

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Г.М.Тер-Акопьян, Ю.Ц.Оганесян, В.А.Даниэль, Г.С.Попеко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дж.Гамильтон, Я.Кормицки, А.Рамайа

Факультет физики и астрономии, Университет Вандербилта,

Нешвилл, Теннесси 37235, США

Я.Климан

Институт физики САН, 84228 Братислава, Словакия

Дж.Расмуссен

Национальная лаборатория им. Лоуренса, Беркли, Калифорния 94720, США

Рассмотрены различные физические методы исследования спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, которые применяются для определения кинетической энергии, массы, заряда, энергии возбуждения и спина осколков. Большое внимание уделено изложению нового подхода к исследованию деления, основанного на спектроскопии множественных мгновенных γ -квантов деления. Представлены некоторые новые данные для спонтанного деления ^{252}Cf , которые получены при таком подходе.

The conventional experimental methods employed for the study of spontaneous and low energy fission of atomic nuclei are presented in the paper. These are the methods that, being used in different kind experiments, can give the information about the important characteristics of fission fragments — kinetic energies, masses, nuclear charges, excitation energies and spins. A particular emphasis is placed on a new approach to the problem based on the spectroscopic measurement of multiple prompt fission γ rays. The new data obtained for the spontaneous fission of ^{252}Cf with the use of the new method are discussed in the paper.

ВВЕДЕНИЕ

Деление ядер было открыто более полувека тому назад. За время исследования этого явления накоплен огромный объем экспериментальной информации, анализ которой позволил выявить и объяснить основные зако-

номерности ядерного деления [1]. Существует глубокая взаимозависимость между величинами полной кинетической энергии (ТКЕ), масс-асимметрией и энергией возбуждения осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер. Эти параметры определяются, главным образом, разрывной конфигурацией ядра. Энергия кулоновского взаимодействия после разрыва ядра переходит в кинетическую энергию образовавшихся осколков, а энергия деформации — в энергию возбуждения.

В многомерном пространстве деформаций потенциальная энергия холодного ядра имеет сложную структуру, которая определяется оболочечными эффектами в деформированном ядре. Для различных делящихся систем поверхность потенциальной энергии имеет ярко выраженные долины, которые идут от седловых точек к точкам наиболее вероятного разрыва ядра [2—6]. Процесс деления ядра развивается по этим долинам. Различные пути деления ядра в пространстве деформаций называют каналами или модами деления. Каждая мода деления характеризуется значением средней массы осколков, дисперсией масс, величиной средней ТКЕ и дисперсией ТКЕ [7—9]. Модель мультиканального деления, основанная на анализе поверхности потенциальной энергии деформированного ядра, позволяет успешно предсказывать средние значения масс осколков и среднюю величину ТКЕ для различных каналов деления. Для объяснения дисперсий массовых и энергетических распределений осколков деления необходимо рассматривать не только потенциальную энергию ядра, но и динамику процесса деления. Успешно интерпретировать массовые и энергетические распределения осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер позволяет сочетание модели мультиканального деления с моделью случайного разрыва шейки ядра, основанной на предположении о возникновении динамической нестабильности при разрыве шейки ядра [10].

При изменении формы ядра от седловой точки до точки разрыва освобожденная энергия ΔV частично переходит в кинетическую энергию, так называемую предделительную кинетическую энергию осколков. Часть энергии ΔV расходуется на возбуждение коллективных степеней свободы ядра (дипольных колебаний, колебаний в n направлении, перпендикулярном оси деления), и, при наличии ядерной вязкости, часть энергии ΔV будет переходить во внутреннюю энергию делящегося ядра. Сегодня имеется не много экспериментальных данных, которые позволяют оценить распределение освобожденной энергии ΔV и извлечь информацию о динамике деления ядер. Экспериментальная информация явно недостаточна для построения последовательной модели динамики деления, а существующие модели, объясняющие отдельные ее проявления, дают противоречивые результаты.

Подробные исследования изобарных распределений осколков (выходов осколков с различными зарядами Z при фиксированной массе A) привели к новому пониманию некоторых сторон процесса деления, связанных с его

динамикой. Изучение свойств дисперсий изобарных распределений (σ_Z^2) [11] позволило связать формирование зарядовых распределений осколков с нулевыми дипольными колебаниями гармонического осциллятора [12]. Согласно этой модели перед разрывом ядра, когда радиус шейки ядра становится малым, процесс становится неадиабатическим, и зарядовая дисперсия осколков деления определяется скоростью разрыва шейки [13]. Экспериментальные значения σ_Z^2 для различных делящихся систем воспроизводятся такой моделью при скорости разрыва шейки $\simeq 2$ фм/ 10^{-21} с. Однако осталось непонятным поведение средних зарядов изобарных распределений осколков деления (поляризации зарядов осколков) с изменением массы осколков, которое наблюдается при делении актинидных ядер от Th до Cf.

Исследования свойств протонного четно-нечетного эффекта, то есть превышения выхода осколков с четным зарядом над выходом нечетных по заряду осколков, для различных делящихся систем [11,14,15] позволили получить некоторые сведения об энергии возбуждения ядра при приближении к разрыву. На основе вычислений величины четно-нечетного эффекта из комбинаторного анализа числа разорванных протонных пар [16] была получена оценка энергии диссипации, которая составила около 30% от ΔV [17]. Однако эту оценку обычно рассматривают как верхний предел энергии диссипации, так как при расчетах не учитывался разрыв пар при быстром неадиабатическом разрыве шейки ядра [18].

Интересным проявлением динамики ядерного деления является наличие угловых моментов у осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, величина которого значительно превышает спин делящегося ядра. Происхождение углового момента осколков принято объяснять возбуждением поперечных колебаний в делящемся ядре при его движении от седловой точки к точке разрыва. Исходя из предположения о статистическом равновесии в точке разрыва, в теоретических работах [19,20] авторы показали, что угловой момент осколков должен возрастать с увеличением их деформации в точке разрыва. Однако угловые моменты осколков и их связь с другими характеристиками спонтанного и низкоэнергетического деления ядер плохо изучены.

Таким образом, в физике ядерного деления существует целый ряд проблем, связанных с динамикой процесса деления, для решения которых необходимы новые, более подробные экспериментальные исследования характеристик ядерного деления. Такие новые данные могут быть получены как на пути совершенствования экспериментальной техники и существующих методов исследования, так и при использовании новых подходов к исследованию деления ядер. В настоящем обзоре рассмотрены физические методы исследования низкоэнергетического и спонтанного деления ядер. В первом

разделе сделан краткий обзор существующих методов, которые применяются для определения различных характеристик ядерного деления. Основное внимание уделено изложению нового оригинального метода исследования деления, описание которого дано во втором разделе статьи. Этот метод был предложен и осуществлен в применении к изучению спонтанного деления ^{252}Cf [21—30].

1. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Каждое событие деления ядра характеризуется массой, зарядом, кинетической энергией, энергией возбуждения и спином двух осколков деления. Особенностью процесса деления является широкий