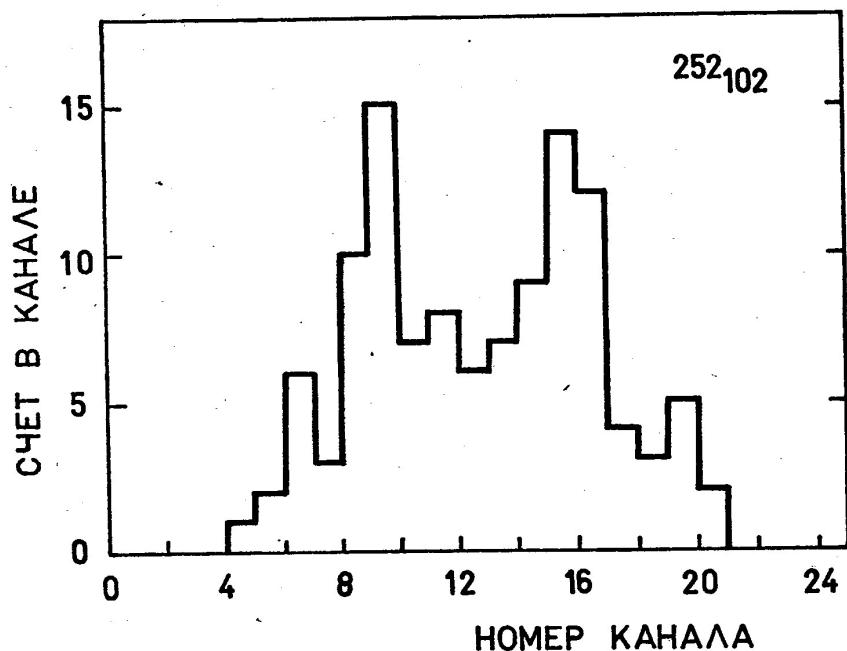


Рис. 26. Амплитудный спектр осколков спонтанного деления $^{252}_{102}\text{I}$, полученный в настоящей работе.

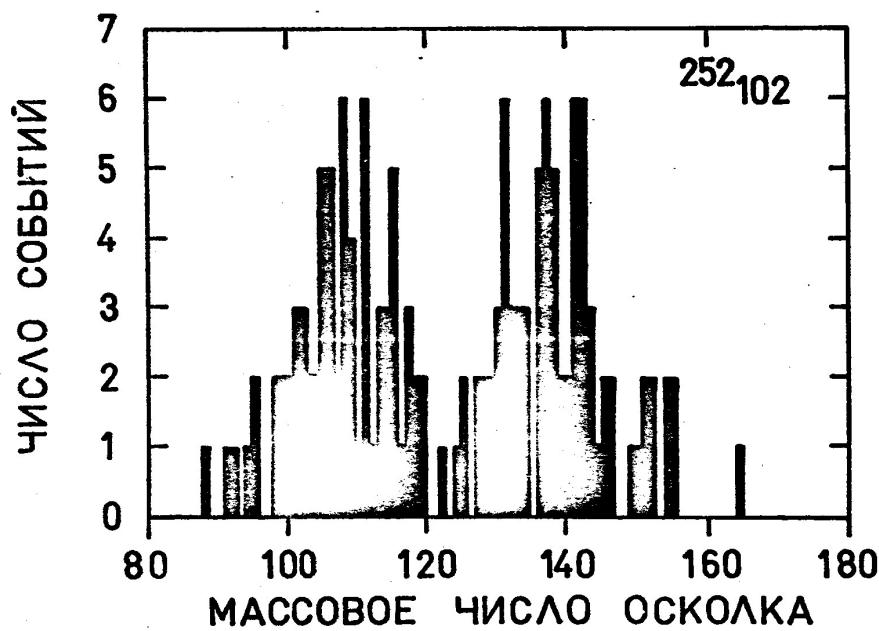


Рис. 27. Массовое распределение осколков спонтанного деления $^{252}_{102}\text{I}$ по данным Бемиса и др. [109].

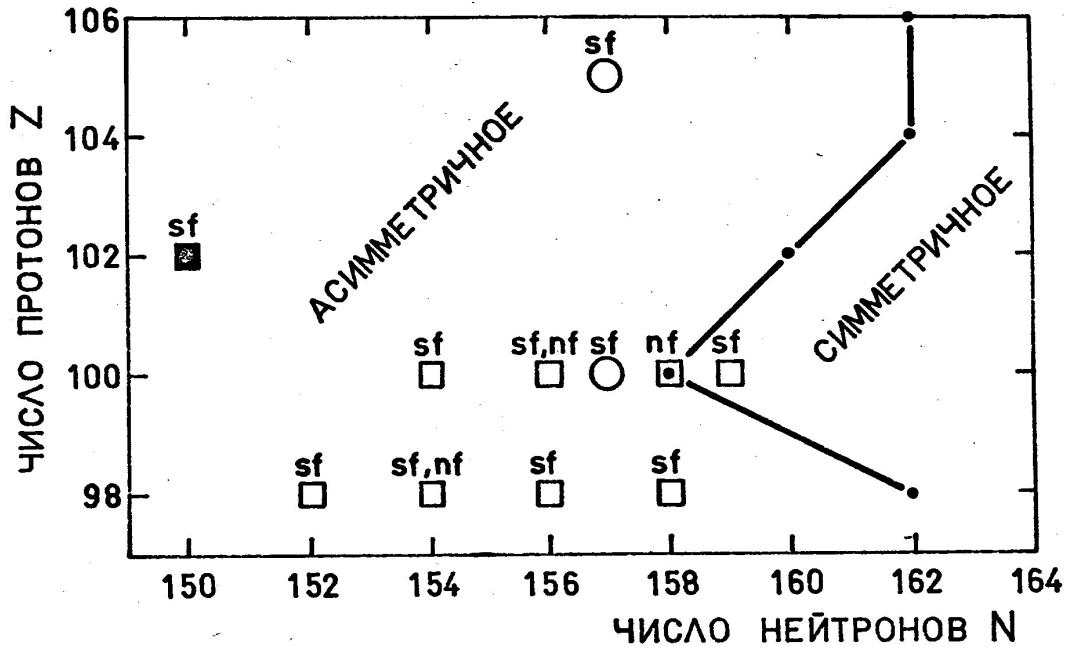


Рис. 28. Граница перехода (сплошная линия) от асимметричного к симметричному массовому распределению осколков деления для области очень тяжелых ядер, полученная в работе [161]. Символами показаны экспериментальные результаты для спонтанного деления (sf) и деления тепловыми нейтронами (nf); квадратами – для четно-четных ядер, кружками – для нечетных ядер. Рисунок заимствован из работы [161].

Среди теоретических работ, посвященных проблеме массового распределения осколков, пожалуй, наиболее конкретные предсказания в области самых тяжелых ядер с $98 \leq Z \leq 106$ и $150 \leq N \leq 164$ дает работа [161]. В этой работе найдено, что для Fm второй (внешний) барьер деления, неустойчивый относительно лево-правой асимметрии ядра, быстро разрушается только при $N > 154$. Для ядер с $Z = 102$ и 104 второй барьер разрушается при еще более высоких N . Поэтому, как показано на рис. 28, в случае $^{252}102$ предсказания [161] согласуются с экспериментом.

§ 4. Зависимость \bar{v} от Z и A делящегося ядра.

Новые экспериментальные данные о \bar{v} , полученные для спонтанного деления изотопов Cm , Cf , Fm и 102 -го элемента, дополняют систематику \bar{v} в ряде интересных точек. Наши данные для ^{246}Cm и ^{246}Cf подтверждают быстрое увеличение \bar{v} с ростом A делящегося ядра при $A > 244$. В то же время измеренное \bar{v} для ^{256}Fm практически не отличается от известных значений \bar{v} для ^{252}Cf и ^{254}Fm , что позволяет отметить новую особенность систематики: своеобразное "насыщение" зависимости \bar{v} от A при $A > 254$, которое приходит на смену заметному увеличению \bar{v} с ростом A для ядер с $A = 244-254$. Экспериментальное значение $\bar{v} = 4,15$ для $^{252}102$ оказывается примерно таким, какое можно было ожидать на основе экстраполяции имеющихся ранее данных. Это означает, что в тех аспектах, которые определяют величину средней энергии возбуждения осколков, спонтанное деление $^{252}102$ аналогично скорее делению ядер из традиционной области $Cm-Cf$, нежели "аномальному" во многих отношениях (в том числе, и в отношении \bar{v}) делению тяжелых изотопов фермия.

С другой стороны, наблюдаемые нами вариации \bar{v} можно интерпретировать в рамках уже сложившихся представлений о зависимости

этой величины от Z и A делящегося ядра. Поэтому современное состояние вопроса о зависимости \bar{v} от нуклонного состава начального ядра целесообразно обсудить, учитывая всю совокупность полученных к настоящему времени экспериментальных данных.

Систематика \bar{v} для спонтанного деления и деления тепловыми нейтронами ядер с $Z > 90$ показана на рис. 29; сводка численных значений дана в таблице 9. Как следует из рис. 29, по мере перехода в область более тяжелых ядер \bar{v} заметно возрастает. Эта общая тенденция отражает прежде всего увеличение полного энерговыделения реакции Q .

Одной из главных особенностей систематики является неожиданно сильное увеличение \bar{v} с ростом массы делящегося ядра при фиксированном Z [74, 75]. Оно начинается при $A > 242$ и наиболее явно выражено для изотопов Cm и Cf , для которых увеличение является практически линейным с $\Delta\bar{v}/\Delta A \Big|_{\Delta A=2} \sim 0,2$ и продолжается вплоть до $A = 254$. Из энергетического баланса, если характер распределения Q на \bar{E}_k и \bar{E}_x предполагать в этой области ядер неизменным, следует менее сильная зависимость \bar{v} от A при данном Z . С этой особенностью в поведении \bar{v} явно коррелируют [71, 74, 75, 77] изменения полной кинетической энергии осколков: \bar{E}_k отклоняются от приблизительно линейной $(Z^2/A^{1/3})$ -зависимости в сторону меньших значений.

Как и отмечалось в работах [74, 75], эти особенности могут быть связаны с перераспределением Q между \bar{E}_k и \bar{E}_x в результате значительного влияния на разрывную конфигурацию оболочечных эффектов в наиболее вероятных осколках деления. Эти эффекты изменяют упругие свойства ядер-осколков — жесткость по отношению к квадрупольной деформации, которая очень сильно зависит от степени заполнения протонных и, в особенности, нейtronных оболочек [72-77]. В области $A = 244-254$ по мере увеличения числа нейтронов N в делящемся ядре примерно на 3-4 единицы увеличивается масса тяжелого осколка и несколько больше растет масса легкого.

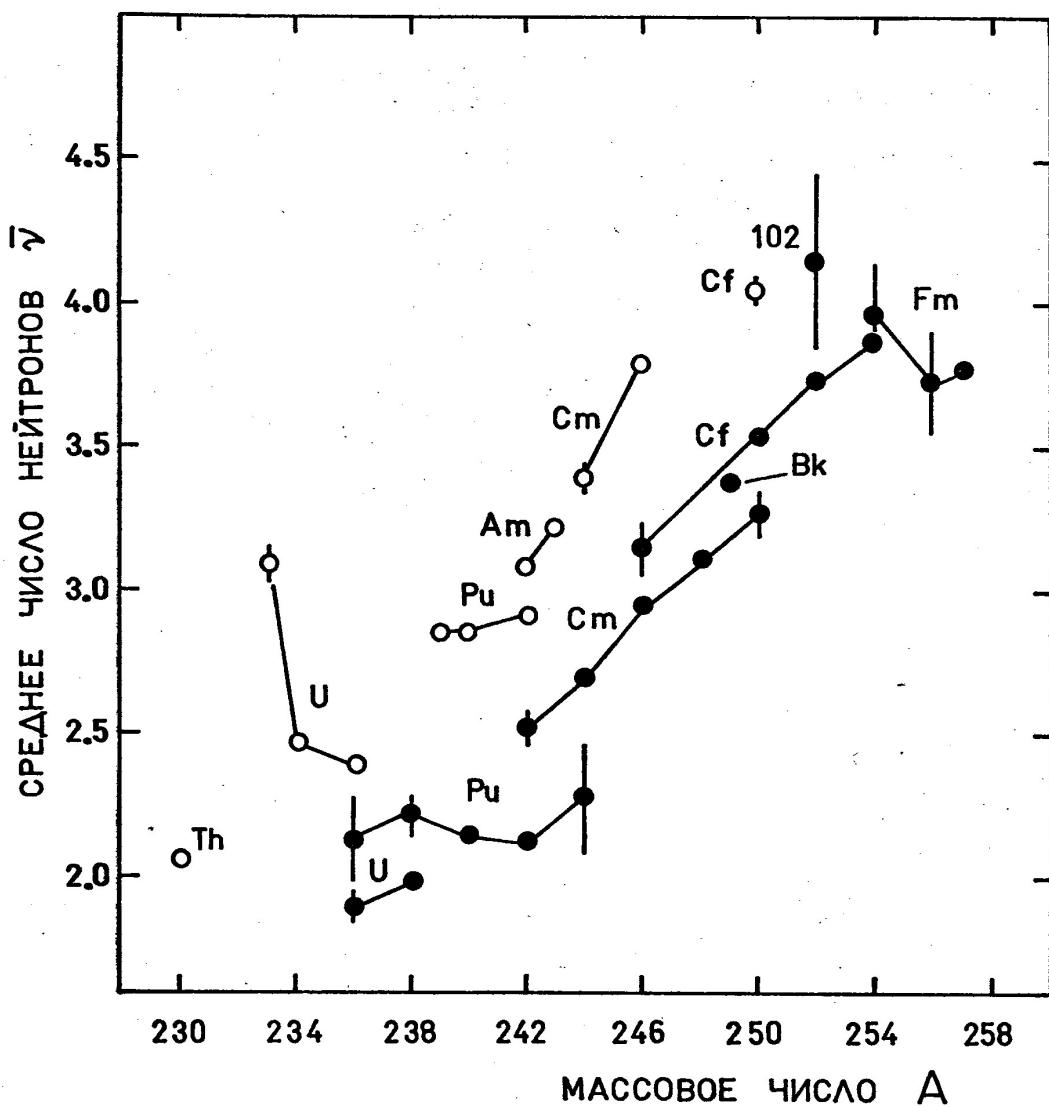


Рис. 29. Зависимость $\bar{\nu}$ от Z и A делящегося ядра: закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами. Сплошные линии, соединяющие экспериментальные точки, обозначают принадлежность изотопов одному элементу.

Таблица 9.

Множественность мгновенных нейтронов при делении тяжелых ядер.

Изотоп	Литература ²⁾	$\bar{\nu}$	Γ_2	δ_{ν}^2
Спонтанное деление				
^{236}U	83	$1,89 \pm 0,05$		
^{238}U	83, 85, I62	$1,98 \pm 0,03$	$0,747 \pm 0,010$	$0,99 \pm 0,06$
^{236}Pu	83, 85	$2,12 \pm 0,13$	$0,809 \pm 0,045$	$1,26 \pm 0,20$
^{238}Pu	83, 85	$2,21 \pm 0,07$	$0,812 \pm 0,010$	$1,29 \pm 0,05$
^{240}Pu	83, 85	$2,14 \pm 0,01$	$0,822 \pm 0,002$	$1,32 \pm 0,01$
^{242}Pu	83, 85	$2,12 \pm 0,01$	$0,821 \pm 0,002$	$1,31 \pm 0,01$
^{244}Pu	83	$2,28 \pm 0,19$		
^{242}Cm	83, 85	$2,51 \pm 0,06$	$0,793 \pm 0,004$	$1,21 \pm 0,03$
$^{244}\text{Cm}^{\text{I})}$	83, 85, I54	$2,69 \pm 0,01$	$0,798 \pm 0,007$	$1,23 \pm 0,05$
$^{246}\text{Cm}^{\text{I})}$	83, 85, I54	$2,93 \pm 0,03$	$0,809 \pm 0,003$	$1,29 \pm 0,03$
^{248}Cm	83, 85, I54	$3,12 \pm 0,01$	$0,819 \pm 0,001$	$1,35 \pm 0,01$
^{250}Cm	83	$3,28 \pm 0,28$		
^{249}Bk	83	$3,39 \pm 0,03$		
$^{246}\text{Cf}^{\text{I})}$	85	$3,14 \pm 0,09$	$0,850 \pm 0,031$	$1,66 \pm 0,31$
^{249}Cf	75	$3,38 \pm 0,40$		
^{250}Cf	83, 85, 98	$3,53 \pm 0,01$	$0,838 \pm 0,002$	$1,51 \pm 0,02$
^{252}Cf	83, 85	$3,735 \pm 0,014$	$0,845 \pm 0,001$	$1,57 \pm 0,01$
^{254}Cf	83, 98	$3,89 \pm 0,02$	$0,845 \pm 0,002$	$1,54 \pm 0,02$
$^{254}\text{Fm}^{\text{I})}$	83, 85	$3,96 \pm 0,19$	$0,843 \pm 0,012$	$1,50 \pm 0,20$
$^{256}\text{Fm}^{\text{I})}$	85, 98	$3,73 \pm 0,18$	$0,897 \pm 0,047$	$2,30 \pm 0,65$
$^{257}\text{Fm}^{\text{I})}$	83, 85, 98	$3,77 \pm 0,02$	$0,911 \pm 0,002$	$2,51 \pm 0,02$
$^{252}\text{I02}^{\text{I})}$	85	$4,15 \pm 0,30$	$0,991 \pm 0,075$	$4,0 \pm 1,3$

Таблица 9 (продолжение)

Изотоп	Литература ²⁾	$\bar{\nu}$	Γ_2	σ_{ν}^2
Деление тепловыми нейтронами				
^{230}Th	83	$2,04 \pm 0,02$		
^{233}U	83	$3,11 \pm 0,06$		
^{234}U	83,85	$2,47 \pm 0,01$	$0,793 \pm 0,002$	$1,21 \pm 0,01$
^{236}U	83,85	$2,39 \pm 0,01$	$0,798 \pm 0,002$	$1,24 \pm 0,01$
^{239}Pu	83	$2,87 \pm 0,02$		
^{240}Pu	83,85	$2,86 \pm 0,01$	$0,822 \pm 0,002$	$1,40 \pm 0,01$
^{242}Pu	83,85	$2,91 \pm 0,01$	$0,819 \pm 0,001$	$1,38 \pm 0,01$
^{242}Am	83	$3,10 \pm 0,02$		
^{243}Am	83	$3,24 \pm 0,02$		
^{244}Cm	83	$3,41 \pm 0,05$		
^{246}Cm	83	$3,81 \pm 0,03$		
^{250}Cf	83	$4,06 \pm 0,04$		

1) Изотопы, для которых множественность мгновенных нейтронов экспериментально изучалась в настоящей работе.

2) Ссылка [85] представляет собой работу автора диссертации, в которой опубликована (1977) систематика значений σ_{ν}^2 . Ссылка [83] — обзор экспериментальных данных о $\bar{\nu}$, выполненный Манеро и Коньшиным (1972). В этих работах можно найти полную библиографию. Здесь другие ссылки даны лишь в тех случаях, когда соответствующие данные были получены позднее и не вошли в [83,85].

ve

С большой вероятностью образуются более "мягкие", легко деформируемые осколки (они удаляются по числу нейтронов от магических с $N_L = 50$ и $N_H = 82$), что постепенно приводит к менее компактной конфигурации делящегося ядра в момент разрыва; при этом более существенным является снижение жесткости тяжелого осколка [74]. Величина \bar{v} как функция Z и A отражает эмиссию нейтронов из отдельных осколков деления, взвешенную по их относительным выходам. В результате она возрастает сильнее, чем этого требует энергетический баланс без учета изменений структурных особенностей наиболее вероятных осколков деления.

Несколько иная интерпретация предложена в работе [77], где она подтверждается расчетами потенциальной энергии системы в точке разрыва, сделанными авторами с учетом оболочечных поправок по методу Струтинского. На рис. 30 по результатам этой работы представлена сумма нейтронной и протонной оболочечных поправок к потенциальной энергии легкого осколка с массой $A_L = A - 142$ в зависимости от массового числа A ряда делящихся ядер с отношением N/Z , соответствующим долине β -стабильности (деформация*) тяжелого осколка с $A_H = 142$ фиксирована, $B_H \approx 0,65$). Видно, что в области $234 \leq A \leq 244$ добавление нейтронов не изменяет деформацию $B_L \sim 0,4$ наиболее вероятного легкого осколка; соответственно \bar{v} и E_K для этих систем не должны сильно зависеть от N при данном Z . Ситуация существенно изменяется при $A > 244$: средняя деформация наиболее вероятного легкого осколка резко смещается и соответствует теперь другому минимуму оболочечной поправки, расположенному при большей деформации, $B_L \sim 0,55$; при дальнейшем увеличении N деформация B_L продолжает увеличиваться вплоть до $B_L \sim 0,7$ при $A = 254$.

* Конфигурация ядра в точке разрыва аппроксимировалась двумя сфероидами; параметр деформации сфероида β связан с его полуосью c и a соотношениями $c = k r_0 A^{1/3} (1 + 2\beta/3)$, $a = k r_0 A^{1/3} (1 - \beta/3)$, где k – константа, сохраняющая неизменным объем ядра.

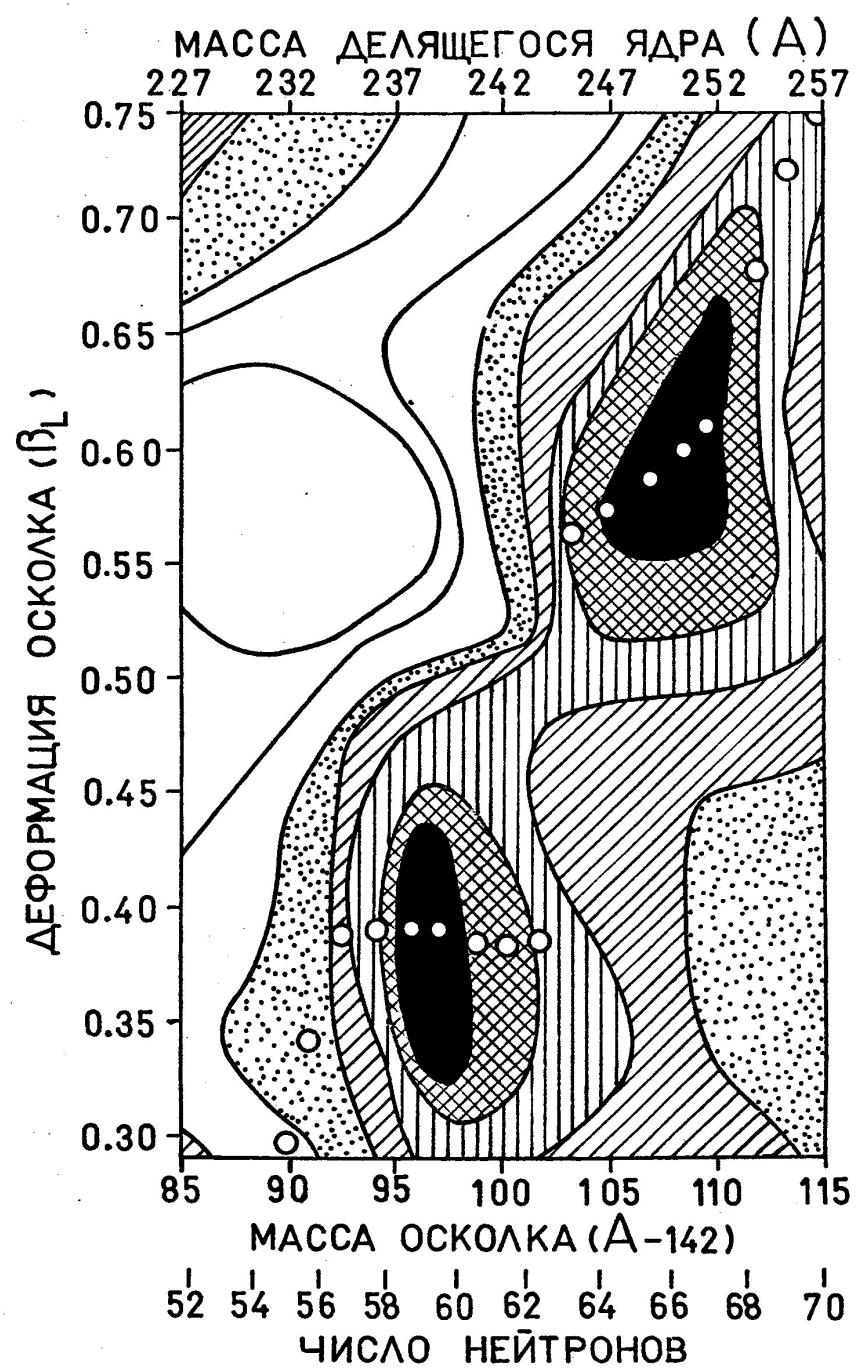


Рис. 30. Сумма нейтронной и протонной оболочечных поправок при различных деформациях β_L легкого осколка, дополнительного к $A_H=142$ при $\beta_H = 0,65$. Открытыми символами показана деформация легкого осколка с массой ($A - 142$), соответствующая минимуму его потенциальной энергии для различных делящихся систем. Рисунок заимствован из работы Уилкинса и др. [77].

Другой важной особенностью систематики является отчетливое замедление роста $\bar{\nu}$ при $A \gg 254$. Для изотопов Fm при $A > 254$, наблюдается даже уменьшение $\bar{\nu}$. Последнее становится еще более очевидным, если принять во внимание исключительно высокие значения средней кинетической энергии осколков $\bar{E}_k \approx 230$ МэВ для спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm , измеренные в работах [97, 163]; столь большие значения \bar{E}_k приводят к оценке $\bar{\nu} \sim 2$ для этих ядер (см. также рис. 23).

Эти эффекты тоже можно связать [75-77] со структурой поверхности потенциальной энергии системы при больших деформациях, подверженной сильному влиянию оболочек. При делении, например, ^{264}Fm глубокий минимум в потенциальной энергии должен появляться для конфигурации двух дважды магических осколков с деформацией $B \sim 0$. Низкая величина B для этого случая хорошо согласуется с тем теоретическим результатом [161], что внешний барьер деления для ^{264}Fm отсутствует, и деформация, которая в рамках этой модели предопределяет распределение масс, имеет много меньшую величину. Она соответствует внутреннему, устойчивому относительно лево-правой асимметрии барьера. В области между ^{254}Fm и ^{264}Fm , конкретно при $N \sim 158$, осуществляется переход от асимметричного распределения масс при достаточно большой деформации B каждого из осколков к симметричному с $B \sim 0$. Вследствие этого, наряду с увеличением степени симметрии массового распределения осколков по мере увеличения массового числа изотопа Fm , наблюдается увеличение \bar{E}_k и, соответственно, замедление роста, а затем и спад $\bar{\nu}$.

Наши измерения $\bar{\nu}$ для $^{252}I02$, эксперименты по определению \bar{E}_k и распределения масс для $^{252}I02$ [109] и $^{262}I05$ ($^{262}I04$) [96] показывают, однако, что обсуждавшиеся выше эффекты имеют место лишь для изотопов Fm и связаны, по-видимому, со спецификой протонной конфигурации $Z = 2 \times 50 = 100$. Ядра с $Z > 100$ снова делятся асимметрично и при этом $\bar{\nu}$ и \bar{E}_k не испытывают каких-либо заметных аномалий.

(Z , A)-вариации \bar{V} при делении ядер тепловыми нейтронами в целом подобны тем, что наблюдаются при спонтанном делении. Сопоставление по данным таблицы 9 значений \bar{V} для спонтанно деления и деления тепловыми нейтронами ядер с одинаковыми Z и A , которое возможно сейчас для 6 случаев, показывает, что возбуждение ядра на величину энергии связи нейтрона приводит к увеличению \bar{V} в среднем на 0,7 единиц; это увеличение несколько варьируется от ядра к ядру. Таким образом, основная часть (примерно $\frac{3}{4}$) добавочной энергии переходит в энергию возбуждения осколков, и лишь малая доля проявляется в увеличении их кинетической энергии. Это означает, что большая часть добавочной потенциальной энергии, доступной при спуске от вершины барьера к точке выхода "из барьера" при спонтанном делении, превращается во внутреннюю энергию возбуждения. Несмотря на возможность изменения составляющих энергетического баланса по другим причинам (перераспределение масс, зарядов осколков и т.д.), которые сильно усложняют подобный анализ, можно полагать [14, 44, 57], что процесс спуска от седловой точки к точке разрыва характеризуется вполне ощутимым обменом энергией между коллективными и одночастичными степенями свободы.

Как было показано в главе I, для спонтанного деления ядер в области ^{252}Cf внутренняя энергия возбуждения системы в точке разрыва не превышает 7-10 MeV или 20% от экспериментального значения полной энергии возбуждения осколков. Основная же ее часть обусловлена энергией деформации, которая сильно зависит от оболочечной структуры наиболее вероятных осколков и, следовательно, от Z и N начального ядра. Поэтому проведенное выше обсуждение систематики \bar{V} , казалось бы, не оставляет много места для включения эффектов диссипации. Однако это обсуждение носит, в основном, качественный характер.

Поскольку деформация системы вблизи точки разрыва дает основной вклад в полную величину средней энергии возбуждения осколков,

тщательное исследование конфигурации делящегося ядра в момент разрыва на основе экспериментальных данных разного типа остается безусловно актуальной задачей. С другой стороны, очень важными в этом отношении являются также теоретические исследования поверхности потенциальной энергии при предельно больших деформациях, в особенности те, в которых рассматривается переход от непрерывной формы к системе двух разделенных осколков. Даже в простом статическом случае точность расчетов подобного типа в настоящее время весьма ограничена; соответственно необходимая основа для количественной интерпретации экспериментальных данных отсутствует.

Окончательный выбор конфигурации ядра в точке разрыва должен следовать, конечно, из полного динамического расчета, поскольку точка разрыва не является стационарной на поверхности потенциальной энергии, и в статических расчетах остается открытым вопрос об инвариантности потенциальной энергии относительно выбора параметров, определяющих форму ядра [30]. В этом состоит принципиальная сложность задачи. Вместе с тем, статические расчеты составляют необходимый фундамент для построения полной картины механизма возбуждения осколков и по ряду аргументов могут служить неплохим первым приближением.

Успехи статики деления в области нескольких меньших деформаций, о которых шла речь в главе I, позволяют надеяться на значительное улучшение в будущем расчетов также и в окрестности точки разрыва. Тогда, с привлечением экспериментальных данных о кинетической энергии и энергии возбуждения осколков, появится возможность более надежно выделить статические свойства ядерной конфигурации в момент разрыва и далее исследовать величину и (Z, A, E^*)-зависимость остаточных эффектов, имеющих динамическую природу. Все в целом создаст основу для более глубокого, количественного обсуждения проблемы распределения энергии на последних стадиях деления в области известных ядер и обеспечит реальные предпосылки для более надежных предсказаний за ее пределами.

§ 5. Дисперсия полного числа нейтронов, испускаемых при делении, и ее зависимость от начальных параметров делящегося ядра.

Множественность мгновенных нейтронов, сопровождающих деление ядер, характеризуется распределением вероятностей P_n эмиссии точно ν нейтронов на акт деления. Поскольку главная информация о распределении содержится в первых двух-трех его моментах, ниже мы рассмотрим в основном вопрос о дисперсии распределения P_n , а о более тонких деталях формы сделаем лишь некоторые замечания.

Дисперсия распределения P_n лишь в малой степени обусловлена статистическим характером эмиссии нейтронов из возбужденных осколков. Так, из экспериментальных данных о функциях возбуждения (xn)-реакций с тяжелыми ионами можно получить оценку $\sigma_n^2(E^*=\text{const})$: 0,2 – 0,3 при энергии возбуждения компаунд-ядра $E^* \approx 30\text{--}40$ МэВ. Такая же оценка следует из расчетов процесса девозбуждения осколков деления методом Монте-Карло [I64] и из более общего теоретического рассмотрения статистических флуктуаций числа частиц, испаряемых возбужденными ядрами [I65]. По сравнению с этим наблюдаемая на опыте дисперсия распределения P_n больше примерно на порядок. Следовательно, дисперсия числа нейтронов деления σ_n^2 вызвана, в первую очередь, дисперсией самой энергии возбуждения осколков, возникающей при коренном преобразовании ядра в процессе деления.

Если средняя величина энергии возбуждения осколков определяется в основном деформацией системы вблизи точки разрыва, то дисперсия энергии возбуждения означает, по-видимому, существенные флуктуации формы разрывной фигуры. В таком случае величина дисперсии в принципе заключает в себе дополнительные сведения о ландшафте потенциальной энергии предельно деформированного ядра, например, о характере изменений поверхности потенциальной энергии вдоль координат, не связанных с общим удлинением ядра.

Первая попытка проанализировать (Z, A) -зависимость распределения числа нейтронов деления P_{ν} принадлежит Терреллу [166, 64]. Он предположил, что: 1) нейтроны могут испускаться осколками деления всегда, когда это энергетически возможно; 2) эмиссия любого нейтрона из любого осколка снижает его энергию возбуждения на постоянную величину E_0 ; 3) суммарная энергия возбуждения двух первичных осколков имеет гауссовское распределение с дисперсией $\sigma^2 E_{\nu}$. При этих предположениях Террелл показал, что распределение P_{ν} в кумулятивной форме приближенно можно представить в виде

$$\sum_{n=0}^{n=\nu} P_n = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{(\nu - \bar{\nu} + 1/2 + \delta)/\sigma} \exp(-t^2/2) dt , \quad (3.2)$$

где $\delta < 10^{-2}$ — малая константа, вводимая для наилучшего согласования с опытом, а $\sigma \approx \sqrt{\sigma_{\nu}^2 - 1/12}$. Оказалось, что все экспериментальные данные, на которых основывался Террелл, хорошо описывались распределением (3.2) с одной и той же величиной параметра $\sigma = 1,08$; исключение составлял ^{252}Cf (спонтанное деление), для которого необходимо было использовать $\sigma = 1,21$. Для E_0 была получена оценка $6,7 \pm 0,7$ МэВ, и при этом величина дисперсии суммарной энергии возбуждения осколков, определенная как $\sigma^2 E_{\nu}^2$, находилась в разумном согласии с результатами непосредственных измерений дисперсии полной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_K}^2$.

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, приводят к существенно иным выводам. В первую очередь это относится к (Z, A) -зависимости формы распределения P_{ν} . Сравнение формы распределений P_{ν} , представленных на рис. 19, 22 и 25, показывает, что по мере перехода от изотопов Cm в область более тяжелых ядер наряду со смещением центра тяжести распределения ($\bar{\nu}$) наблюдается значительное увеличение его ширины. Более явно эта тенденция следует из рис. 31, где приведена совокупность полученных нами экспериментальных значений $\bar{\nu}$ и σ_{ν}^2 . Видно, что с ростом

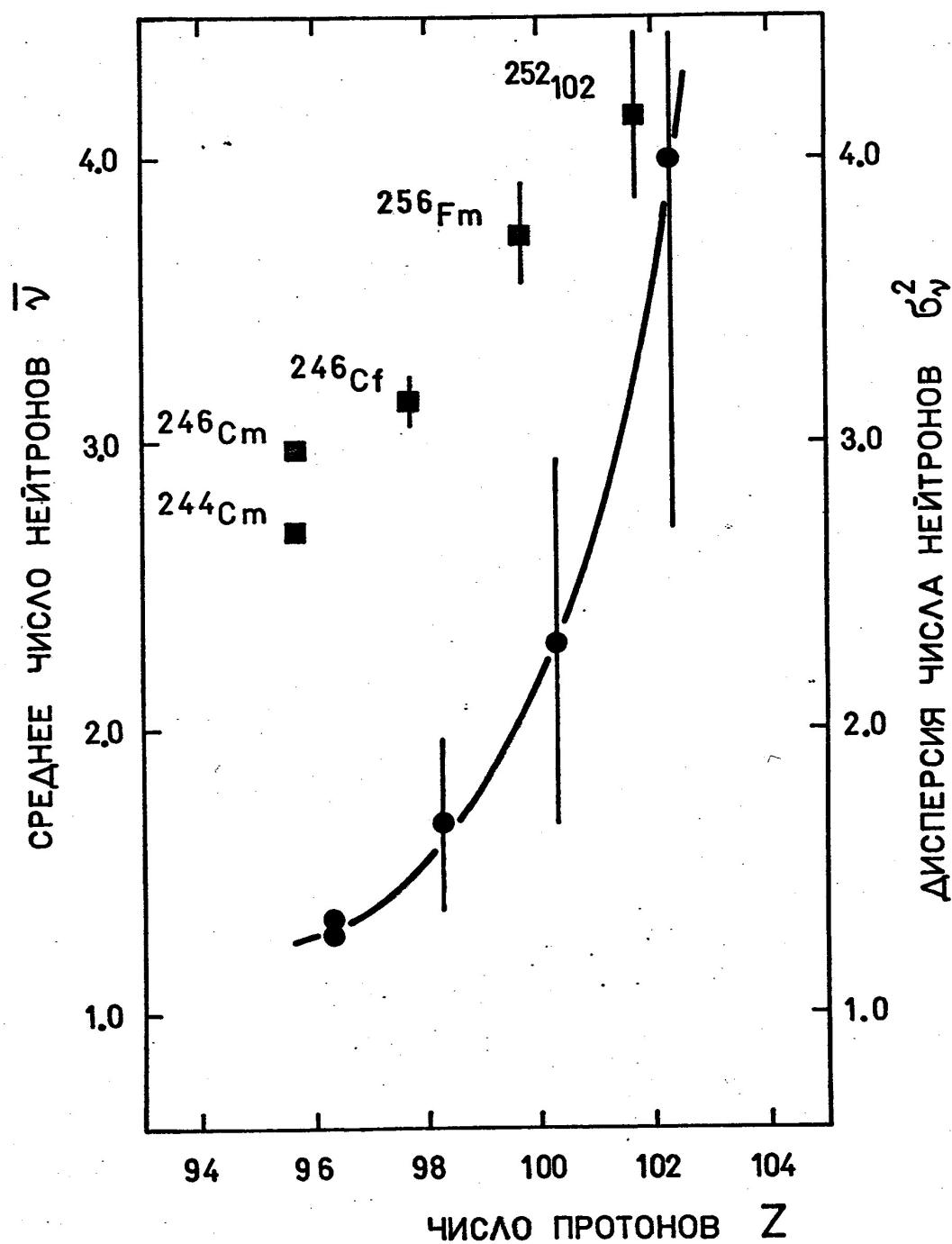


Рис. 3I. Совокупность экспериментальных данных о \bar{v} (■) и σ_v^2 (●), полученных в настоящей работе ($\bar{v} = 2,69 \pm 0,01$ для спонтанного деления ^{244}Cm принято в качестве стандарта).

Z от 96 до 102 дисперсия может увеличиваться в три раза, в то время как \bar{v} изменяется на 40-50%. Таким образом, результаты экспериментов в области самых тяжелых ядер оказываются в противоречии с прочно установленным в литературе после работ Террелла [64, I66] мнением о том, что (Z, A, E^*) -вариации σ_n^2 незначительны.

Необычная и достаточно ясно выраженная тенденция изменений σ_n^2 , проявившаяся в наших экспериментах, потребовала пересмотреть систематику значений этой величины и на такой основе более тщательно проанализировать зависимость дисперсии числа нейтронов от начальных параметров делящегося ядра.

Экспериментальные данные о дисперсии числа нейтронов при спонтанном делении и делении ядер тепловыми нейтронами, опубликованные к настоящему времени, представлены в таблице 9. Исходной для определения σ_n^2 являлась величина Γ_2 , не зависящая от эффективности регистрации нейтронов^{*)}. Ее значения, использованные для определения σ_n^2 , также содержатся в таблице 9.

Систематика σ_n^2 показана на рис. 32. Видно, что дисперсия числа нейтронов деления испытывает значительные изменения при переходе от одного ядра к другому; даже в области $U-Cf$ наблюдаемые вариации σ_n^2 выходят далеко за пределы ошибок измерений. Поэтому, в противовес выводам Террелла [I66, 64], исключением из правила скорее является слабая зависимость σ_n^2 от Z и A для изотопов плутония и кюрия, нежели большое значение этой величины для ^{252}Cf . Сравнение рис. 29 и рис. 32 показывает, что поведение σ_n^2 при изменении начальных параметров делящегося ядра существенно отличается от характера изменения \bar{v} . В целом по данным таблицы 9 и рис. 32 можно сделать вывод о том, что дисперсия числа нейтронов в гораздо большей степени зависит от числа протонов Z , чем от

^{*)} Если для одного и того же ядра в литературе имелось несколько значений Γ_2 , то проводилось их усреднение с учетом ошибок отдельных результатов, и дисперсия определялась по средневзвешенному значению Γ_2 .

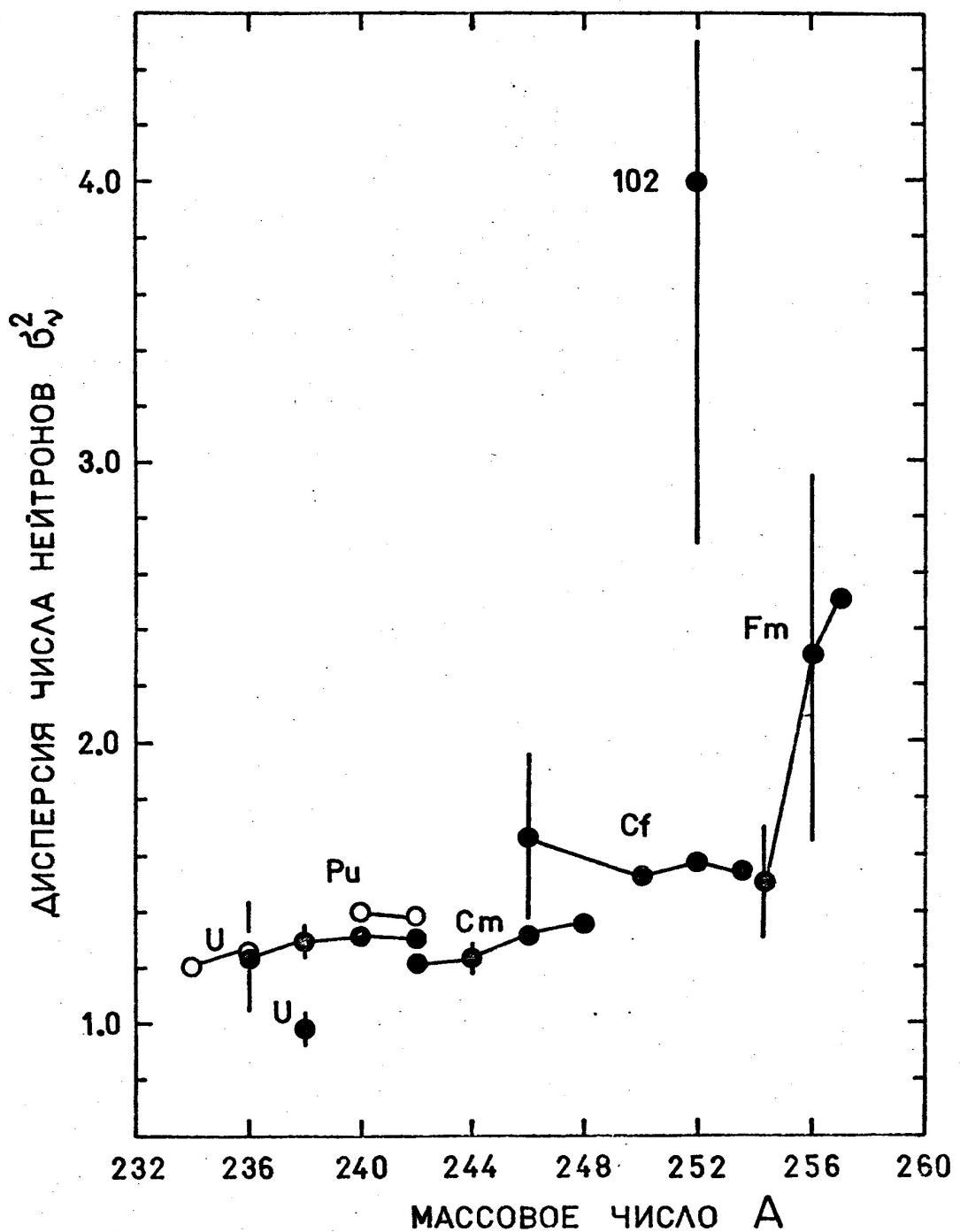


Рис. 32. Зависимость дисперсии полного числа нейтронов σ_n^2 от Z и A делящегося ядра: закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейtronами. Сплошные линии, соединяющие экспериментальные точки, обозначают принадлежность изотопов одному элементу.

полного числа нуклонов в делящемся ядре. Напротив, зависимость \bar{v} от массового числа A является столь же существенной, как и зависимость \bar{v} от Z , если рассматривать весь диапазон $90 \leq Z \leq 102$ экспериментально исследованных ядер.

Для того, чтобы более наглядно проследить Z -зависимость дисперсии числа нейтронов, усредненное значение σ_n^2 по A для каждого данного Z , отдельно для случаев спонтанного и вынужденного деления. Как следует из рис. 33, эта зависимость в целом является чрезвычайно резкой; лишь в области $Z = 94-96$ наблюдается "аномалия". На этом участке Z -зависимость σ_n^2 существенно ослабляется и, возможно, становится немонотонной: переход от $Z = 94$ к $Z = 96$ (спонтанное деление) сопровождается понижением σ_n^2 — небольшим, но, по-видимому, выходящим за пределы ошибок эксперимента (см. таблицу 9). Скорее всего, эта "аномалия" и ответственна за устаревшее в литературе после работ Террелла мнение о слабой (Z, A, E^*) -зависимости σ_n^2 . Однако данные, на которых основывалась Террелл, были ограничены областью $Z = 92-96$ (за исключением ^{252}Cf), и большие экспериментальные погрешности этих данных не давали оснований для разделения случаев спонтанного и вынужденного деления. Поэтому вывод о слабой (Z, A, E^*) -зависимости распределения числа нейтронов P_n и являлся единственно оправданным. Вместе с тем, из рис. 32 и рис. 33 видно, что при вынужденном делении, по сравнению со спонтанным, σ_n^2 возрастает. Увеличение σ_n^2 для $Z = 94$ снова невелико, однако оно безусловно следует из прецизионных измерений Болдемана [129, 167, 168].

Таким образом, новые экспериментальные данные, полученные для изотопов Cf , Fm и 102-го элемента, оказываются весьма существенными для выяснения общей картины изменений σ_n^2 . Отметим, что экстремально большое значение σ_n^2 для спонтанного деления $^{252}\text{I02}$ хорошо укладывается в тенденцию, намеченную результатами более точных измерений для $Z = 96, 98$ и 100.

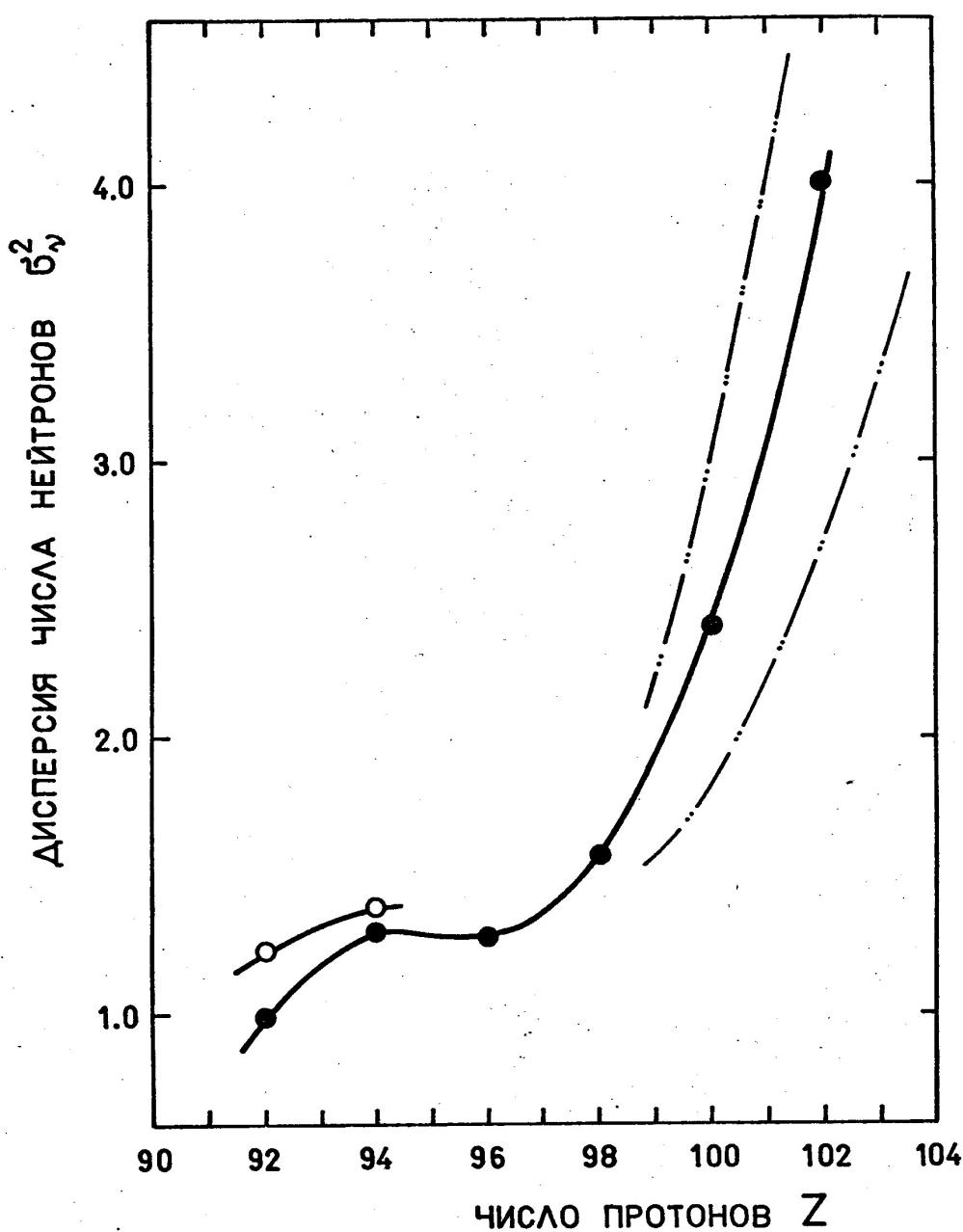


Рис. 33. Z -зависимость дисперсии полного числа нейтронов S_n^2 : закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами. Штрих-пунктирными линиями намечен коридор ошибок при $Z > 98$; при $Z \leq 98$ ошибки несущественны. Сплошные линии, соединяющие экспериментальные точки, лишь подчеркивают идею изменения S_n^2 с Z и не имеют какого-либо другого смысла. Последнее относится также к последующим рисункам 35–37 и 39–41.

Интересно определить, в какой степени соотношение Террелла (3.2) удовлетворяет экспериментальным значениям P_ν , если теперь в качестве параметра ζ для каждого данного случая деления использовать свое значение величины $\zeta = \sqrt{\zeta_\nu^2 - 1/12}$, найденное экспериментально. Расчеты, проведенные нами для ^{246}Cm , ^{246}Cf и ^{256}Fm , показали, что отклонения вычислений по соотношению (3.2) вероятностей P_ν от экспериментальных в среднем не превышают 50–60% от ошибки измерения последних. Это означает, что в области максимума распределения соотношение (3.2) описывает экспериментальные данные с точностью не хуже 5–10%; однако на краях распределения точность ухудшается в несколько раз. Наиболее прецизионно распределение P_ν измерено для спонтанного деления ^{252}Cf [129, 167, 168]; в этом случае статистическая точность экспериментальных данных обеспечивает вывод о том, что расхождение экспериментальных и расчетных значений P_ν составляет $\approx 5\%$ для $\nu = 2-6$ и увеличивается до 40% и 80% соответственно для $\nu = 8$ и $\nu = 0$. Отметим, что распределение P_ν характеризуется небольшой асимметрией $\gamma = \mu_\nu / \zeta_\nu^3$, где $\mu_\nu = \sum \nu (\nu - \bar{\nu})^3 P_\nu$. Коэффициент γ определяется из эксперимента с очень большой ошибкой, однако если воспользоваться наиболее точными данными [168], то для ^{252}Cf можно получить $\gamma \approx 0,14 \pm 0,04$, т.е. распределение P_ν несколько вытянуто в сторону больших ν .

Экстраполяция Z -зависимости дисперсии числа нейтронов, представленной на рис. 33, дает величину $\zeta_\nu^2 \sim 5-6$ для $Z = 104$. Представляет принципиальный интерес вопрос о возможной величине ζ_ν^2 для деления еще более тяжелых и сверхтяжелых ядер, лежащих вблизи классического предела стабильности относительно спонтанного деления. Модель жидкой капли [37, 38] предсказывает, что для ядер с параметром делимости $x \rightarrow I$ дисперсия энергетических распределений осколков ζ_E^2 если не стремится к бесконечности, то,

во всяком случае, необычайно сильно возрастает при $\chi > 0,95$. Качественно это можно понять: в концепции жидкой капли при $\chi \approx 1$ ядро теряет всякую жесткость по отношению к деформациям простейших типов. С другой стороны, экспериментальные данные показывают, что существенный рост дисперсии энергии возбуждения осколков начинается уже при $\chi > 0,82$, там, где модель жидкой капли дает еще очень слабое увеличение σ_v^2 . Поэтому вполне вероятно, что величина σ_v^2 для деления сверхтяжелых ядер может быть значительно больше, чем для деления ядер из известной области.

Вопрос о дисперсии числа нейтронов при делении сверхтяжелых ядер имеет и более прямое практическое значение. При поисках сверхтяжелых элементов в природе широко используется [27, 93, 135] метод детектирования случаев множественного испускания нейтронов в образце достаточно большой массы, когда возможность регистрации нейтронов в совпадении с осколками отсутствует. Нетрудно видеть, что для оценки \bar{N} в таких случаях использование конкретных предположений о форме распределения P_v является неизбежным, и при этом следует принимать во внимание возможность значительно увеличенных по сравнению с обычными ядрами значений σ_v^2 .

Вместе с тем, в последние годы существенно укрепилась основа для дальнейшего развития экспериментальных исследований спонтанного деления ядер в области $Z > 102$. Это связано с успехами в работах по синтезу новых трансфермийевых элементов и изотопов, с одной стороны, и с сооружением ускорителей тяжелых ионов следующего поколения — с другой. Так, в экспериментах [105, 114] был синтезирован первый спонтанно делящийся изотоп 105-го элемента (нильсбория) с массовым числом 261 ($T_{1/2} = 1,8$ с, относительная вероятность спонтанного деления $\approx 20\%$). В 1974–75 г.г. Оганесяном с сотр. [169] с использованием нового метода синтеза трансфермийевых ядер, основанного на образовании слабовоизбужденных ($E_{min}^{X*} \approx 20$ МэВ)

компаунд-ядер при облучении мишней из изотопов вблизи дважды магического ^{208}Pb ионами с $A > 40$, был получен ряд новых нейтронодефицитных нуклидов с $Z = 104-107$. Такие из них, как ^{255}Ku , ^{257}Ns имеют времена жизни в области секунд и с большой вероятностью испытывают спонтанное деление. Наконец, совсем недавно Друин с сотр. [170] обнаружили спонтанное деление изотопа $^{263}\text{I}^{106}$ ($T_{1/2} \approx 10$) и показали, что оно является преобладающим способом распада (относительная вероятность $\approx 70\%$). Интенсивные пучки тяжелых ионов, которые обеспечит вводимый в строй действующих циклотрон У-400, позволят получать эти ядра в количествах, достаточных не только для идентификации, но и для изучения основных характеристик спонтанного деления. В этом заключается перспектива экспериментальных исследований, начатых в настоящей работе!

✓Х

ГЛАВА IV. ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ СЛАВОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ.

На основе экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, мы пришли к выводу о существенной зависимости дисперсии числа нейтронов (или суммарной энергии возбуждения осколков) от числа протонов Z в делящемся ядре или его параметра делимости x . Вместе с тем хорошо известно, что величины \bar{v} и \bar{E}_k испытывают сильную (анти)корреляцию. Поэтому представлялось важным и необходимым расширить рамки анализа и обобщить его, включив в рассмотрение также дисперсию полной кинетической энергии осколков; построить систематику значений $\sigma_{E_k}^2$, проверить согласованность изменений σ_v^2 и $\sigma_{E_k}^2$ и сравнить экспериментальные данные с предсказаниями теории. Такой анализ в широкой области ядер с $90 \leq Z \leq 102$, $230 \leq A \leq 259$ и $0,75 \leq x \leq 0,87$ для $E^* = 0$ (спонтанное деление) и $E^* = 6,5$ МэВ (деление тепловыми нейtronами) был сделан автором в работах [85, 86]. Основные его результаты кратко представлены ниже.

§ I. Дисперсия полной кинетической энергии осколков деления.

По определению

$$\sigma_{E_k}^2 = \int (E_k - \bar{E}_k)^2 N(E_k) dE_k, \quad (4.1)$$

где $\bar{E}_k = \int E_k N(E_k) dE_k$ — средняя полная кинетическая энергия осколков, а $N(E_k)$ — нормированное распределение полной кинетической энергии, измеряемое непосредственно. В первом приближении $N(E_k)$ достаточно хорошо описывается распределением Гаусса, поэтому для оценки $\sigma_{E_k}^2$ часто используется просто ширина экспериментальной кривой $N(E_k)$ на полувысоте, для распределения Гаусса равная $2,35 \sigma_{E_k}$.

Способ построения систематики $\sigma_{E_k}^2$, таблица численных значений и анализ точности измерений этой величины даны в приложении Б. Отметим лишь, что в среднем точность определения абсолютных значений $\sigma_{E_k}^2$ составляет 10-15%, и это следует учитывать при обсуждении систематики.

(Z, A)-зависимость дисперсии полной кинетической энергии осколков деления представлена на рис. 34. Обращает на себя внимание масштаб изменений: при переходе от ^{230}Th к ^{257}Fm дисперсия увеличивается в 4 раза, в то время как средняя кинетическая энергия осколков изменяется всего на 20%. Как и дисперсия числа нейтронов, $\sigma_{E_k}^2$ гораздо сильнее зависит от числа протонов Z в делящемся ядре, чем от его массового числа A . Поэтому мы снова усредним значения $\sigma_{E_k}^2$ по A для каждого данного Z отдельно для случаев спонтанного и вынужденного деления. Результат показан на рис. 35. Видно, что и для спонтанного деления, и для деления тепловыми нейтронами зависимость в целом выражена необычайно резко.

В области $Z = 94-96$ для вынужденного деления наблюдается ослабление зависимости, она испытывает здесь двойной перегиб. Сведения о $\sigma_{E_k}^2$ для спонтанного деления изотопов плутония, к сожалению, количественно не надежны. По результатам работ [171, 172] $\sigma_{E_k}^2$ для вынужденного и спонтанного деления ^{240}Pu [171] и ^{242}Pu [172] отличаются не более чем на 5-10 МэВ², что заведомо лежит в пределах ошибок эксперимента. Данные же [173] дают для $^{240}Pu(sf)$ увеличение $\sigma_{E_k}^2$ на 45 МэВ² по сравнению с $^{239}Pu(n_{th}, f)$, однако эта разность определена по результатам двух отдельных экспериментов, далеко не тождественных в методическом отношении. Вместе с тем сравнение Z -зависимостей σ_{γ}^2 и $\sigma_{E_k}^2$ на рис. 36 показывает, что характер изменения этих величин практически одинаков как при спонтанном, так и при вынужденном делении. Поэтому вполне вероятно, что правильную тенденцию - неизменность или очень слабое

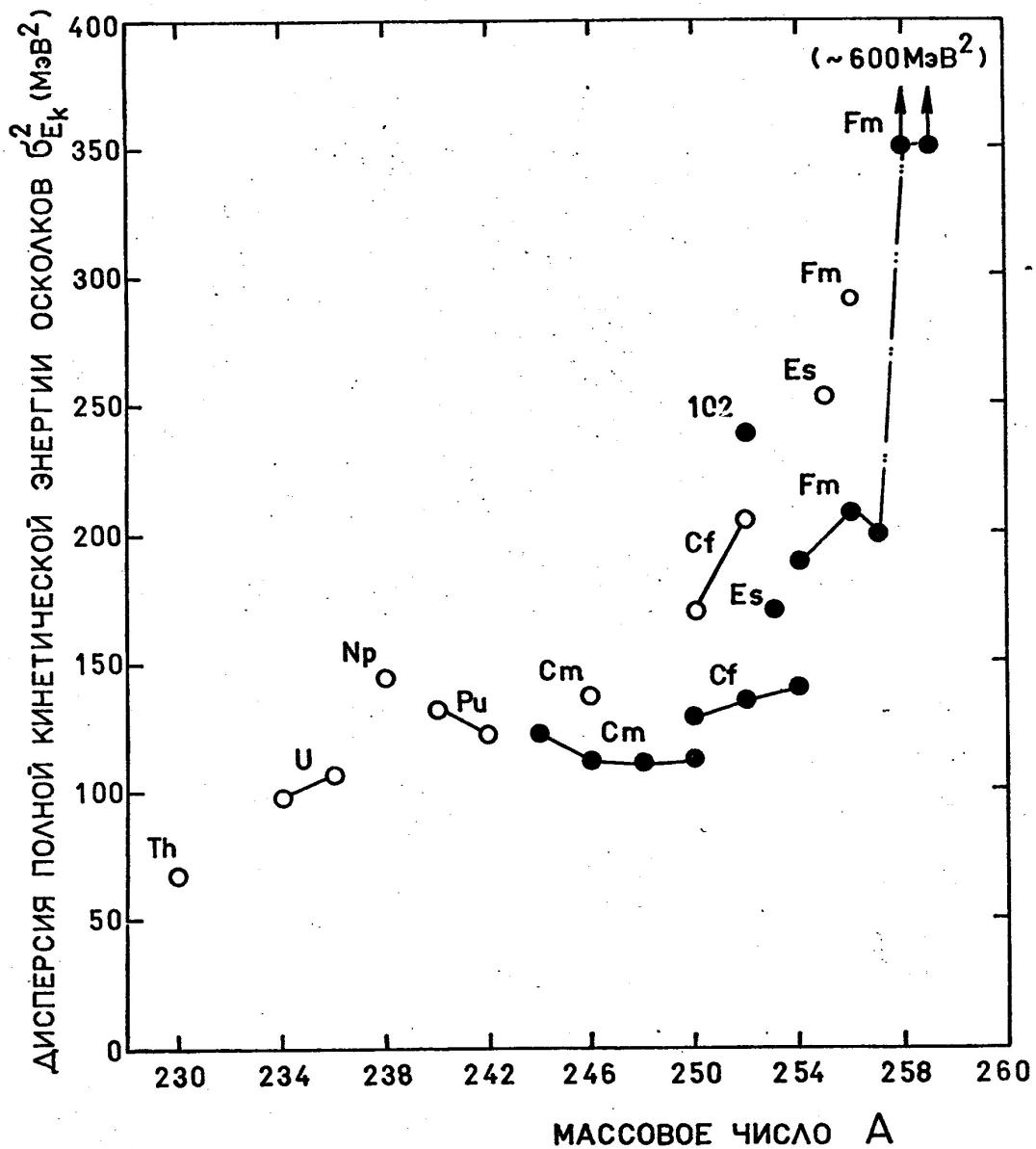


Рис. 34. Зависимость дисперсии полной кинетической энергии осколков деления $\sigma_{E_k}^2$ от Z и A делящегося ядра: закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами. Линии, соединяющие экспериментальные точки, обозначают принадлежность изотопов одному элементу.

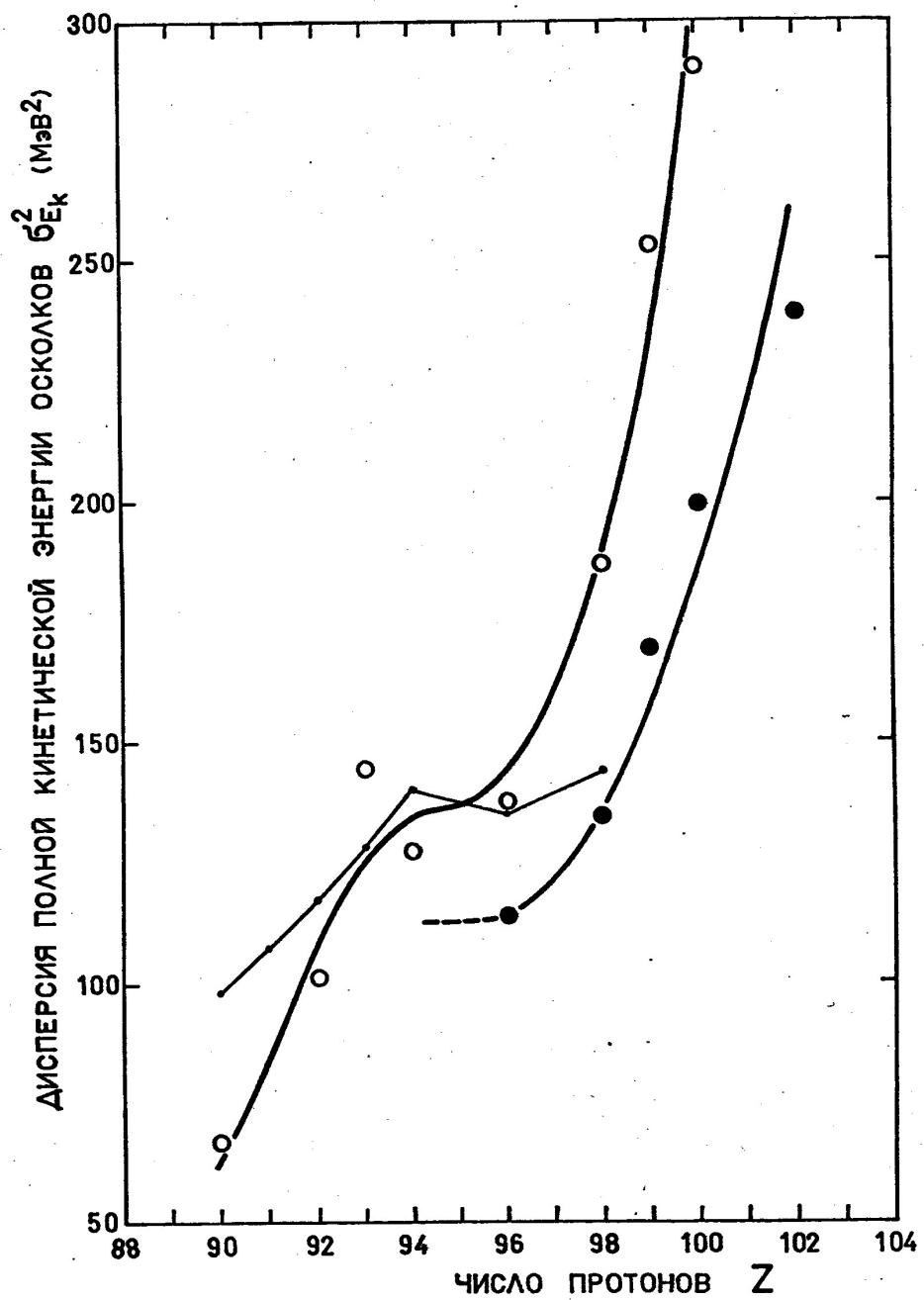


Рис. 35. Z - зависимость дисперсии полной кинетической энергии осколков деления $\sigma_{E_K}^2$: закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами. Тонкая сплошная линия проведена по результатам анализа, выполненного в работе [Г74].

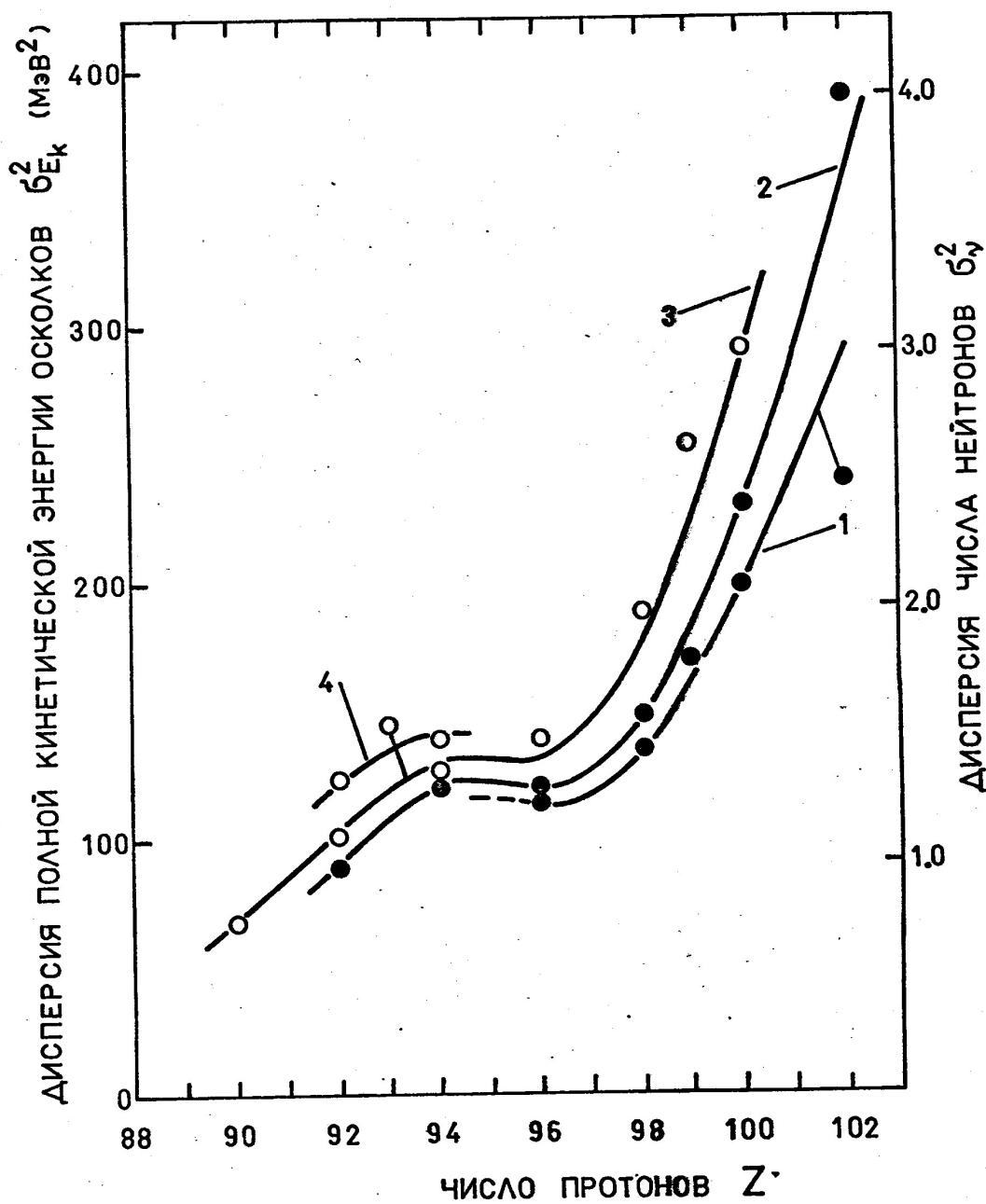


Рис. 36. Сравнение Z -зависимостей дисперсии полной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$ (кривые 1 и 3) и дисперсии полного числа нейтронов деления σ_ν^2 (кривые 2 и 4).

понижение $\sigma_{E_k}^2$ от $Z = 94$ к $Z = 96$ и очень малое изменение при переходе от $E^* = 0$ к $E^* = 6,4$ МэВ при $Z = 94$ - дают измерения дисперсии числа нейтронов (см. таблицу 9, рис. 32 и рис. 33); это позволяет провести пунктир на рис. 35 и 36. Таким образом, анализ совокупности имеющихся экспериментальных данных не вызывает сомнения в существовании "аномалий" Z -зависимости $\sigma_{E_k}^2$ при $Z \sim 94$ и для спонтанного деления.

Анализ Z -зависимости дисперсии полной кинетической энергии осколков в интервале $90 \leq Z \leq 98$ проводился также ранее в работе [I74]. Как следует из рис. 36, тенденция изменения $\sigma_{E_k}^2$ в этом диапазоне Z по данным [I74] очень похожа на представленную нами. Однако, исходя из результатов по изотопам плутония, авторы [I74] считали, что изменение энергии возбуждения на ≈ 6 МэВ практически не оказывает влияния на величину $\sigma_{E_k}^2$, и не разделяли данные для спонтанного деления, деления тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами. Это, по-видимому, и привело к "насыщению" $\sigma_{E_k}^2$ при $Z > 94$. Если же спонтанное и вынужденное деление рассматривать по отдельности, то кривые Z - зависимостей $\sigma_{E_k}^2$ для этих двух случаев хорошо разделяются.

Специально следует отметить случай изотопов Fm . Величина $\sigma_{E_k}^2$ для этих ядер заметно больше, чем для изотопов Cf . Однако, если в случае Cf дисперсия $\sigma_{E_k}^2 \approx 135$ МэВ² и практически не изменяется при переходе от $A = 250$ к $A = 256$, то для спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm в работах [97, I63] сообщаются значения $\sigma_{E_k}^2 > 600$ МэВ², что в три раза больше, чем для изотопов Fm с $A = 254, 256$ и 257 (см. таблицу в приложении Б и рис. 34). Уже упоминалось, что также и $\bar{E}_k \approx 230$ МэВ для этих двух случаев деления отклоняется примерно на 30 МэВ и от зависимости типа ($Z^2/A^{1/3}$) и от систематики экспериментальных значений \bar{E}_k [71, I09, I75]; отклонение такого масштаба не наблюдается ни в каком другом случае. С другой стороны, в экспериментах [97, I63] ^{258}Fm и ^{259}Fm

образуются в неразделимой смеси с ^{256}Fm , вклад которого составляет 30–50% от общего числа событий (≈ 500); так что и ошибки в определении $\sigma_{E_K}^2$ здесь, пожалуй, экстремальны. Вместе с тем, нельзя исключить и физические причины существенного увеличения $\sigma_{E_K}^2$ при $A = 258, 259$, подобно тому, как это имеет место для \bar{E}_K . Если дисперсия здесь действительно сильно возрастает, то это свидетельствовало бы о важном влиянии оболочечных эффектов не только на \bar{E}_K , но также и на $\sigma_{E_K}^2$, вносящем структуру в более или менее плавную тенденцию к росту дисперсии при увеличении Z .

§ 2. О корреляции между дисперсией энергетических и структурой массовых распределений осколков деления.

В рассматриваемой нами области ядер с $Z = 90\text{--}102$ сильные вариации испытывает также структура массового распределения осколков деления. Поэтому необходимо установить, в какой степени величины σ_{ν}^2 и $\sigma_{E_K}^2$ могут быть связаны с дисперсией масс осколков и с зависимостью средних значений суммарной энергии данной пары осколков от отношения их масс.

Определим, какой вклад в σ_{ν}^2 вносит фактор, обусловленный зависимостью $\bar{\nu}(A_1, A_2) = \bar{\nu}(A_1) + \bar{\nu}(A_2)$ от способа деления: известно, что в области симметричного, а также сильно асимметричного деления величина $\bar{\nu}(A_1, A_2)$ может существенно отличаться от $\bar{\nu}$. Для случая ^{235}U (n_{th} , f), например, $\bar{\nu}(A_1, A_2)$ достигает 4,5 при $A_1 \approx A_2$ [62], что существенно превышает $\bar{\nu} = 2,4$, в то время как для спонтанного деления ^{257}Fm имеет место обратная ситуация, с $\bar{\nu}(A_1, A_2) \approx 1$ в симметричной области при $\bar{\nu} = 3,77$ [98]. Нетрудно показать, используя определение σ_{ν}^2 , что в общем случае

$$\sigma_{\nu}^2 = \sum_{A_1} \left\{ \sigma_{\nu}^2(A_1, A_2) + [\bar{\nu} - \bar{\nu}(A_1, A_2)]^2 \right\} Y(A_1), \quad (4.2)$$

где $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ – дисперсия полного числа нейтронов, испускаемых

также!

- 140 -

двумя дополнительными осколками A_1 и A_2 (причем $A_1 + A_2 = A$ – масса делящегося ядра), $Y(A_1)$ – первичное (до эмиссии нейтронов) распределение масс, $\sum Y(A_1) = 1$.

Величину $\sum_{A_1} [\bar{v} - \bar{v}(A_1, A_2)]^2 Y(A_1)$ можно достаточно точно вычислить, используя соответствующие экспериментальные данные, на крайней мере для деления изотопов урана и плутония тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf . Это позволяет получить сведения о $\langle \sigma_v^2(A_1, A_2) \rangle$, т.е. усредненной по массовому распределению дисперсии числа нейтронов $\sigma_v^2(A_1, A_2)$. Величина же $\langle \sigma_v^2(A_1, A_2) \rangle$ не отыскана толькмъ добавкой, более непосредственно связана с механизмом образования суммарной энергии возбуждения осколков, чем σ_v^2 ; именно ее зависимость от начальных параметров делящегося ядра и представляла бы наибольший интерес.

Такие расчеты были проделаны нами для ^{235}U (n_{th}, f) и спонтанного деления ^{256}Fm с использованием экспериментальных данных [61, 65, 71]. В первом случае величина $\sum_{A_1} [\bar{v} - \bar{v}(A_1, A_2)]^2 Y(A_1)$ составила примерно 0,02, или 1,7% от σ_v^2 , а во втором – около 0,10, или 8% от σ_v^2 . Поскольку абсолютное значение этой величины мало, в первом приближении ею, по-видимому, можно пренебречь, считая

$$\sigma_v^2 \approx \langle \sigma_v^2(A_1, A_2) \rangle = \sum_{A_1} \sigma_v^2(A_1, A_2) Y(A_1). \quad (4.3)$$

Для спонтанного деления ^{252}Cf приближение (4.3) является еще более оправданным. Это следует из экспериментов Ниценекера и др. [58], в которых непосредственно измерялась дисперсия $\sigma_v^2(A_1, A_2)$.

Аналогичным образом можно определить, в какой степени изменения дисперсии полной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$, наблюдаемые при изменениях Z , A и E^* делящегося ядра, связаны собственно со средними свойствами осколков и в какой – с зависимостью полной кинетической энергии пары осколков от отношения их масс.

Пользовались экспериментальными данными [68–71] и соотношением

$$\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle = \sigma_{E_k}^2 - \sum_{A_1} [\bar{E}_k - \bar{E}_k(A_1, A_2)]^2 Y(A_1), \quad (4.4)$$

можно сделать оценки величины $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ для ряда случаев деления. Результаты этих расчетов представлены на рис. 37, откуда следует, что величина $\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle$, так же, как и $\sigma_{E_k}^2$, подвержена сильным изменениям: при переходе от $Z = 90$ к $Z = 99$ она увеличивается более чем в 3 раза; расчеты показывают, что зависимость $\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle$ от массового числа делящегося ядра является слабой. Трудно сказать, имеет ли место ослабление Z -зависимости этой величины при $Z = 94-96$ — ошибки в ее определении не позволяют непосредственно ответить на такой вопрос.

Вместе с тем, второй член в правой части (4.4) практически постоянен в области $Z = 92-98$. Наблюдаемая Z -зависимость величины $\sum_{A_1} [\bar{E}_k - \bar{E}_k(A_1, A_2)]^2 Y(A_1)$, показанная в нижней части рис. 37, возможно, делает несколько более понятными причины возникновения области "аномалий" в Z -зависимости $\sigma_{E_k}^2$ при $Z = 94-96$: на растущую с увеличением Z величину $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ накладывается сравнимая по абсолютной величине и постоянная в области $Z = 92-98$ добавка, связанная с зависимостью средней кинетической энергии пары осколков от отношения их масс.

Таким образом, величина среднего по массовому распределению значения дисперсии суммарной кинетической энергии для индивидуальных осколков деления $\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle$, как и величина $\sigma_{E_k}^2$, в основном определяется зарядом делящегося ядра и сильно увеличивается при увеличении последнего. К подобному же заключению можно прийти, рассматривая не величину $\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle$, а "дифференциальные" кривые для $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ в зависимости от отношения масс осколков, экспериментально определенные для различных делящихся систем [67-71].

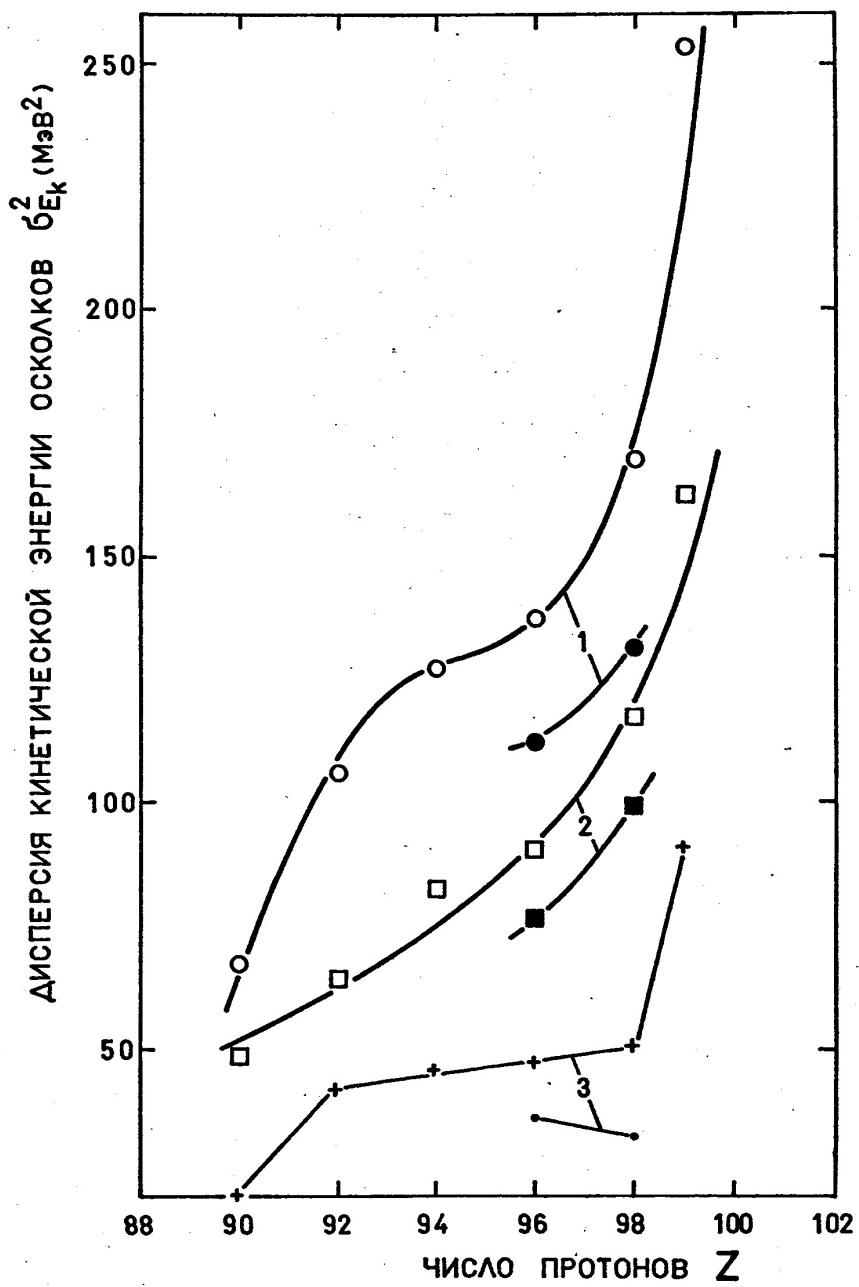


Рис. 37. Z – зависимость среднего значения дисперсии суммарной кинетической энергии для индивидуальных осколков деления $\langle \sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) \rangle$ (кривые 2). Кривые 1 и 3 – зависимость соответственно величин $\sigma_{E_k}^2$ и $\sum_{A_1} [\bar{E}_k - \bar{E}_k(A_1, A_2)]^2 Y(A_1)$ от Z делящегося ядра. Закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами.

§ 3. Баланс флюктуаций энергии, освобождаемой при низко-энергетическом делении тяжелых ядер.

Анализ экспериментальных данных о дисперсии числа нейтронов и дисперсии полной кинетической энергии осколков показывает, что характер изменения этих величин при вариации нуклонного состава делящегося ядра практически одинаков. Проанализируем некоторые следствия, вытекающие из этого экспериментального факта.

Хорошо известно, что величины E_K и E_x , входящие в энергетический баланс $Q = E_K + E_x$, сильно антикоррелированы, а полное энерговыделение Q испытывает лишь относительно слабые флюктуации, обусловленные колебаниями масс и зарядов осколков деления. Одинаковый характер изменений $\sigma_{E_K}^2$ и $\sigma_{E_x}^2$ еще раз указывает на то, что дисперсия полного числа нейтронов σ_Q^2 находится в прямой зависимости от дисперсии суммарной энергии возбуждения осколков, т.е. $\sigma_{E_x}^2$. Тогда можно поставить вопрос о балансе флюктуаций энергии в реакции деления, вытекающем непосредственно из закона сохранения энергии, и написать в общем виде соотношение

$$\sigma_Q^2 = \sigma_{E_K}^2 + \sigma_{E_x}^2 + 2\varphi_{Kx}\sigma_{E_K}\sigma_{E_x}, \quad (4.5)$$

где $|\varphi_{Kx}| \leq 1$ — коэффициент корреляции между E_K и E_x . Учитывая сильную антикорреляцию этих величин, в первом приближении можно положить $\varphi_{Kx} = -1$, следовательно,

$$\sigma_Q^2 \approx \sigma_{E_K}^2 - 2\sigma_{E_K}\sigma_{E_x} + \sigma_{E_x}^2 = (\sigma_{E_K} - \sigma_{E_x})^2. \quad (4.6)$$

Поскольку $\sigma_Q^2 \neq 0$, из (4.6) следует, что и $\sigma_{E_K}^2 \neq \sigma_{E_x}^2$ *).

Далее, учитывая результат Террелда [64, I66] о том, что $\sigma_{E_x}^2 \approx \sigma_E^2 E_0^2$, где $E_0 = 6,7 \pm 0,7$ МэВ, а $\sigma_E^2 = (\sigma_{E_x}^2 - 1/12)$, проанализируем количественно вариации величины $E = \sqrt{\sigma_{E_K}^2 / \sigma_{E_x}^2}$.

*). Равенство $\sigma_{E_K}^2 = \sigma_{E_x}^2$ имеет место только в том случае, если фиксированы и массы, и заряды осколков, т.е. если $\sigma_Q^2 = 0$.

на базе современных экспериментальных данных.

Результат представлен на рис. 38, откуда следует, что величина E остается в широкой области ядер примерно постоянной и равной в среднем $9,7 \pm 0,7$ МэВ. Это значительно превышает энергию E_0 , необходимую в среднем для эмиссии одного нейтрона из осколка. Для E_0 можно написать:

$$E_0 = \bar{B}_n + \bar{\eta} , \quad (4.7)$$

где \bar{B}_n – энергия связи нейтрона, усредненная по каскаду нейтронов, заряду и массовому распределению осколков, а $\bar{\eta}$ – средняя энергия спектра нейтронов деления в системе центра масс. Как видно на рис. 38, среднее значение E_0 , полученное по формуле (4.7), равно $6,6 \pm 0,6$ МэВ [85], что буквально совпадает с оценкой Террелла. При этом оказывается, что

$$\sigma^2 E_0^2 \approx \sigma^2_{E_x} < \sigma^2_{E_K} ,$$

и сила этого неравенства определяется величиной $\sigma^2(E^2 - E_0^2) \approx 70$ МэВ². В самом грубом приближении эта величина соответствует σ^2_Q , и таким образом баланс флуктуаций энергии (4.5) оказывается выполненным.

Однако при более детальном рассмотрении баланса необходимо учитывать, что величина $\sigma^2 E_0^2$ представляет собой дисперсию лишь той части энергии возбуждения осколков $E_x = (E_0\nu + E_\gamma)$, которая снимается путем эмиссии нейтронов, т.е. $E_\nu = E_0\nu$. В дисперсию же полной энергии возбуждения могут вносить вклад также и флуктуации E_γ . Поэтому, строго говоря,

$$\sigma^2_{E_x} = \sigma^2_{E_\nu} + \sigma^2_{E_\gamma} + 2\beta_{\nu\gamma}\sigma_{E_\nu}\sigma_{E_\gamma} , \quad (4.8)$$

где $|\beta_{\nu\gamma}| \leq 1$ – коэффициент корреляции между E_ν и E_γ ; как следует из работы [176], коэффициент $\beta_{\nu\gamma}$, по-видимому, положителен. Также и связь $\sigma^2_{E_\nu}$ и $\sigma^2_{E_\gamma}$ с непосредственно измеряемыми величинами σ^2_ν и $\sigma^2_{N_\gamma}$ не является столь простой как, например, $\sigma^2_{E_\nu} = (\sigma^2_\nu - 1/12)E_0^2$.

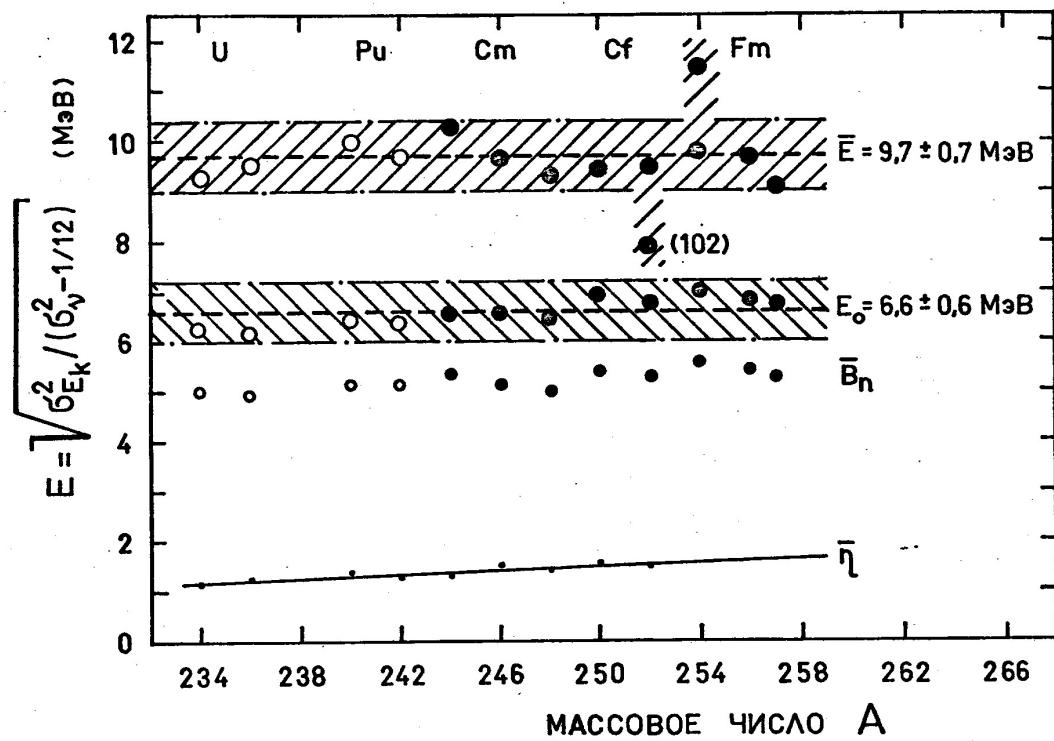


Рис. 38. Зависимость величины $E = \sqrt{g_{E_k}^2 / (g_n^2 - 1/12)}$, а также средней энергии спектра нейтронов деления в с.ц.м. $\bar{\eta}$, средней энергии связи нейтронов в осколках \bar{B}_n и величины $E_0 = \bar{B}_n + \bar{\eta}$ от Z и A делящегося ядра. Закрытые символы – спонтанное деление, открытые – деление тепловыми нейтронами.

поскольку в произведении E_ν^2 фактически оба сомножителя являются переменными; еще более сложной представляется связь $\sigma_{E_\nu}^2$ с $\sigma_{N_\gamma}^2$, несмотря на то, что для последней уже существуют экспериментальные данные [177] ($\sigma_{N_\gamma}^2 \approx 10,5$ для спонтанного деления ^{252}Cf при $N_\gamma = 8$).

В принципе, тщательный анализ баланса флуктуаций энергии (4.5) – (4.8), если считать все входящие в него величины, кроме ρ_{KX} , известными, позволил бы определить, действительно ли необходимо строгое равенство $\rho_{KX} = -I$ или допускается некоторая небольшая примесь положительной корреляции. Ответ на этот вопрос интересен при рассмотрении обмена энергией между различными степенями свободы на последних стадиях деления. Однако подобный анализ, повидимому, еще не обеспечен точностью современных экспериментальных данных. Поэтому мы ограничиваемся сделанными здесь замечаниями.

§ 4. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от параметра делимости и энергии возбуждения ядра: сравнение с теоретическими предсказаниями.

Поскольку (Z, A) -зависимости величин $\sigma_{E_K}^2$ и σ_{ν}^2 совершенно подобны, а отношение $\sigma_{E_K}^2/\sigma_{\nu}^2$ практически постоянно для всех тяжелых ядер, то в первом приближении можно рассматривать изменения какой-либо одной из этих величин, например, $\sigma_{E_K}^2$, дополняя при необходимости ее зависимость от того или иного параметра результатами, полученными при измерении дисперсии числа нейтронов, т.е. $\sigma^2 E^2$. Таким образом можно построить, например, две кривые, представляющие зависимость дисперсии энергетических распределений осколков $\sigma_E^2 = \sigma_{E_K}^2 \approx \sigma^2 E^2$ от параметра делимости ядра x , одна из которых соответствует энергии возбуждения делящегося ядра $E^* = 0$ (спонтанное деление), а другая – $E^* \approx 6,5$ МэВ (деление тепловыми нейтронами). Зависимость σ_E^2 от параметра делимости ядра x , определенная, как указано выше, по 20 измерениям для

$E^* = 0$ и по II измерениям для $E \approx 6,5$ МэВ в интервале $0,75 \leq x \leq 0,87$ представлена на рис. 39; при этом параметр делимости x выбран в виде [4,38]:

$$x = \frac{Z^2/A}{50,88 \left\{ 1 - 1,7826 [(N-Z)/A]^2 \right\}} \quad (4.9)$$

Из рис. 39 следует, что увеличение делимости ядер на 15% приводит к многократному усилению флуктуаций энергии осколков как для спонтанного, так и для вынужденного деления. По своему характеру зависимость σ_E^2 от x очень похожа на Z -зависимость $\sigma_{E_k}^2$ (рис. 35) и σ_N^2 (рис. 33). В целом она имеет очень сильный характер; лишь в области $x = 0,78-0,81$ наблюдается ослабление зависимости. Сплошные линии, проведенные на рис. 39 через экспериментальные точки, подчеркивают общую идею изменения σ_E^2 с x . Видно, что экспериментальные точки испытывают некоторый разброс по отношению к этим линиям. По-видимому, это указывает на небольшую зависимость σ_E^2 от массового числа A , которая не исключается переходом от рассмотрения (Z, A) -зависимостей, к рассмотрению зависимости от x . Аналогичный вид имеет зависимость σ_E^2 от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$ (рис. 40).

Из рис. 39 и рис. 40 следует также, что при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра от нуля до 6,5 МэВ дисперсия энергетических распределений осколков возрастает в среднем на 30-40%. Для того, чтобы выяснить размер этого увеличения более тщательно, определим разность $\Delta \sigma_E^2$, связанную с переходом от $E^* = 0$ к $E^* \approx 6,5$ МэВ для различных делящихся ядер при фиксированных Z и A . Как показывает рис. 41, величина $\Delta \sigma_E^2$ достигает 80 MeV^2 ; по-видимому, она растет с ростом Z делящегося ядра. В области $Z = 94-96$ снова наблюдается "аномалия": при $Z = 94$ величина $\Delta \sigma_E^2$ скорее всего минимальна и составляет $5-10 \text{ MeV}^2$.

Таким образом, анализ имеющихся экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков при низкоэнергет-

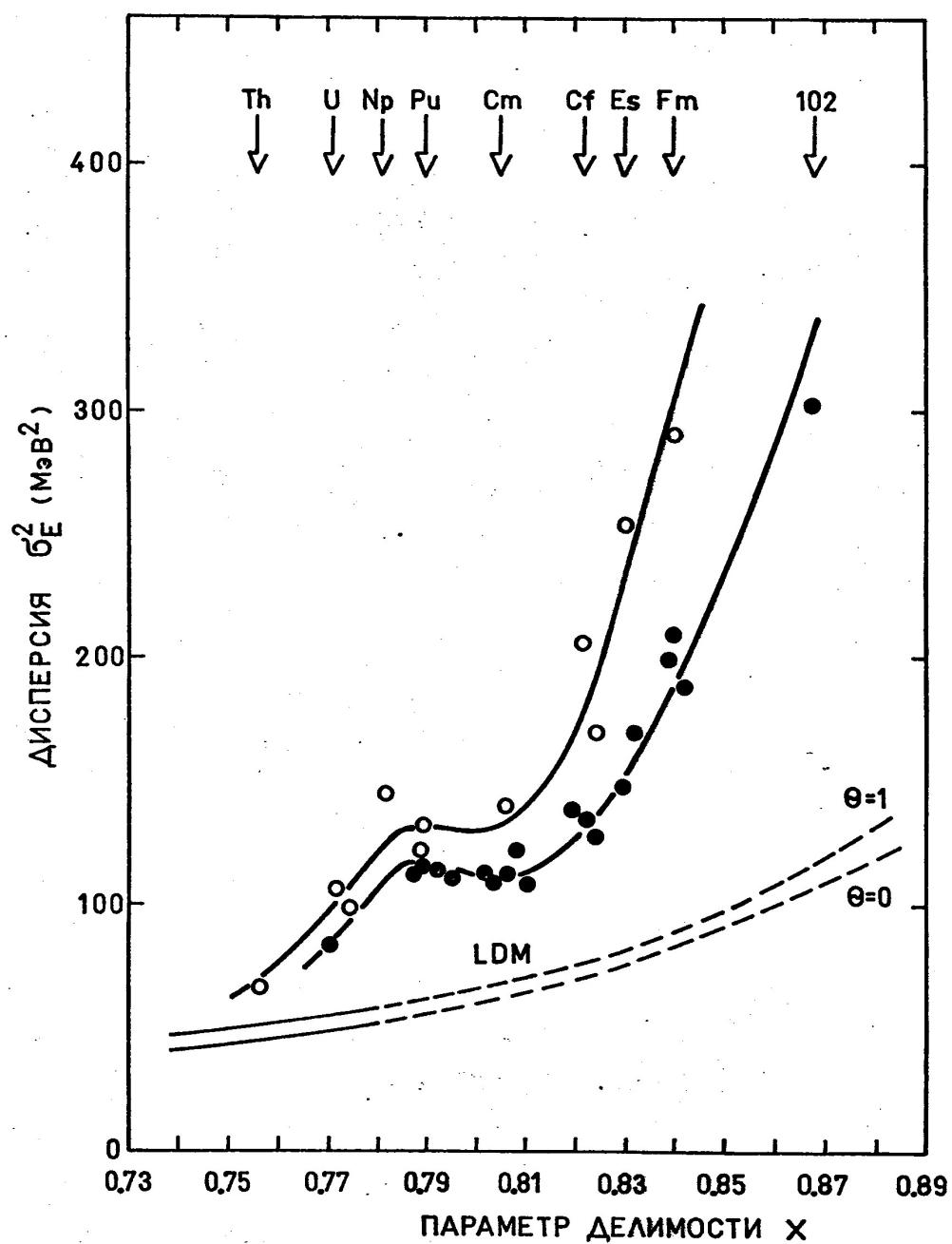


Рис. 39. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков σ_E^2 от параметра делимости ядра x для спонтанного деления (закрытые символы) и деления тепловыми нейтронами (открытые символы). Кривые (LDM) в нижней части рисунка – результаты расчета σ_E^2 по динамической модели жидкой капли [38]; при $x > 0,78$ численная точность расчетов [38] резко ухудшается, и это отмечено пунктиром.

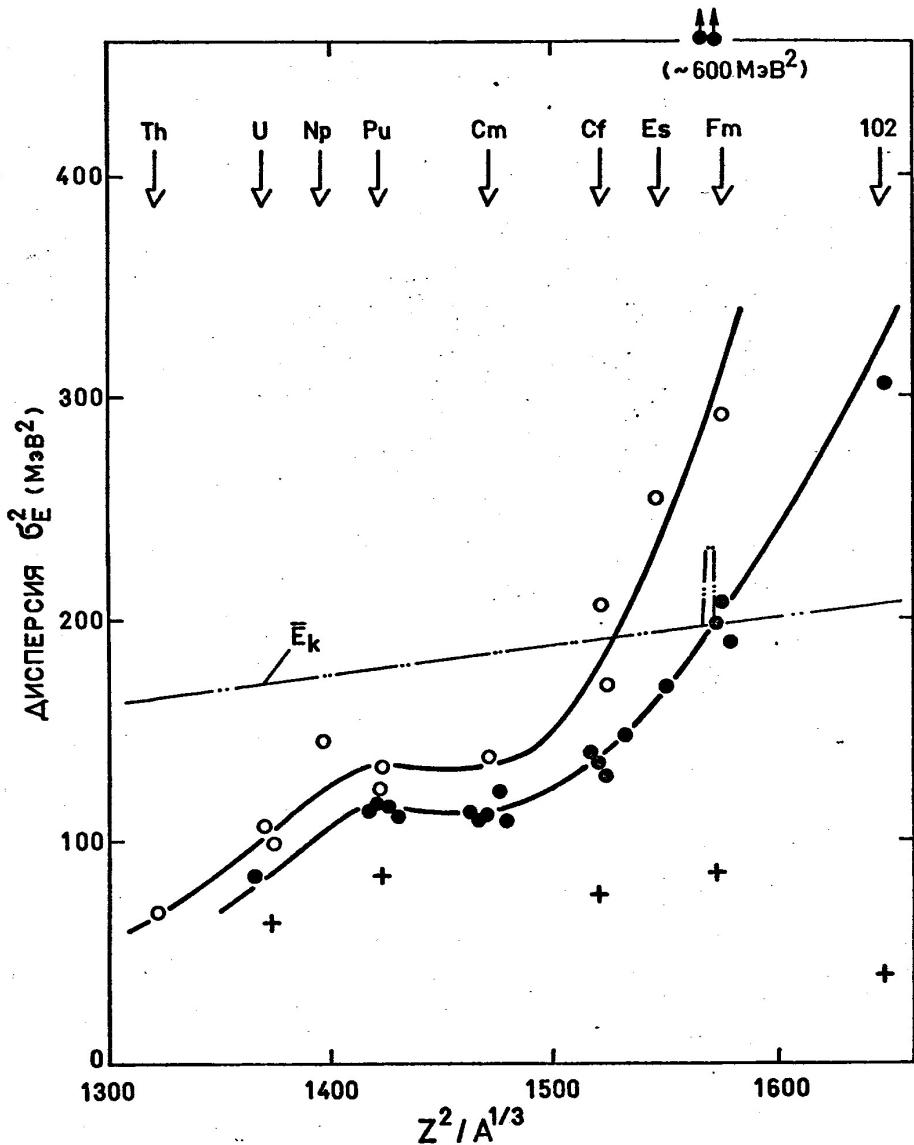


Рис. 40. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков σ_E^2 от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$ для спонтанного деления (закрытые символы) и деления тепловыми нейтронами (открытые символы). Штрих-пунктирной линией схематически показана зависимость полной кинетической энергии осколков \bar{E}_k от $Z^2/A^{1/3}$ (для спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm наблюдается [97, 163] отклонение \bar{E}_k примерно на 30 МэВ; также и дисперсия в этих случаях существенно возрастает, резко отклоняясь от совокупности соседних по $Z^2/A^{1/3}$ точек). + — расчетные значения σ_E^2 , полученные Рубченей [182] по статистической теории Фонга.

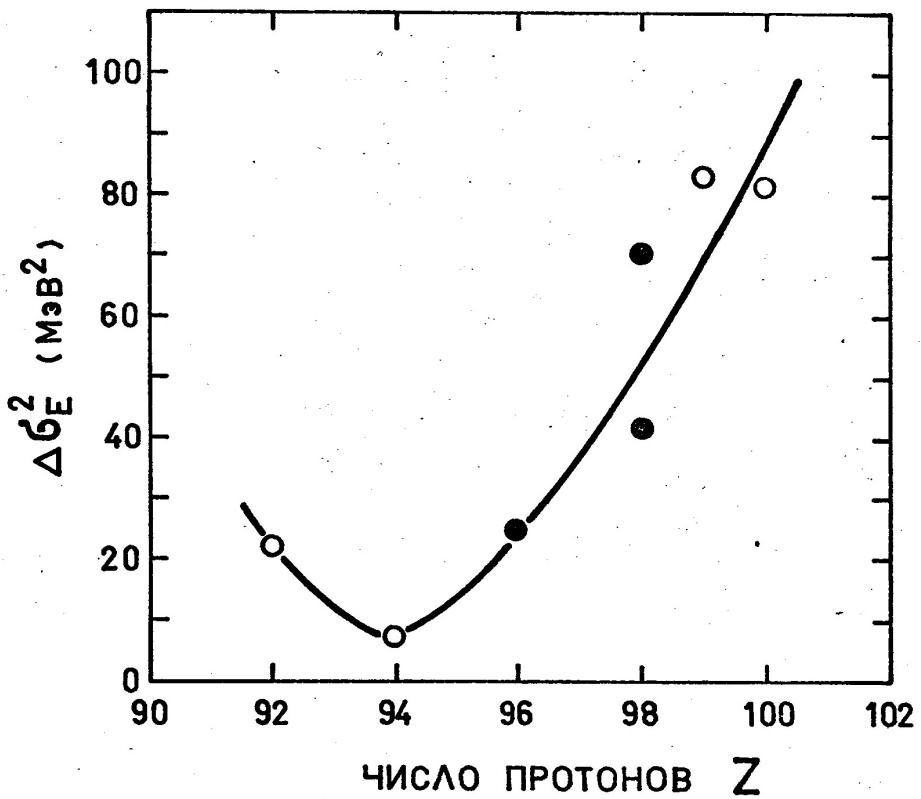


Рис. 4I. Увеличение дисперсии энергетических распределений осколков $\Delta\sigma_E^2$, связанное с переходом от спонтанного ($E^*=0$) к надбарьерному ($E^* \approx 6,5$ МэВ) делению в зависимости от Z делящегося ядра. Закрытые символы обозначают случаи сравнения точно для одного и того же делящегося ядра по данным одного эксперимента, закрытые – результат $\Delta\sigma_E^2$, полученный на основании двух различных экспериментов или для случаев не точно одинаковых масс делящихся ядер при $E^*=0$ и $E^* \approx 6,5$ МэВ.

тическом делении тяжелых ядер позволяет выяснить главные черты зависимости σ_E^2 от основных параметров делящегося ядра: числа протонов в ядре Z , полного числа нуклонов A , параметра делимости χ и энергии возбуждения E^* . Мы видим, что наблюдаются очень сильные изменения σ_E^2 в зависимости от числа протонов и энергии возбуждения делящегося ядра, и эти изменения носят регулярный характер. Совокупность экспериментальных данных о σ_E^2 , несмотря на отдельные противоречия, в целом обнаруживает хорошую самосогласованность. Ее анализ позволяет считать, что выявленные нами изменения дисперсии энергетических распределений не являются следствием возможных экспериментальных погрешностей, а выходят далеко за их пределы и отражают в основном определенные черты, характеризующие процесс деления тяжелых ядер. В такой ситуации представляет интерес сравнение экспериментально наблюдаемых зависимостей σ_E^2 от параметра делимости χ и энергии возбуждения E^* с теоретическими предсказаниями. Следует однако отметить, что в настоящее время не существует полной и последовательной теории, способной количественно описать столь сложные характеристики процесса деления. Имеются лишь отдельные попытки рассчитывать величину дисперсии энергетических распределений осколков на базе простейших моделей деления.

Непосредственное сравнение экспериментальных данных о σ_E^2 в полном рассматриваемом нами диапазоне Z и A делящихся ядер возможно лишь с предсказаниями, полученными на основе простейшего динамического варианта модели жидкой капли [37,38]. Другие расчеты энергетических распределений осколков при низких энергиях возбуждения выполнены, как правило, лишь для немногих конкретных случаев деления, обычно для ^{235}U (n_{th}, f) или ^{252}Cf при фиксированном отношении масс осколков. Энергетические распределения осколков не сильно отличаются для этих и промежуточных по Z и A случаев деления, что не позволяет эффективно проверить качество предсказаний той или иной модели.

Результаты расчетов дисперсии энергетических распределений осколков Φ_E^2 в зависимости от параметра делимости χ , полученные в модели жидкой капли, показаны на рис. 39 для двух значений температуры делящегося ядра в седловой точке — $\Theta = 0$ и $\Theta = 1$ МэВ; температура Θ определяется выражением

$$E^{sp} = a \Theta^2 - \Theta , \quad (4.10)$$

где E^{sp} — внутренняя энергия возбуждения ядра в седловой точке; $a = A/8$ МэВ⁻¹ — параметр плотности уровней. Сравнение этих предсказаний с экспериментальными данными достаточно наглядно показывает, что модель жидкой капли даже качественно не описывает наблюдаемое на эксперименте сильное увеличение Φ_E^2 для тяжелых ядер с ростом параметра делимости χ , так же, как и заметное повышение Φ_E^2 при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра. Таким образом, игнорируя существование оболочечных эффектов в делящемся ядре, модель жидкой капли в ее форме [37,38], наряду со многими другими важными чертами деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения, не позволяет объяснить и существование значительной дисперсии кинетической энергии и энергии возбуждения осколков.

Попытка учета оболочечных эффектов в рамках динамической модели жидкой капли была сделана Хассе [178, 179]. Здесь в дополнение к гладкой жидкокапельной части потенциальной энергии вводилась полуфеноменологическая оболочечная поправка, аналогичная поправке Майерса и Святецкого [4,5]. Качественно главный результат работы Хассе состоит в воспроизведении асимметрии массового распределения при низкоэнергетическом делении тяжелых ядер с наиболее вероятной массой тяжелого осколка около 132, однако количественное описание распределений масс и кинетических энергий осколков остается совершенно неудовлетворительным.

Альтернативой динамической модели жидкой капли является статистическая теория деления. Детальные формулы для распределений

масс, зарядов, кинетических энергий и других характеристик осколков деления были получены по статистической теории Фонгом [34-36]. В частности, для ширины распределения суммарной кинетической энергии осколков при фиксированном отношении их масс и зарядов было получено выражение

$$\sigma_{E_K} \simeq \text{constant} (Z_1 Z_2)^{1/2} \left(\frac{E_i}{a_1 + a_2} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{9}{8\sqrt{(a_1 + a_2) E_i}} \right), \quad (4.II)$$

где E_i — полная внутренняя энергия возбуждения системы двух взаимодействующих и находящихся в тепловом равновесии осколков, a_1, a_2 — параметры плотности уровней; при этом зависимость плотности уровней ρ от энергии возбуждения определяется моделью Ферми-газа, т.е. $\rho = \exp[-2aE_i]$.

Не проводя детальных расчетов, Фонг сделал ряд заключений о величине σ_{E_K} . Было отмечено, что она существенно определяется зарядами осколков Z_1 и Z_2 , а следовательно, и зарядом делящегося ядра $Z = Z_1 + Z_2$. Указывалось также, что формула (4.II) приводит к очень слабой зависимости σ_{E_K} от отношения масс осколков; эта зависимость определяется фактором $E_i^{1/4}$, который слабо отражает массовое распределение, и фактором $(Z_1 Z_2)^{1/2}$. Соответственно, σ_{E_K} несколько уменьшается с увеличением асимметрии деления. С ростом энергии возбуждения, как следует из (4.II), σ_{E_K} увеличивается. При переходе от одного ядра к другому нуклонный состав (Z, A) и энергия возбуждения E_i изменяются, что приводит к соответствующим изменениям σ_{E_K} . Например, для случая $^{239}\text{Pu}(n, f)$ заряд ядра Z и энергия возбуждения E_i больше, чем для $^{235}\text{U}(n, f)$; следовательно, в первом случае формула (4.II) приводит к большему значению дисперсии. Вместе с тем, величины σ_{E_K} для $^{233}\text{U}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ приблизительно одинаковы. Эти предсказания Фонга находятся в качественном согласии с экспериментальными данными о дисперсии энергетических распределений осколков деления.

Количественные результаты были представлены Фонгом лишь для деления ^{235}U тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 2,5 и 14 МэВ. Для наиболее вероятного отношения масс осколков при делении ^{235}U тепловыми нейтронами было найдено $\sigma_{E_k}^2 \approx 18 \text{ МэВ}^2$ [34,35], что в 4 раза ниже экспериментального значения этой величины [70,71]. Предсказываемая соотношением (4.II) скорость увеличения σ_{E_k} с ростом энергии нейтронов, вызывающих деление, согласуется с экспериментальными данными [180,181] не более чем удовлетворительно.

В формуле (4.II) зависимость σ_{E_k} от Z делящегося ядра в явной форме выражена лишь фактором $(Z_1 \cdot Z_2)^{1/2}$. Если этим зависимость σ_{E_k} от Z и исчерпывается, то количественное согласование (4.II) с совокупностью экспериментальных данных, представленных в настоящей работе, вряд ли является возможным: экспериментально наблюдаемая зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от числа протонов в делящемся ядре, по-видимому, гораздо сильнее Z^2 . Зависимость дисперсии $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ от отношения масс осколков также является достаточно сильной и имеет сложный характер, в особенности в диапазоне отношений масс осколков от симметричного до наиболее вероятного [67-71,180,181]; фактором $(Z_1 \cdot Z_2)$ эта зависимость не исчерпывается.

Совсем недавно расчеты дисперсии энергетических распределений осколков (и других характеристик деления) в рамках статистической теории Фонга были выполнены Рубченей [182] для делящихся ядер с $Z = 88-116$ с использованием оболочечных поправок Струтинского для определения энергии деформации и теории сверхтекущего ядра для вычисления плотности уровней. Конфигурация ядра в точке разрыва представлялась в виде двух касающихся осколков, обладающих общей осью симметрии. Эти расчеты не обнаружили согласия с экспериментом: согласно [182], величина $\sigma_{E_k}^2$ совсем не зависит от $Z^2/A^{1/3}$ и остается на уровне 40-80 МэВ² во всей области от

^{227}Ra до ^{292}Nb . Для $Z = 102$, как следует из рис. 40, расхождение составляет более шести раз. Для спонтанного деления ^{286}Nb в [182] предсказывается симметричное массовое распределение осколков, $\bar{E}_k \approx 232 \text{ МэВ}$, $\sigma_{E_k}^2 \approx 60 \text{ МэВ}^2$ и $\bar{\nu}$ около 9. Можно думать, что замена конфигурации вблизи точки разрыва более реалистической общей фигурой с некоторой конечной шейкой улучшит результат, однако такие расчеты пока не проделаны; они представляли бы интерес для окончательной оценки возможностей статистической теории.

Статистическая теория деления как таковая достаточно хорошо определена и в принципе не содержит произвольных параметров. Она дает детальные предсказания практически для всех свойств осколков деления и естественным образом позволяет включить в рассмотрение оболочечные эффекты, которые играют определяющую роль во многих аспектах деления тяжелых слабовозбужденных ядер. Однако, если степень согласия статистической теории с экспериментом в отношении, например, массового распределения осколков может быть дискуссионной, то дисперсия энергетических распределений есть та величина, которая определенно не описывается статистической теорией, по крайней мере, в той ее форме, в какой она была предложена Фонгом и развита Фонгом и другими исследователями. Отметим, что введение неравновесности состояний непосредственно перед разрывом делящегося ядра, как это предлагается в [182], означало бы по существу отказ от основного положения статистической теории, благодаря которому она и сформулирована столь однозначно.

Наряду с динамической теорией жидкой капли и статистической теорией деления для расчета энергетических распределений осколков деления использовался ряд моделей, общей чертой которых является применение дополнительных приближений и введение в расчет тех или иных параметров, определяемых непосредственно из эксперимента.

Обширный теоретический анализ статистической модели деления был выполнен Эриксоном [183]. В этом подходе относительная вероятность P_{12} деления ядра на осколки с массами A_1 , A_2 и зарядами Z_1 , Z_2 с данной полной кинетической энергией пары осколков E_k и энергиями возбуждения E_{x1} и E_{x2} определяется выражением

$$P_{12}(E_k, E_{x1}, E_{x2}) \approx T(E_k) \rho_1(E_{x1}) \rho_2(E_{x2}), \quad (4.12)$$

где $T(E_k)$ – функция проницаемости через барьер между двумя полностью разделенными осколками, а ρ_1 и ρ_2 – плотности состояний возбужденных осколков. Таким образом, предположение о статистическом равновесии относится здесь не к точке разрыва, а к системе двух осколков на бесконечном удалении друг от друга. Распределение полной кинетической энергии осколков в этом случае получается при интегрировании (4.12) по энергии возбуждения.

С использованием модели Эрикссона расчет распределений масс и кинетических энергий осколков был выполнен авторами [184] для ряда случаев деления, в том числе для деления ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf . Для ^{235}U (n, f) было получено $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2) = 52 \text{ мэВ}^2$ при $A_1/A_2 = 101/135$, в то время как экспериментальное значение этой величины в два раза больше. Аналогично для ^{252}Cf расчетное значение $\langle\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)\rangle = 72 \text{ мэВ}^2$ можно сопоставить с экспериментальным, которое составляет около 100 мэВ^2 .

Впоследствии трудности только что рассмотренного подхода к расчету энергетических распределений осколков деления были отмечены в работах [185–187], авторы которых указывали, что процессы деления и слияния ядер не могут считаться полностью взаимообратимыми [39], и подчеркивали, что детальные расчеты поверхности потенциальной энергии не приводят к необходимой в модели Эрикссона форме острого и высокого барьера между осколками. В свою очередь

авторы [185-187] предложили новый вариант статистической модели для расчета энергетических распределений осколков при делении актинидов — модель частичного равновесия. Последняя основывается на двух предположениях: а) внутренние степени свободы, соответствующие структуре и внутренним состояниям осколков, находятся в статистическом равновесии; б) коллективные степени свободы, связанные с движением осколков, не находятся в состоянии статистического равновесия с внутренними степенями свободы. При этих предположениях с использованием обычных методов статистической механики было получено следующее выражение для дисперсии полной энергии возбуждения $(E_{x_1} + E_{x_2})$ или для дисперсии полной кинетической энергии индивидуальной пары осколков:

$$\sigma^2_{(E_{x_1} + E_{x_2})} = \sigma^2_{E_K} = \sigma^2_{E_{x_1}} + \sigma^2_{E_{x_2}} = 2(\bar{E}'_{x_1} + \bar{E}'_{x_2})t_0, \quad (4.13)$$

где $\bar{E}'_x = \bar{E}_x - \Delta$, Δ — энергия спаривания, а t_0 — средняя начальная температура осколков деления. Расчеты снова были проведены только для двух случаев деления — для ^{235}U (n, f) и ^{252}Cf . В первом случае расчетное значение $\sigma^2_{E_K}(A_1, A_2)$ для $A_1/A_2 = 97/139$ составило ≈ 50 МэВ², что в 1,6 раза меньше экспериментального [67,70,71]. Такое же расхождение между расчетным и экспериментальным значениями $\sigma^2_{E_K}(A_1, A_2)$ имеет место и для наиболее вероятного способа деления ^{252}Cf ; оно значительно увеличивается при переходе к рассмотрению симметричного и сильно асимметричного деления.

Необходимо отметить, что в расчетах [185-187] величины энергий возбуждения и статистической температуры, входящие в правую часть (4.13), брались непосредственно из эксперимента. При этом согласие расчетных величин $\sigma^2_{E_K}(A_1, A_2)$ с экспериментальными является количественно неудовлетворительным. Кроме того, результаты расчетов по формуле (4.13) вряд ли можно согласовать для

широкого диапазона Z делящихся ядер с необычайно сильной Z -зависимостью дисперсии числа нейтронов и дисперсии кинетической энергии осколков.

В обсуждаемых расчетах принималось также, что осколки в точке разрыва имеют их равновесную форму, т.е. недеформированы. В последующей работе [188] эти же авторы ввели некоторую деформацию в точке разрыва и применили более реалистическую формулу для плотности состояний. Используя два параметра — температуру t_0 и расстояние R_s между центрами тяжести осколков в точке разрыва, но уже не обращаясь к экспериментальным данным об энергии возбуждения, они определили $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ для деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Результат расчета оказался в 2-4 раза ниже экспериментального.

На качественное объяснение дисперсии энергетических распределений претендуют Уилкинс и др. [77]. Эта модель основывается на предположении о статистическом равновесии только между коллективными степенями свободы в точке разрыва. Вероятность образования данной пары осколков здесь определяется относительной величиной потенциальной энергии системы двух коллинеарных почти касающихся сфериодов; последняя вычисляется по модели жидкой капли с учетом оболочечных поправок, поправок на спаривание, а также энергий кулоновского и ядерного взаимодействия сфероидов. Систему характеризуют три параметра: расстояние $d = 1,4 \text{ fm}$ между вершинами сфероидов, внутренняя энергия возбуждения будущих осколков или температура $T_{int} = 0,75 \text{ MeV}$ и коллективная температура $T_{coll} = 1 \text{ MeV}$. Отвлекаясь от рассмотрения абсолютной величины $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$, авторы [77] утверждают, что дисперсия может существенно увеличиваться при некоторых способах деления A_1/A_2 в результате сравнимого вклада конфигураций с различной полной деформацией. Такой

способ получения дисперсии вполне очевиден. Гораздо менее ясно, насколько сравнимы вклады разных конфигураций и достаточен ли доступный интервал деформаций в точке разрыва для получения необходимой величины дисперсии. Это можно проверить лишь количественными расчетами. Однако никаких количественных результатов, кроме сообщения о том, что расчетные значения дисперсии "постоянно меньше экспериментальных", работа Уилкинса и др. не содержит.

С формальной точки зрения модель Уилкинса и др. по существу эквивалентна [182] статистической теории Фонга, если при вычислении плотности уровней использовать приближение постоянной температуры. С другой стороны, трудно оправдать введение концепции коллективной температуры и функции распределения Больцмана при столь малом числе коллективных степеней свободы (поступательное движение плюс вибрации) [36]. Поэтому вывод Уилкинса и др. о качественном согласии вряд ли представляет собой более, чем постулат.

Наконец, в работе [189] использовалась простая статическая двусфериодная модель, в которой наиболее вероятная кинетическая энергия $\bar{E}_k(A_1, A_2)$ в зависимости от отношения масс осколков рассчитывалась путем минимизации полной потенциальной энергии системы, а дисперсия распределений кинетической энергии находилась на основе рассмотрения квантово-механических свойств системы в приближении гармонического потенциала. Для деления изотопов урана и плутония тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf наблюдалось удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом. Однако значения эффективных параметров жесткости осколков, необходимые для расчета $\bar{E}_k(A_1, A_2)$ и $\sigma_{E_k}^2(A_1, A_2)$ были взяты из экспериментов [68-70] по измерению кинетических энергий осколков при делении ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu тепловыми нейтронами, т.е. модель удовлетворительно согласуется с опытом в той области ядер, в которой она полуэмпирически определена.

Итак, сравнение экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков деления с теоретическими предсказаниями и расчетами, носящими феноменологический либо полуэмпирический характер, показывает, что вопрос о первопричинах флуктуаций энергии осколков остается в значительной степени открытым. Соответственно открытым остается и вопрос об интерпретации силовой зависимости дисперсии от числа протонов в делящемся ядре и его энергии возбуждения. Вместе с тем, любая теория или модель, претендующая на количественное описание последних стадий процесса деления, должна воспроизводить не только положение средних масс, зарядов и энергий осколков, но также и дисперсию их распределений. Действительно, реальная модель процесса должна прежде всего описывать те его характеристики, которые подвержены наиболее сильным изменениям в зависимости от начальных условий. Масштаб изменений дисперсии энергии осколков значительно превышает диапазон изменения средних значений их энергии, и с этой точки зрения дисперсия может служить существенно важным критерием для оценки качества модели.

Однако все теоретические оценки величины дисперсии энергии осколков деления, проделанные до настоящего времени, приводят к результатам, слабо изменяющимся от ядра к ядру и значительно заниженным по сравнению с экспериментом. Это означает, что вне рассмотрения остаются некоторые важные (по-видимому, коллективные) степени свободы делящегося ядра, оказывающие существенное влияние на формирование энергетических и генетически связанных с ними массовых распределений осколков деления; сила влияния этих дополнительных степеней свободы прогрессирует по мере утяжеления ядра. При переходе к более тяжелым ядрам увеличивается полное энерго-

выделение, претерпевает значительные изменения структура поверхности потенциальной энергии в окрестности седловой точки и далее и существенно удлиняется путь от вершины барьера деления до точки разрыва. Вероятно в результате этих причин и становится более заметным вклад тех движений делящегося ядра в фазовом пространстве, которые играли весьма миорную роль при делении более легких ядер.

Выделить какую-либо одну из причин в качестве определяющей достаточно трудно: в рассмотренных выше попытках теоретического описания дисперсии используются существенно разные предположения, однако результаты каждой из них в сравнимой степени противоречат экспериментальным данным.

Флуктуации характеристик осколков деления являются исключительно сложными, динамическими величинами, рассмотрение которых затрагивает по существу многие аспекты процесса одновременно, в комплексе. Выяснение их природы несомненно принесет качественно новую информацию о механизме образования осколков, т.е. о механизме деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1. Создан комплекс высокочувствительной экспериментальной аппаратуры для исследования множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении тяжелых короткоживущих ($T_{1/2} > 0,3$ с) ядер, получаемых в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами. Комплекс включает в себя быстродействующую установку для транспортировки исследуемых ядер от мишени к детекторам осколков и нейронов деления, детектор нейтронов на базе 36 пропорциональных ^3He -счетчиков (эффективность $\approx 50\%$), регистрирующую электронику, устройство сопряжения с малой ЭВМ ТРА-1001, с помощью которой осуществляются накопление и предварительная обработка информации.

2. Развиты методы обработки экспериментальных данных. Выявлен "некорректный" характер задачи о восстановлении распределений множественности частиц по экспериментальным данным, полученным при эффективности регистрации существенно меньшей 100%. Найдено и исследовано статистически регуляризованное решение задачи о восстановлении распределения числа нейтронов P_ν при эффективности регистрации нейтронов вплоть до $\epsilon \approx 25\%$. Методом статистической регуляризации восстановлены распределения P_ν для спонтанного деления изотопов Fm , которые, несмотря на существование соответствующих экспериментальных данных, не могли быть получены ранее ввиду некорректности задачи.

3. а) В экспериментах "on-line" непосредственно на пучке тяжелых ионов получена первая экспериментальная информация о характеристиках спонтанного деления ядра с $Z > 100$: для изотопа $^{252}\text{I}_{02}$ ($T_{1/2} = 2,4$ с), синтезированного в ядерной реакции $^{235}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n)$, измерено распределение числа нейтронов P_ν и определены его параметры – среднее значение $\bar{\nu} = 4,15 \pm 0,30$,

дисперсия $\sigma_{\nu}^2 = 4,0 \pm 1,3$, параметр формы $\Gamma_2 = 0,991 \pm 0,075$. Получено указание на асимметрию массового распределения осколков спонтанного деления $^{252}\text{I}02$.

Предварительно в специальных опытах проведена идентификация $^{252}\text{I}02$, определены его период полураспада и относительная вероятность спонтанного деления ($\approx 30\%$), исследованы закономерности образования $^{252}\text{I}02$ и условия относительно фона от распада других спонтанно делящихся продуктов в ядерных реакциях ^{235}U ($^{22}\text{Ne}, 5n$) и ^{239}Pu ($^{18}\text{O}, 5n$).

б) Впервые измерены распределения P_{ν} для спонтанного деления короткоживущих изотопов ^{246}Cf ($T_{1/2} = 35,7\text{ч}$) и ^{256}Fm ($T_{1/2} = 157\text{ мин}$), синтезированных в ядерных реакциях при облучении ^{238}U ионами ^{12}C и ^{22}Ne ; определены $\bar{\nu}$, σ_{ν}^2 и Γ_2 для этих нуклидов. Измерены распределения P_{ν} и с точностью $\approx 1,5\%$ определены их параметры для спонтанного деления ^{244}Cm и ^{246}Cm . Отмечены значительное увеличение $\bar{\nu}$ с ростом массы делящегося ядра при $A > 244$ и стабилизация $\bar{\nu}$ в области $A > 254$.

4. На основе экспериментальных данных, полученных для изотопов Cm , Cf , Fm и $\text{I}02$ -го элемента, обнаружено сильное увеличение дисперсии числа нейтронов σ_{ν}^2 с ростом Z делящегося ядра. Такое поведение σ_{ν}^2 противоречит сложившимся ранее выводам о слабых изменениях этой величины.

5. Дополнена новыми данными и пересмотрена систематика Террелла дисперсии числа нейтронов σ_{ν}^2 ; предложена систематика тесно связанной с ней величины – дисперсии полной кинетической энергии осколков деления $\sigma_{E_k}^2$. На основе всех существующих в настоящее время экспериментальных данных проанализирована зависимость этих величин от начальных параметров делящегося ядра: массового числа A в интервале $230 \leq A \leq 259$, числа протонов в ядре Z для $90 \leq Z \leq 102$, параметра делимости χ в интервала-

ле $0,75 \leq x \leq 0,87$ и энергии возбуждения E^* для $E^*=0$ (спонтанное деление) и $E^* \approx 6,5$ МэВ (деление тепловыми нейтронами).

Совместный анализ величин σ_{ν}^2 и $\sigma_{E_K}^2$ показывает, что:

- а) при вариациях Z и A обе величины изменяются практически одинаковым образом как при $E^* = 0$, так и при $E^* \approx 6,5$ МэВ, соответственно отношение $\sigma_{E_K}^2 / (\sigma_{\nu}^2 - 1/12)$ остается примерно постоянным и в среднем равным 94 ± 15 МэВ²;
- б) преимущественной является зависимость дисперсии от Z , в то время как изменение числа нейтронов в начальном ядре влияет на величину дисперсии значительно более слабо (возможно, за исключением изотопов Fm с $N > 157$);
- в) в области ядер с $Z > 90$ дисперсия в целом существенно возрастает с ростом Z или x : изменение x от 0,75 до 0,87 приводит к увеличению дисперсии примерно в 4 раза; в интервале $Z \approx 94-96$ ($x \sim 0,8$) наблюдается характерная особенность — ослабление зависимости дисперсии от Z ;
- г) при переходе от спонтанного деления ($E^* = 0$) к набарьерному ($E^* \approx 6,5$ МэВ) дисперсия заметно увеличивается.

6. Сравнением экспериментальных данных с предсказаниями теории показано, что современные теории и модели деления (динамическая модель жидкой капли Никса и Святецкого, статистическая теория деления Фонга и её модификации, статистические модели частичного равновесия и др.) не дают даже качественного описания наблюдавшихся на опыте закономерностей. В области тяжёлых слабовозбужденных ядер расчеты приводят к значительно заниженной величине дисперсии, слабо зависящей от Z . Следовательно, вне рассмотрения остаются некоторые важные степени свободы системы, вклад которых в формирование энергетических распределений осколков прогрессирует по мере утяжеления делящегося ядра.

БЛАГОДАРНОСТИ

Приншу глубочайшую благодарность академику Георгию Николаевичу Флёрому за постановку задачи и постоянное заботливое внимание, которое решающим образом способствовало успешному завершению этой работы.

Сердечно благодарю доктора физико-математических наук Юрия Цолаковича Оганесяна за многолетнее научное руководство моей работой, неоценимую помощь и поддержку на всех её этапах.

Глубоко благодарю своих товарищей по лаборатории, разделивших со мной трудности экспериментальной работы: М.Даковского (в настоящее время – сотрудник ИЯИ в Сверке, ПНР) – за участие в проведении основных экспериментов и математической обработке данных, И.Ланга (в настоящее время – сотрудник ЦИФИ, Будапешт, ВНР) – за мастерство и неисчерпаемый энтузиазм, с которым им было создано программное обеспечение экспериментов, О.К.Нефедьева, взявшего на себя основную часть труда по разработке регистрирующей электроники и аппаратуры связи с ЭВМ, И.В.Колесова, выполнившего конструкторские работы при создании основных узлов экспериментальных установок, Г.В.Букланова, Б.А.Гвоздева и Ю.С.Короткина – за помощь и высокое качество проведенных ими химических операций при изготовлении циклотронных мишеней и приготовлении источников, Ю.В.Лобанова и С.П.Третьякову, совместно с которыми были проведены опыты по синтезу и идентификации изотопа $^{252}_{\text{I}}\text{O}_2$.

Я рад поблагодарить В.М.Плотко за большую повседневную помощь при изготовлении, наладке и эксплуатации экспериментальных установок.

Благодарю также других сотрудников лаборатории: А.Г.Дёмина, В.А.Друина, В.Ф.Кутничука, В.Г.Субботина, Л.П.Челнокова, Б.В.Фёилова, М.С.Бирулёва, Ю.А.Дьячихина.

Коллектив эксплуатации циклотрона У-300 ЛЯР я благодарю за обеспечение экспериментов интенсивными пучками тяжёлых ионов.

Считаю приятным долгом поблагодарить сотрудников других лабораторий и институтов: А.В.Игнатюка, М.Г.Иткиса, В.В.Пашкевича, Л.А.Плескачевского, В.А.Рубченю – за обсуждения и интерес к работе, Л.С.Туровцеву – за помощь и обсуждения при обработке экспериментальных данных.

ПРИЛОЖЕНИЯ

A. Восстановление распределений множественности частиц методом статистической регуляризации.

Здесь мы рассмотрим некоторые аспекты метода СТРЕГ несколько более подробно. Как уже отмечалось в § 8 главы II, метод СТРЕГ основан на привнесении в задачу априорной информации о восстанавливаемой функции; в нашем случае это информация о гладкости и неотрицательности решения. Предположение о гладкости искомой функции выражается в методе СТРЕГ через вероятностное ограничение на значение определенного функционала, вычисляемого по значениям функции в опорных точках. Обычно используемый функционал есть конечно-разностное приближение к евклидовой норме второй производной:

$$\Omega(\vec{\Psi}) = \sum_{i=3}^n \left[\frac{1}{h^2} (\Psi_i - 2\Psi_{i-1} + \Psi_{i-2}) \right]^2, \quad (A.1)$$

где $\vec{\Psi}$ — вектор, компоненты которого Ψ_i суть значения искомой функции в последовательных опорных точках; h — расстояние между соседними точками (шаг). В нашем случае $i = v + I$, $\Psi_i = P_v + I$, $h = I$; значение v_{max} в расчетах бралось, как правило, равным 8, таким образом, $n = 9$.

Ограничение на значение функционала $\Omega(\vec{\Psi})$ накладывается следующим образом. Рассмотрим в пространстве векторов $\vec{\Psi}$ распределение вероятностей с плотностью:

$$P_\alpha(\vec{\Psi}) = C_\alpha \exp\left\{-\frac{\alpha}{2} \Omega(\vec{\Psi})\right\}, \quad (A.2)$$

где $\alpha > 0$ — параметр, характеризующий гладкость искомой функции, а C_α — нормировочный коэффициент, зависящий от α . Легко показать, что среднее значение функционала $\Omega(\vec{\Psi})$ по этому рас-

пределению есть n/α . Те функции $\vec{\Phi}$, для которых $\Omega(\vec{\Phi})$ существенно превышает n/α , подавляются экспоненциальным фактором в $P_\alpha(\vec{\Phi})$. Если известно приблизительное значение функционала $\Omega(\vec{\Phi})$ для искомой функции $\vec{\Phi}$, мы можем отсюда оценить α и принять $P_\alpha(\vec{\Phi})$ в качестве априорной плотности вероятности для $\vec{\Phi}$. Используя затем аппарат математической статистики, а именно, байесову стратегию, мы получаем "регуляризованное" решение и его среднеквадратичную погрешность. Это один из вариантов метода СТРЕГ. Он требует априорного задания параметра α , т.е. априорной оценки ожидаемого значения функционала $\Omega(\vec{\Phi})$. Если такую оценку получить невозможно, то применяется более сложный вариант метода, при котором априорная информация о $\vec{\Phi}$ задается в виде "слоистого" ансамбля (более подробно см. [140]):

$$P(\vec{\Phi}) = \text{const} \int P_\alpha(\vec{\Phi}) d\alpha. \quad (\text{A.3})$$

"Слои" образуют ансамбли гладких функций с различными фиксированными α , суперпозицией которых является этот ансамбль. Иначе говоря, априори все значения параметра гладкости α считаются равновероятными. Решение в этом ансамбле сводится, фактически, к апостериорной оценке α из опытных данных, т.е. из исходной системы уравнений (формулы (2.II) в главе II).

На практике применялась комбинация указанных двух вариантов метода. В тех случаях, когда эксперимент был достаточно информативным, параметр α оценивался апостериори. Найденное значение использовалось в качестве априорного для менее информативных экспериментов. В наших задачах о восстановлении распределения числа нейтронов, как правило, имела место величина $\alpha = 64 \div 85$.

Теперь проиллюстрируем некоторые расчеты, сравнив распределения числа нейтронов для спонтанного деления ^{244}Cm , восстановленные методом СТРЕГ, с результатами прямого решения исходной системы уравнений, P_v^d .

Для первого примера (рис. 42а) экспериментальные данные взяты из работы [149]. Эффективность регистрации нейтронов здесь весьма высока, 75,6%; полное число зарегистрированных делений $M = 16200$. В этих условиях прямое решение P_v^d имеет достаточно малую ошибку и потому является приемлемым. Регуляризованное решение с высокой точностью совпадает с прямым, совпадают и погрешности обоих решений.

В следующем примере (рис. 42в) экспериментальные данные получены в настоящей работе; эффективность регистрации $\epsilon = 48,3\%$, число проанализированных делений $M = 7169$. В этом случае прямое решение P_v^d является уже неприемлемым. Регуляризованное решение P_v^r с точностью до ошибок восстановления совпадает с кривой P_v на рис. 42а.

Для оценки предельных возможностей восстановления по методу СТРЕГ был проведен следующий опыт. Из реальных экспериментальных данных была взята часть, отражающая показания примерно половины счетчиков за небольшой отрезок времени. Это соответствует эффективности регистрации $\epsilon = 23,7\%$ и статистике $M = 4039$. Полученные распределения изображены на рис. 43. Прямое решение в этом случае дает абсурдный результат. Регуляризованное решение обладает заметно большей погрешностью, чем в предыдущем случае (рис. 42в), однако с точностью до этой погрешности оно снова совпадает с результатами более точных экспериментов.

Регуляризованное решение P_v^r не есть точное решение исходной системы уравнений, если истинные величины F_n'' заменены экспериментально наблюдаемыми. Интересно проверить поэтому, с какой точностью P_v^r удовлетворяет исходной системе уравнений. В первой колонке таблицы 10 представлены экспериментальные значения F_n'' вместе с их среднеквадратичными ошибками s_n , во второй колонке — расчетные величины $F_n^{расч}$, полученные подстановкой регуляризованного

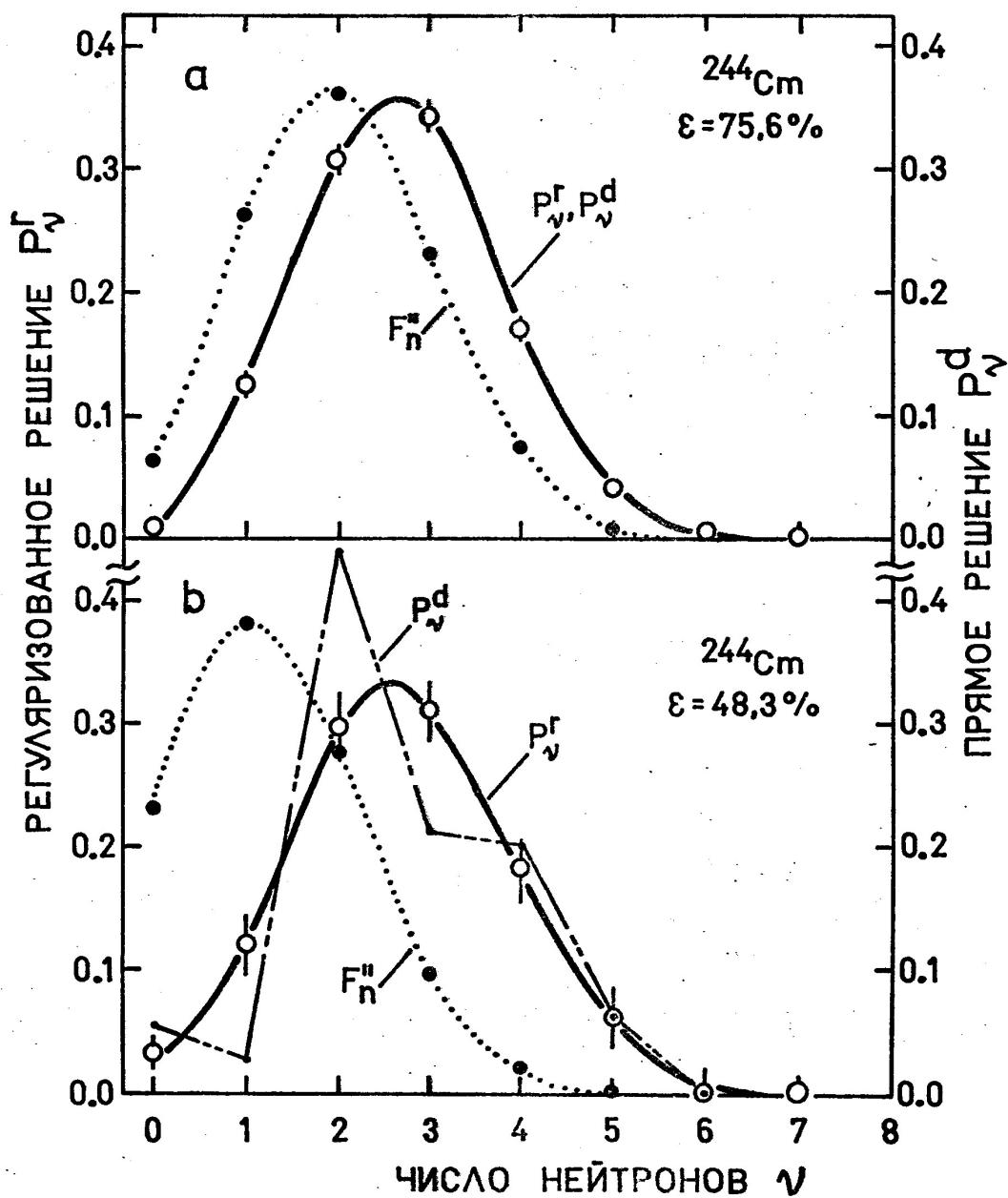


Рис. 42. Распределения множественности нейтронов спонтанного деления ^{244}Cm , полученные в экспериментах при разной эффективности регистрации нейтронов ϵ . Пунктирные кривые – распределения множественности регистрируемых нейтронов F_n'' , штрих-пунктирные линии – результат восстановления с использованием прямых формул P_{ν}^d , сплошные кривые – регуляризованные решения P_{ν}^r , полученные методом СТРЕГ. При $\epsilon = 75,6\%$ (рис. 42а) прямое и регуляризованное решения совпадают.

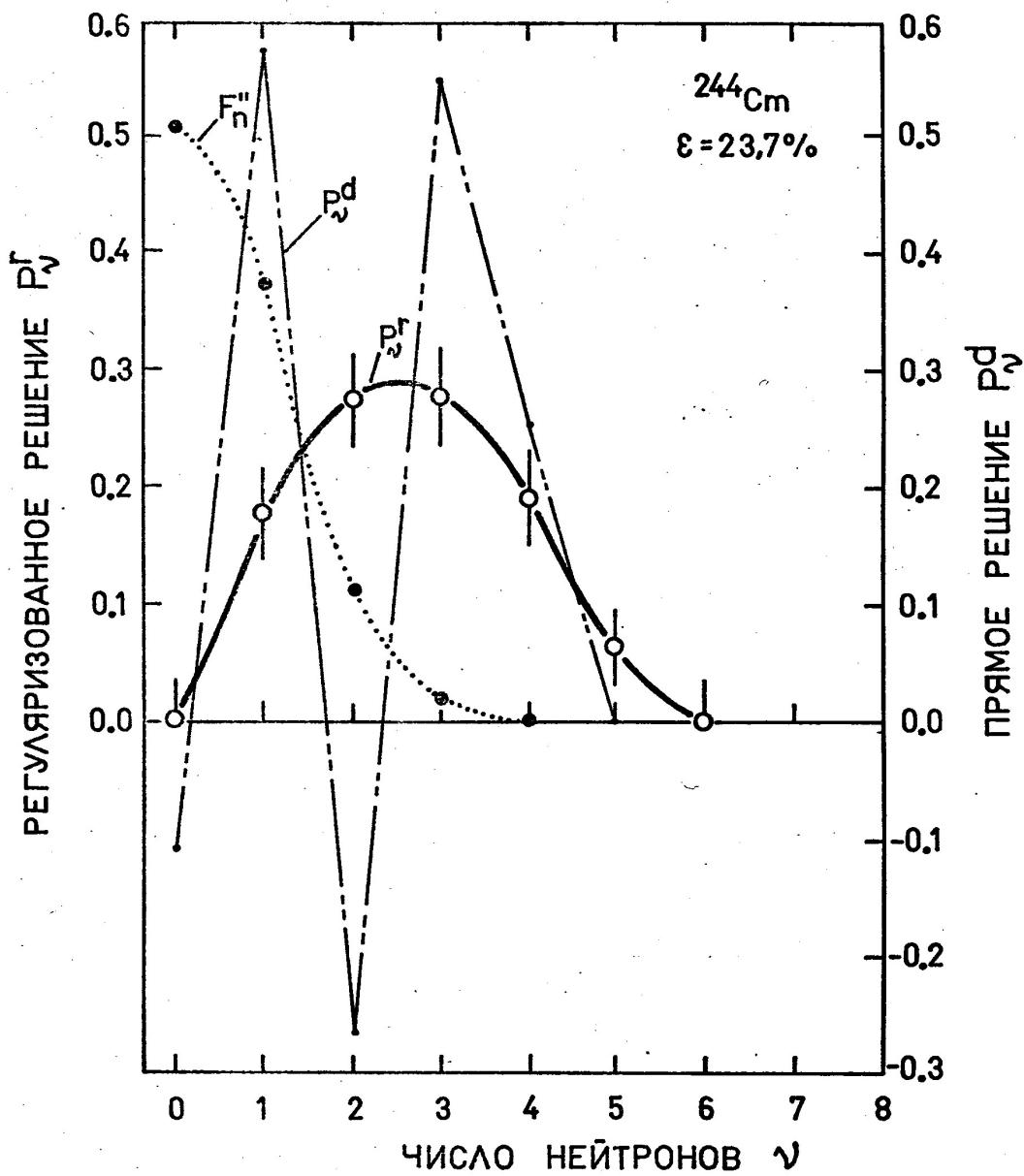


Рис. 43. Распределения множественности нейтронов спонтанного деления ^{244}Cm , полученные при эффективности регистрации нейтронов $\epsilon = 23,7\%$. Обозначения такие же, как и на рис. 42.

Таблица IO.

Экспериментальное и расчетное распределения F_n'' для $\epsilon = 48,3\%$;
сравнение регуляризованных решений для $\epsilon = 48,3\%$ и $\epsilon = 75,6\%$.

n, ν	F_n''	$F_n^{\text{расч}}$	P_{ν}^r ($\epsilon = 48,3\%$)	P_{ν}^r ($\epsilon = 75,6\%$)
0	$0,2296 \pm 0,0063$	0,2298	$0,030 \pm 0,011$	$0,007 \pm 0,003$
1	$0,3789 \pm 0,0087$	0,3836	$0,126 \pm 0,023$	$0,126 \pm 0,007$
2	$0,2777 \pm 0,0071$	0,2682	$0,288 \pm 0,025$	$0,306 \pm 0,011$
3	$0,0917 \pm 0,0040$	0,0974	$0,304 \pm 0,025$	$0,342 \pm 0,011$
4	$0,0204 \pm 0,0018$	0,0193	$0,187 \pm 0,023$	$0,173 \pm 0,008$
5	$0,0017 \pm 0,0005$	0,0017	$0,065 \pm 0,018$	$0,040 \pm 0,004$
6	$0,0000 \pm 0,0001$	0,0000	$0,000 \pm 0,017$	$0,006 \pm 0,002$

Таблица II.

Параметры распределений множественности нейтронов деления ^{244}Cm , определенные непосредственно по экспериментальным данным и по регуляризованным решениям.

$\#$	$\epsilon, \%$	M	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}_r$	σ_{ν}^2	$\sigma_{\nu r}^2$
1	48,3	7169	$2,690 \pm 0,036$	2,687	$1,388 \pm 0,076$	1,410
2	48,2	65015	$2,690 \pm 0,015$	2,691	$1,290 \pm 0,025$	1,296
3	44,4	6928	$2,690 \pm 0,038$	2,688	$1,212 \pm 0,084$	1,226
4	39,9	20359	$2,690 \pm 0,025$	2,688	$1,173 \pm 0,057$	1,187
5	23,7	4039	$2,690 \pm 0,071$	2,684	$1,230 \pm 0,272$	1,287
6	22,0	4039	$2,690 \pm 0,075$	2,684	$1,587 \pm 0,311$	1,661

решения P_v^r в левую часть исходной системы уравнений. Видно, что $|F_n'' - F_n^{\text{РАСЧ}}| \leq s_n$. В следующих двух колонках таблицы сравниваются регуляризованные решения для $\epsilon = 48,3\%$ и $\epsilon = 75,6\%$.

Теперь обсудим кратко эффект влияния ошибок в F_n'' и ϵ . Уменьшение среднеквадратичной погрешности s_n экспериментальных данных F_n'' приводит, разумеется, к уменьшению погрешности восстановленной функции P_v^r . Однако, в отличие от погрешности прямого решения P_v^d , погрешность P_v^r уменьшается не пропорционально s_n , а гораздо медленнее. Например, в одном из экспериментов с $\epsilon = 48,3\%$ при возрастании статистики в 9 раз (от $M = 7169$ до $M = 65015$) и, соответственно, уменьшении ошибки s_n втрое, ошибка P_v^r уменьшилась всего на 30%. Причина состоит в том, что значительный вклад в оценку погрешности восстановления вносят высшие компоненты разложения по системе ортогональных функций, которые остаются неопределенными как при $M = 7169$, так и при $M = 65015$. Поэтому при заданном ϵ (определяющем спектральные свойства ядра исходной системы уравнений) даже весьма значительное увеличение точности эксперимента не может увеличить точность решения P_v^r сверх некоторого предела. В то же время, как следует из приведенных выше примеров, для получения решения P_v по методу СТРЕГ с удовлетворительной, хотя и не слишком высокой точностью, оказывается достаточной весьма скромная статистика. Эти соображения следует учитывать при планировании экспериментов.

По сравнению с прямым, регуляризованное решение менее чувствительно к ошибке в ядре уравнений, т.е. к ошибке величины ϵ . Чтобы учесть эту ошибку, достаточно провести восстановление при двух крайних значениях величины ϵ . В экспериментах, результаты которых приводятся на рис. 42в, погрешность определения ϵ составляла примерно 1%. Расчеты показали, что при изменении ϵ в

этих пределах вариации регуляризованного решения сравнимы с шириной линии на рисунке. Вариации нерегуляризованного решения при изменении ϵ в несколько раз больше.

Два первых момента распределения P_{ν} — среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ и его дисперсия σ_{ν}^2 могут быть найдены непосредственно из экспериментальных данных F_n^{II} по формулам (2.5)–(2.8) главы II. Очевидно, $\bar{\nu}$ и σ_{ν}^2 , вычисленные через прямое решение исходной системы уравнений P_{ν}^d , будут совпадать с этими значениями. Тезже величины, вычисленные через регуляризованное решение (обозначим их $\bar{\nu}_r$ и $\sigma_{\nu r}^2$), будут, вообще говоря, отличаться от $\bar{\nu}$ и σ_{ν}^2 . Сколь велики могут быть эти отличия?

В таблице II приведены значения $\bar{\nu}$, $\bar{\nu}_r$, σ_{ν}^2 , $\sigma_{\nu r}^2$ для шести измеренных наборов величин F_n^{II} , относящихся к изотопу $^{244}\text{Сm}$. Из них первые четыре получены в результате реальных экспериментов, а последние два — путем разделения данных одного эксперимента на две части, как было указано выше. Значения $\bar{\nu}$ и σ_{ν}^2 приводятся вместе с их статистическими ошибками. Величина $\bar{\nu} = 2,690$ для $^{244}\text{Сm}$ служила стандартом при определении эффективности регистрации нейтронов, так что приведенные ошибки $\bar{\nu}$ отражают лишь точность определения ϵ .

Из таблицы II видно, что разность $|\bar{\nu} - \bar{\nu}_r|$ много меньше погрешности $\bar{\nu}$. Разности $(\sigma_{\nu r}^2 - \sigma_{\nu}^2)$ положительны. Это можно интерпретировать так, что регуляризация приводит, как правило, к некоторому уширению кривой (из-за обрезания высших гармоник). Однако, как и для $\bar{\nu}$, все разности $(\sigma_{\nu r}^2 - \sigma_{\nu}^2)$ составляют небольшую часть погрешности определения σ_{ν}^2 .

Допустим теперь, что проведено несколько независимых экспериментов по определению одного и того же распределения множественности. При восстановлении искомой функции методом СТРЕГ по результатам нескольких экспериментов нельзя использовать обычную проце-

дуру усреднения и оценивать ошибку среднего, считая ошибки суммируемых кривых статистически независимыми, поскольку при обработке каждого варианта используется одна и та же априорная плотность вероятности. Теоретическая ошибка регуляризованного решения в значительной своей части представляет оценку возможного вклада тех высших гармоник искомой функции, которые в эксперименте остаются совершенно неопределенными. Другая компонента ошибки регуляризованного решения происходит от тех гармоник, которые более или менее успешно определяются из эксперимента. Только эта компонента и уменьшается с увеличением числа экспериментов, первая же остается неизменной. Поэтому следует ожидать, что с увеличением числа экспериментов, как и с уменьшением экспериментальной ошибки, ошибка регуляризованного решения будет убывать медленнее, чем в тех случаях, когда мы имеем дело с корректной системой уравнений и ее точным решением.

Как же надо суммировать информацию, полученную в различных экспериментах при использовании статистической регуляризации? Очевидно, учитывая как независимые именно те данные, которые только и являются независимыми, т.е. измеряемые величины $F_n^{''}$. Таким образом, следует увеличивать число уравнений в исходной системе пропорционально числу экспериментов и сохранять число неизвестных P_y , описывающих одну и ту же искомую функцию. Подобная процедура применяется также при объединении регуляризованных решений с решениями корректной системы уравнений. Отличие состоит лишь в том, что входные данные для корректного результата при объединении используются с ядром в виде единичной матрицы. Результат объединения трех экспериментов сравнимой информативности (варианты I, 3 и 4 в таблице II) показывает, что погрешность совместного результата меньше, чем исходные погрешности, примерно на 20%. Отметим также, что суммарная кривая несколько уже частич-

ных, поскольку с увеличением информативности уширение распределения, отмеченное выше, уменьшается.

Б. Систематика значений дисперсии полной кинетической энергии осколков деления.

Библиография работ по исследованию распределений кинетической энергии осколков насчитывает многие десятки наименований, однако большинство из этих работ имеет ограниченное значение для целей систематизации значений $\sigma_{E_k}^2$. Это обусловлено различиями в методах энергетической калибровки и введения поправок на эмиссию нейтронов из осколков, неодинаковым качеством источников, различиями в энергетическом разрешении и способах представления экспериментальных данных, что сильно затрудняет либо делает практически не возможным их количественное сопоставление. Поэтому при составлении систематики величин $\sigma_{E_k}^2$ были использованы лишь хорошо известные работы [67-71, 109, 158-160, 190-195], выполненные, в основном, в последнее десятилетие и содержащие количественную информацию о $\sigma_{E_k}^2$, полученную единым методом как правило для нескольких случаев деления одновременно. Экспериментальные значения $\sigma_{E_k}^2$ представлены в таблице I2 для 25 случаев деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения. Поскольку в первую очередь преследовалась цель выяснить главные, качественные черты в поведении $\sigma_{E_k}^2$ при изменении Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра, усреднение экспериментальных данных для случаев многократных измерений не проводилось и был избран несколько иной способ построения систематики.

В ее основу положены данные работы [71], где распределения полной кинетической энергии осколков исследовались для 13 делящихся систем от ^{229}Th (n, f) до ^{256}Fm (sf). Вместе с этим, в таблицу I2 включены значения $\sigma_{E_k}^2$ для 10 других делящихся систем;

Таблица I2.

Дисперсия полной кинетической энергии осколков при делении тяжелых ядер.

Изотоп	Литература	\bar{E}_k , МэВ	$\sigma_{E_k}^2$, МэВ ²
спонтанное деление			
²⁴⁴ Cm	I90, I91	183,7	I23
²⁴⁶ Cm	7I	183,9	II2
²⁴⁸ Cm	7I	182,2	II0
²⁵⁰ Cm	I92	179,8 ^{a)}	II2
²⁵⁰ Cf	7I	187,0	I28
²⁵² Cf	7I	185,9	I35
²⁵⁴ Cf	7I	186,9	I39
²⁵³ Es	I93	188,0	I70±I0
²⁵⁴ Fm	I60	195,I	I88
²⁵⁶ Fm	7I	197,9	207
²⁵⁷ Fm	I58	198,0	I98
²⁵⁸ Fm	97	230	(~600)
²⁵⁹ Fm	I63	230	(~600)
²⁵² Tb	I09	202,4	237±I57
деление тепловыми нейтронами			
²³⁰ Th	7I	163,6	67
²³⁴ U	7I	172,I	98
²³⁶ U	7I	171,8	I06
²³⁸ Np	I95	173,I	I45
²⁴⁰ Pu	7I	177,I	I32
²⁴² Pu	68	179,6	I22
²⁴⁶ Cm	7I	184,2	I37
²⁵⁰ Cf	7I	189,I	I69
²⁵² Cf	I94	182,I ^{B)}	205 ^{B)}
²⁵⁵ Es	7I	194,3	253
²⁵⁶ Fm	I94	192,5 ^{B)}	290 ^{B)}

a) Наиболее вероятное значение E_k .

b) Значения, не исправленные на эмиссию нейтронов; значения E_k — наиболее вероятные.

последние взяты из работ [68, I09, I58, I60, I90-I95] и внесены в таблицу после соответствующей перенормировки с учетом разницы в $\sigma_{E_k}^2$ для ^{252}Cf (или ^{235}U (n, f)), служившего стандартом в этих измерениях. Можно надеяться, что такой способ перенормировки учитывает основную часть различий, связанных с экспериментальной процедурой^{*)}. В таблицу I2 включены также значения $\sigma_{E_k}^2$ для спонтанного деления ^{258}Fm и ^{259}Fm [97, I63], однако их следует рассматривать как весьма предварительные (см. стр. I39 основного текста).

К сожалению, точность экспериментального определения $\sigma_{E_k}^2$ невелика и в целом по очевидным причинам уступает точности определения σ_{ν}^2 . Поэтому было необходимо детально проанализировать качество таблицы I2. Поскольку ни в одной из работ (за исключением [I09, I93]), данные которых включены в таблицу, ошибки в сообщаемых значениях $\sigma_{E_k}^2$ не указаны, единственным способом их оценки являлся анализ разброса значений $\sigma_{E_k}^2$ в случаях многократных измерений. Такой анализ экспериментального материала [67-71, 97, I09, I58-I60, I63, I71-I73, I90-I99] показывает, что в среднем разброс абсолютных значений обсуждаемых величин составляет 10-15%; по-видимому, разумно принять эту величину в качестве оценки средней (по таблице I2) ошибки в абсолютных значениях $\sigma_{E_k}^2$. После перенормировки всех данных к единому значению $\sigma_{E_k}^2(^{252}\text{Cf}) = 135 \text{ МэВ}^2$ разброс величин $\sigma_{E_k}^2$ уменьшается примерно вдвое. Тогда можно считать, что в среднем по таблице точность относительных сопоставлений не хуже 5-8%. В таблице I2 приведены также значения полной кинетической энергии осколков E_k и ссылки на оригинальную литературу.

^{*)} Все включенные в таблицу I2 экспериментальные данные получены принципиально одинаково — методом регистрации кинетических энергий двух дополнительных осколков деления поверхностью-барьерными $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторами.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Hahn, F.Strassmann. Naturwiss., 27, 11, 89 (1939).
2. N.Bohr, J.A.Wheeler. Phys.Rev., 56, 426 (1939).
3. Я.И.Френкель. ЖЭТФ, 9, 64I (1939).
4. W.D.Myers, W.J.Swiantecki. Nucl.Phys., 81, 1 (1966).
5. W.D.Myers, W.J.Swiantecki. Arkiv för Fysik, 36, 343 (1967).
6. В.М.Струтинский. ЯФ, 3, 614 (1966).
7. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
8. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A122, 1 (1968).
9. M.Brack, P.Quentin. Physics and Chemistry of Fission (Rochester), IAEA, Vienna, 1974, vol. 1, p. 231.
10. M.Brack, P.Quentin. Nuclear Self-Consistent Fields. North-Holland, Amsterdam, 1975, pp. 353-394.
11. H.Flocard, P.Quentin, D.Vautherin, A.K.Kerman. Physics and Chemistry of Fission (Rochester), IAEA, Vienna, 1974, vol. 1, p. 221.
12. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. Rev.Mod.Phys., 44, 320 (1972).
13. H.C.Pauli, Physics Reports, 70, 35 (1973). Nukleonika, 20, 601 (1975).
14. R.Vandenbosch, J.R.Huizenga. Nuclear Fission. Academic Press, New York and London, 1973.
15. A.Michaudon. Advances Nucl.Phys., 6, 1 (1973).
16. H.J.Specht. Rev.Mod.Phys., 46, 773 (1974).
17. R.Vandenbosch. Ann.Rev.Nucl.Sci., 27, 1 (1978).
18. P.Möller, S.G.Nilsson. Phys.Lett., 31B, 283 (1970).
19. V.V.Pashkevich. Nucl.Phys., A169, 275 (1971).
20. S.A.Karamyan, Yu.Ts.Oganesyan, B.I.Pustylnik, G.N.Flerov. Physics and Chemistry of Fission (Vienna), IAEA, Vienna, 1969, p. 759.

21. D.A.Музичка, В.В.Пашкевич, В.М.Стругинский.
ЯФ, 8, 716 (1968).
22. S.G.Nilsson, C.F.Tsang, A.Sobiczewski, Z.Szymanski,
S.Wycech, C.Gustafsson, I.L.Lamm, P.Möller and B.Nilsson.
Nucl.Phys., A131, 1 (1969).
23. J.R.Nix. Ann.Rev.Nucl.Sci., 22, 65 (1972).
24. A.Sobiczewski. Physica Scripta, 10A, 47 (1974);
Proc. Int. School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with
Nuclei and Synthesis of New Elements, JINR D7-9734, Dubna,
1976, p. 59.
25. E.O.Piset, J.R.Nix. Nucl.Phys., A193, 647 (1972).
26. G.Herrmann. Int. Rev.Science. Ser. 2 - Inorganic Chemistry,
vol. 8 - Radiochemistry. University Park Press, Baltimore,
1975, p. 221.
27. G.N.Flerov, J.Phys.Soc.Japan, 44 (Suppl.), 723 (1978).
28. T.Ledergerber, H.C.Pauli. Nucl.Phys., A207, 1 (1973).
29. H.C.Pauli, T.Ledergerber. Physics and Chemistry of Fission
(Rochester), IAEA, Vienna, 1974, Vol. 1, p. 463.
30. L.Wilets. Theories of Nuclear Fission. Clarendon Press,
Oxford, 1964.
31. Б.Т.Гейликман. Физические исследования. Доклады советской
делегации на Международной конференции по мирному использова-
нию атомной энергии, Женева, 1955. Изд-во АН СССР, М.,
1955, стр. 310.
32. Б.Т.Гейликман. АЭ, 6, 298 (1959).
33. Б.Т.Гейликман, О.В.Зимина. ЯФ, 23, II75 (1976).
34. P.Fong, Phys.Rev., 102, 434 (1956).
35. P.Fong. Statistical Theory of Nuclear Fission. Gordon and
Breach, New York, 1969.
36. P.Fong. Statistical Theory of Nuclear Fission, Preprint,
Emory University, Atlanta, 1977.

- 181
- 17558
37. J.R.Nix, W.J.Swiatecki. Nucl.Phys., 71, 1 (1965).
 38. J.R.Nix. Nucl.Phys., A130, 241 (1969); Preprint UCRL-1758, Berkeley, 1968.
 39. W.J.Swiatecki, S.Bjørnholm. Physics Reports, 4C, 325 (1972).
 40. S.Bjørnholm. Physica Scripta, 10A, 110 (1974).
 41. W.Nörenberg. Physics and Chemistry of Fission (Vienna), IAEA, Vienna, 1969, p. 51; Phys.Rev., C5, 2020 (1972).
 42. Л.Д.Ландау. Собрание трудов. "Наука", М., 1969, т. I, стр. 71.
 43. C.Zener. Proc. R.Soc. London, Ser. A, 137, 696 (1932).
 44. R.W.Hasse. Rep.Progr.Phys., 41, 1027 (1978).
 45. K.T.R.Davies, A.J.Sierk, J.R.Nix. Phys.Rev., C13, 2385 (1976).
 46. W.J.Swiatecki. Proc. Int. School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New Elements, JINR D7-9734, Dubna, 1976, p.89.
 47. A.J.Sierk, S.E.Koonin, J.R.Nix. Phys.Rev., C17, 646 (1978).
 48. K.T.R.Davies, R.A.Managan, J.R.Nix, A.J.Sierk. Phys.Rev., C16, 1890 (1977).
 49. R.Wieczorek, R.W.Hasse, G.Süssmann. Physics and Chemistry of Fission (Rochester), IAEA, Vienna, 1974, vol. 1, p. 523.
 50. R.H.Davis. Phys.Rev., C9, 2411 (1974).
 51. D.L.Hill, J.A.Wheeler. Phys.Rev., 89, 1102 (1953).
 52. G.Schütte, L.Wilets. Nucl.Phys., A252, 21 (1975); Z.Phys., A286, 313 (1978).
 53. S.E.Koonin, J.R.Nix. Phys.Rev., C13, 209 (1976).
 54. M.Lefort. Rep.Progr.Phys., 39, 129 (1976).
 55. Б.В.Волков. ЭЧАЯ, 6, 1040 (1975).
 56. I.S.Grant. Rep. Progr.Phys., 39, 955 (1976).
 57. A.Michaudon. Proc. Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei (Lowell, Massachusetts), USERRDA Techn. Information Centre, Oak Ridge, 1976, vol. 1, p. 641.

58. H.Nifenecker, C.Signarbieux, R.Babinet, J.Poitou.
Physics and Chemistry of Fission (Rochester), IAEA, Vienna,
1974, vol. 2, p. 117.
59. C.Guet, C.Signarbieux, P.Perrin, H.Nifenecker, B.Leroux,
M.Asghar. J.Phys.Letteres (France), 39, L213 (1978).
60. M.Zielinska-Pfabe. Preprint IC/75/33, Trieste, 1975.
61. V.F.Apalin, Yu.N.Gritsyuk, I.E.Kutikov, V.I.Lebedev,
L.A.Mikaelian. Nucl.Phys., 71, 553 (1965).
62. H.R.Bowman, S.G.Thompson, J.C.D.Milton and W.J.Swiatecki.
Phys.Rev., 126, 2120 (1962).
63. J.Terrell. Phys.Rev., 127, 880 (1962).
64. J.Terrell. Physics and Chemistry of Fission (Salzburg),
IAEA, Vienna, 1965, vol. 2, p. 3.
65. J.W.Boldeman, A.R. de L.Musgrove, R.L.Walsh. Aust. J.Phys.,
24, 821 (1971).
66. V.F.Apalin, Yu.N.Gritsyuk, I.E.Kutikov, V.I.Lebedev,
L.A.Mikaelian. Nucl.Phys., 71, 546 (1965).
67. J.C.D.Milton, J.S.Fraser. Can.J.Phys., 40, 1626 (1962).
68. J.N.Neiler, F.J.Walter, H.W.Schmitt. Phys.Rev., 149,
894 (1966).
69. H.W.Schmitt, W.E.Kiker, C.W.Williams. Phys.Rev., 137B,
837 (1965).
70. H.W.Schmitt, J.N.Neiler, F.J.Walter. Phys.Rev., 141,
1146 (1966).
71. J.P.Unik, J.E.Gindler, L.E.Glendenin, K.F.Flynn, A.Gorski,
R.K.Sjoblom. Physics and Chemistry of Fission (Rochester),
IAEA, Vienna, 1974, vol. 2, p. 19.
72. W.Brunner, H.Paul. Ann.Phys., 6, 267 (1960); 1, 326 (1961)
8, 146 (1961).
73. R.Vandenbosch. Nucl.Phys., 46, 129 (1963).

74. В.И.Большов, Л.И.Прохорова, В.Н.Околович, Г.Н.Смиреникин.
АЭ, 17, 28 (1964).
75. К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, Б.Нургалиев, Г.Н.Смиреникин,
Ю.М.Турчин, В.Н.Косяков, Л.В.Чистиков, И.К.Шецаев, В.М.Шубко,
Л.Н.Мезенцев, В.Н.Околович. ЯФ, 15, 29 (1972).
76. H.W.Schmitt, U.Mosel. Phys.Rev., C4, 2185 (1971);
Nucl.Phys., A166, 1 (1972).
77. B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, R.P.Chasman. Phys.Rev., C14,
1832 (1976).
78. А.В.Игнатик. ЯФ, 7, 1043 (1968); 9, 357 (1969).
79. В.А.Рубчена. ЯФ, 9, 1192 (1969); Изв. АН СССР, сер. физ.,
36, 212 (1972).
80. H.W.Schmitt. Arkiv för Fysik, 26, 633 (1967).
81. P.Dickmann, K.Dietrich, Nucl.Phys., A129, 241 (1969).
82. H.Schultheis, R.Schultheis. Phys.Lett., 51B, 7 (1975);
Preprint ORNL 5126-35, University of Maryland, 1976.
83. P.Manero, V.A.Konshin. At.Energy Rev., 10, 637 (1972).
84. Л.Н.Усачев. Нейтронная физика (материалы 2-й Всесоюзной
конференции, Киев, 1973), Обнинск, 1974, часть I,
стр. 8.
85. Yu.A.Lazarev. At.Energy Rev., 15, 75 (1977).
86. Ю.А.Лазарев. Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев, 1977).
ЦНИИАТОМИНФОРМ, М., 1977, часть 3, стр. 175.
87. J.R.Nix. Phys.Lett., 30B, 1 (1969).
88. E.Cheifetz, H.R.Bowman, J.B.Hunter, S.G.Thompson.
Phys.Rev., C3, 2017 (1971).
89. В.Н.Захарова. ЯФ, 24, 26 (1976).
90. D.Kolb. Phys.Lett., 65B, 319 (1976).
91. H.Schultheis, R.Schultheis. Phys.Lett., 49B, 423 (1974);
58B, 384 (1975).

92. H.Schultheis, R.Schultheis. Phys.Rev., C15, 1601 (1977).
93. Г.Н.Флеров, Г.М.Тер-Акопьян, Н.К.Скобелев, А.Г.Нопеко,
М.П.Иванов. ЯФ, 20, 472 (1974); 26, 449 (1977).
94. R.L.Ferguson, F.Plasil, H.Freiesleben, C.E.Bemis, Jr.,
H.W.Schmitt. Phys.Rev., C8, 1104 (1973).
95. B.Borderie, F.Hanappe, C.Ngô, J.Peter, B.Tamain.
Nucl.Phys., A220, 93 (1974).
96. C.E.Bemis, Jr., R.L.Ferguson, F.Plasil, R.J.Silva, C.D.O'Kell-
ley, M.L.Kiefer, R.L.Hahn, D.C.Hensley. Phys.Rev.Lett.,
39, 1246 (1977).
97. D.C.Hoffman, J.B.Wilhelmy, J.Weber, W.R.Daniels, E.K.Hulet,
J.H.Landrum, R.W.Lougeed, J.F.Wild. Preprint LA-UR-77-2741,
Los Alamos, 1977. Submitted to Conf. on Interactions of
Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New Elements (Dubna,
1977).
98. D.C.Hoffman, G.P.Ford, J.P.Balagna, L.R.Veeser. Preprint
LA-UR-77-2742, Los Alamos, 1977. Submitted to Conf. on Inter-
actions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New
Elements (Dubna, 1977).
99. Г.Н.Флеров, И.Звара. Сообщения ОИЯИ Д7-6013, Дубна, 1971.
100. Г.Н.Флеров, А.И.Иваненко, С.И.Козлов, И.В.Колесов, Б.Н.Марков,
Р.Ц.Оганесян, Ю.Ц.Оганесян, А.С.Пасик, В.Н.Покровский, К.И.
Семин, В.А.Чугреев, И.А.Шелаев. Труды Пятого Всесоюзного сове-
щания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1977, т. I,
стр. 58.
101. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, И.Ланг, О.К.Недедьев,
М.С.Бирулев. Сообщения ОИЯИ И3-6520, Дубна, 1972.
102. M.Dakowski, Yu.A.Lazarev, V.F.Turchin, L.S.Turovtseva. Nucl.
Instr.Meth., 113, 195 (1973).
103. Yu.A.Lazarev, O.K.Nefediev, Yu.Ts.Oganessian, M.Dakowski.
Phys.Lett., 52B, 321 (1974).

104. Д.Д.Оганесян, В.В.Лобанов, С.П.Третьякова, Д.А.Лазарев,
И.В.Колесов, К.А.Гаврилов, В.М.Плотко, В.В.Нокубашкин.
АЗ, 28, 393 (1970).
105. Г.Н.Флеров, Д.Д.Оганесян, В.В.Лобанов, Д.А.Лазарев,
С.П.Третьякова, И.В.Колесов, В.М.Плотко. *АЗ*, 29, 243
(1970);
Nucl.Phys., A160, 181 (1971).
106. A.Chiorse, T.Sikkeland, M.J.Wittia. *Phys.Rev.Lett.*,
18, 461 (1967).
107. В.И.Михеев, В.И.Ильиненко, М.Б.Миллер, С.И.Поликаров,
Г.Н.Флеров, В.Н.Харитонов. *АЗ*, 22, 90 (1967).
108. J.B.Jackson. *Can. J. Phys.*, 44, 539 (1966).
109. C.E.Bemis, Jr., R.L.Pergman, P.Plasil, R.J.Silva,
P.Pleasonton, R.L.Nahn. *Phys.Rev.*, C15, 705 (1977).
110. В.А.Друин, С.А.Каримин, Д.Д.Оганесян. Препринт ОИЯИ,
I670, Дубна, 1964.
- III. Г.Кумпф, Е.Л.Лонец. ИЭТФ, 44, 793 (1963).
- III2. Г.Н.Флеров, Д.Д.Оганесян, В.В.Лобанов, Д.А.Лазарев,
В.И.Кузнецов, С.П.Третьякова.
Сообщения ОИЯИ Р7-5103, Дубна, 1970.
- III3. В.А.Друин, В.В.Лобанов, В.Н.Харитонов, *АЗ*, 29,
132 (1970).
- III4. Г.Н.Флеров, Д.А.Лазарев, В.В.Лобанов, Д.Д.Оганесян,
С.П.Третьякова. Труды Международной конференции по физике
тяжелых ионов. Сборник Д7-5769, Дубна, 1971, стр. 125.
- III5. Г.Н.Флеров, Д.Д.Оганесян, В.В.Лобанов, Д.А.Лазарев, С.П.
Третьякова, Сообщения ОИЯИ Р7-4932, Дубна, 1970.
- III6. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, Г.В.Букианов, Б.А.Загер, Д.А.Лазарев,
В.В.Лобанов, А.С.Пасик, В.М.Плотко, С.П.Третьякова. Труды
Международной конференции по физике тяжелых ионов. Сборник
Д7-5769, Дубна, 1971, стр.143.

117. G.M.Ter-Akopyan, A.S.Iljinov, Yu.Ts.Oganessian, O.A.Orlova,
G.S.Popeko, S.P.Tretyakova, V.I.Chepigin, B.V.Shilov and
G.N.Flerov. Nucl.Phys., A255, 509 (1975).
118. M.R.Schmorak. Nucl.Data Sheets, 17, 391 (1976); 18, 389
(1976).
119. И.Эвара, В.З.Белов, В.П.Доманов, Б.Л.Хуйков, Т.Реетц,
З.Хубенер, М.Р.Шалаевский.
Сообщения ОИЯИ Р6-10334, Дубна, 1976.
120. В.А.Друин. Сообщения ОИЯИ Р7-10359, Дубна, 1977.
121. В.А.Друин. Препринт ОИЯИ Р-874, Дубна, 1962.
122. Н.И.Балалыкин, Ю.В.Муратов, Н.Б.Рубин. Препринт ОИЯИ
Р8-6855, Дубна, 1972.
123. J.Buch, N.I.Balalykin, A.V.Skrupnik and V.V.Katrusev.
Nucl.Instr.Meth., 137, 381 (1976).
124. Е.Д.Донец, В.А.Шеголев, В.А.Ермаков. АЭ, 16, 195 (1964).
125. T.Sikkeland, J.Maly, D.F.Lebeck. Phys.Rev., 169, 1000 (1968).
126. T.Sikkeland, S.G.Thompson, A.Ghiorsco. Phys.Rev., 112, 543
(1958).
127. L.Tomlinson. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 12, 179 (1973).
128. J.Lindhard, M.Scharff and H.E.Schiott. Kgl. Danske Videnskab.
Selskab, Mat.-Fys. Medd., 31, 14 (1963).
129. J.W.Boldeman, A.W.Dalton. Preprint AAECE172, Lucas Heights,
Australia, 1967.
130. M.Ribrag, J.Poitou, J.Matuszek, C.Signarbieux. Rev.Phys.
Appl. (France), 1, 197 (1972).
131. B.C.Diven, H.C.Martin, R.F.Taschek, J.Terrell. Phys.Rev.,
101, 1012 (1956).
132. M.Soleilhac, J.Preaut, J.Gauriau. J.Nucl.Energy, 23,
257 (1969).

133. Л.И.Прохорова, В.Г.Нестеров, Г.Н.Смирнин, Г.В.Гришин,
Е.А.Никитин, В.Н.Полынов, В.В.Рачев. АЭ, 33, 767 (1972).
134. В.В.Голушко, К.Д.Журавлев, Ю.С.Замятник, Н.И.Крошкин,
В.Н.Нефедов. АЭ, 34, I35 (1973).
135. G.N.Flerov, Yu.S.Korotkin, G.M.Ter-Akopian, I.Zvara,
Yu.Ts.Oganessian, A.G.Popeko, Yu.T.Chuburkov, L.P.Chelnokov,
O.D.Maslov, V.I.Smirnov, R.Gerstenberger. Preprint JINR
D7-11724, Dubna, 1978.
136. Л.И.Прохорова, Р.Е.Багдасаров, И.И.Котухов, В.Г.Нестеров,
Б.Нурпеисов, Г.Н.Смирнин, Ю.М.Турчин. АЭ, 30, 250 (1971).
137. E.J.Dowdy, J.T.Caldwell, G.M.Worth. Nucl.Instr.Meth.,
115, 573 (1974).
138. R.L.Macklin, F.M.Glass, J.Halperin, R.T.Roseberry,
R.W.Stoughton, M.Tobias. Nucl.Instr.Meth., 102, 181 (1972).
139. А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин. Методы решения некорректных
задач. "Наука", М., 1974.
140. В.Ф.Турчин, В.П.Коалов, М.С.Малкович. УЗН, 102, 345 (1970).
141. Л.С.Туровцева, В.Ф.Турчин. Препринт ИПМ № 30, Москва, 1971.
142. G.R.Choppin, B.G.Harvey, D.A.Hicks, J.Ise, Jr., R.V.Pule.
Phys.Rev., 102, 766 (1956).
143. J.P.Balagna, J.A.Farrell, G.P.Ford, A.Hemmendinger,
D.C.Hoffman, L.R.Veeser, J.B.Wilhelmy. Physics and Chemistry
of Fission (Rochester), IAEA, Vienna, 1974, vol. 2, p. 191.
144. В.Е.Алейников, В.П.Бамбиковский, М.М.Комочков. Препринт ОИЯИ
PI6-962I, Дубна, 1976.
145. Н.С.Ангелов, В.Г.Гришин, Г.И.Копылов. Сообщения ОИЯИ
PI-7546, Дубна, 1973.
146. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян. ЯФ, 16, II67 (1972).
147. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян, Г.В.Букланов.
ЯФ, 17, 692 (1973).

vy

148. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян. ЯФ, 19, 724 (1973).
149. D.A.Hicks, J.Ise, Jr., R.V.Pule. Phys.Rev., 101, 1016 (1956).
150. M.C.Thompson. Phys.Rev., C2, 763 (1970).
151. J.W.Boldeman. Нейтронная физика. (Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, часть 4, стр. 83.
152. Л.И.Прохорова, Г.Н.Смирекин. ЯФ, 7, 961 (1968).
153. R.W.Stoughton, J.Halperin, C.E.Bemis, H.W.Schmitt. Nucl.Sci.Eng., 50, 169 (1973).
154. Ю.А.Хохлов, М.В.Савин, В.Н.Лудин. Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975). ЦНИИАТОМИНФОРМ, М., 1976, часть 5, стр. 186.
155. R.V.Pyle. "The Multiplicities of Neutrons from Spontaneous Fission", Gordon Conference, 1957.
156. E.K.Hyde, I.Perlmutter, G.T.Seaborg. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. III. Fission Phenomena. Englewood Cliffs, New Jersey, 1964, p. 217.
157. G.J.Orth. Nucl.Sci.Eng., 43, 54 (1971).
158. J.P.Balagna, G.P.Ford, D.C.Hoffman, J.D.Knight. Phys.Rev. Lett., 26, 145 (1971).
159. W.John, E.K.Hulet, R.W.Lougheed, J.J.Weselowski. Phys.Rev. Lett., 27, 45 (1971).
160. J.E.Gindler, K.F.Flynn, L.E.Glendenning, R.K.Sjoblom. Phys.Rev., C16, 1483 (1977).
161. M.G.Mustafa, R.L.Ferguson. Phys.Rev., C18, 301 (1978).
162. А.Г.Лопеко, В.И.Смирнов, Г.М.Тер-Акопьян, Б.В.Фефилов, Л.П.Челноков. ЯФ, 24, 473 (1976).
163. D.C.Hoffman, J.Weber, J.Wilhelmy, E.K.Hulet, J.H.Landrum, R.W.Lougheed and J.F.Wind. Proc. 3-rd Int. Conf. on Nuclei

vн

vl

- Far from Stability, CERN 76-13, Geneva, 1976, p. 558, p.565.
164. A.Gavron and Z.Fraenkel. Phys.Rev., C9, 632 (1971).
165. K.J. Le Couter. Proc.Phys.Soc., A65, 718 (1952).
166. J.Terrell. Phys.Rev., 108, 783 (1957).
167. J.W.Boldeman. J.Nucl.Energy, 22, 63 (1968).
168. J.W.Boldeman. Нейтронная физика. (Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, часть 4, стр. II4.
169. Yu.Ts.Oganessian, A.G.Demin, N.A.Danilov, G.N.Flerov, M.P.Ivanov, A.S.Iljinov, N.N.Kolesnikov, B.N.Markov, V.M. Plotko, S.P.Tretyakova. Nucl.Phys., A273, 505 (1976).
170. В.А.Друин, Б.Бочев, Ю.В.Лобанов, Р.Н.Сагайдак, Ю.П.Харитонов, С.П.Третьякова, Г.Г.Гульбекян, Г.В.Букалов, Е.А.Ерин, В.Н.Косяков, А.Г.Рыков. Препринт ОИЯИ Р7-, Дубна, 1978.
171. Н.П.Дьяченко, В.Н.Кабенин, Н.П.Колосов, Б.Д.Кузьминов, А.И.Сергачев. ЯФ, I7, 696 (1973).
172. A.J.Deruytter, G.Wegener-Penning. Physics and Chemistry of Fission (Rochester), IAEA, Vienna, 1974, vol. 2, p. 51.
173. J.Toraskar, E.Melkonian. Phys.Rev., C4, 1391 (1971).
174. В.Г.Воробьева, Н.П.Дьяченко, Н.П.Колосов, Б.Д.Кузьминов, А.И.Сергачев. ЯФ, I9, 954 (1974).
175. V.E.Viola, Nucl.Data, 1, 391 (1966).
176. H.Nifenecker, C.Signarbieux, M.Ribrag, J.Poitou, J.Matussek. Nucl.Phys., A189, 285 (1972).
177. V.S.Ramamurthy, R.K.Choudhury, J.C.Mohankrishna. Pramana (India), 8, 322 (1977).
178. R.W.Hasse. Nucl.Phys., A128, 609 (1969).
179. R.W.Hasse. Phys.Rev., C4, 572 (1971).
180. Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов. ЯФ, 7, 36 (1968).

v104
1979

181. П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, М.З.Тараско. ЯФ, 9, 286 (1968).
182. В.А.Рубчена. Препринт РИ им. В.Г.Хлопина № , 1978.
Ленинград.
183. T.Ericson. Adv.Phys., 9, 36 (1960).
184. E.Erba, U.Facchini, E.Saetta-Menichella. Nucl.Phys.,
84, 595 (1966).
185. U.Facchini, G.Pierini, E.Saetta-Menichella. Energia
Nucleare (Milan), 20, 667 (1973).
186. U.Facchini, E.Saetta-Menichella. J.Phys.A: Math., Nucl.,
Gen., 7, 975 (1974).
187. U.Facchini, E.Saetta-Menichella. Phys.Lett., 49B, 153 (1974).
188. U.Facchini, G.Sassi. J.Phys. G: Nucl.Phys., 3, 269 (1977).
189. H.W.Schmitt. Physics and Chemistry of Fission (Vienna),
IAEA, Vienna, 1969, p. 67.
190. И.Д.Алхазов, О.И.Косточкин, С.С.Коваленко, Л.З.Малкин,
К.А.Петрак, В.И.Шалов. ЯФ, II, 501 (1970).
191. Ю.А.Барашков, Ю.А.Васильев, А.Н.Маслов, Е.С.Павловский,
М.К.Сараева, Л.В.Сидоров, В.М.Сурик, П.В.Торопов. ЯФ, 13, II62
(1971).
192. D.C.Hoffman, G.P.Ford, J.P.Balagna. Phys.Rev., C7, 276
(1973).
193. R.Brandt, S.G.Thompson, R.C.Gatti, L.Phillips. Phys.Rev.,
131, 2617 (1963).
194. R.C.Ragaini, E.K.Hulet, R.W.Lougheed, J.Wild.
Phys.Rev., C9, 399 (1974).
195. M.Asghar, P.D'Hondt, C.Guet, P.Perrin, C.Wagemans.
Nucl.Phys., A292, 225 (1977).
196. S.L.Whetstone. Phys.Rev., 131, 1232 (1963).
197. M.Bennett, W.E.Stein. Phys.Rev., 156, 1277 (1967).
198. F.Pleasonton. Phys.Rev., 174, 1500 (1968).
199. F.Pleasonton, R.L.Ferguson, F.Plasil, C.E.Bemis. Phys.Rev.,
C8, 1018 (1973).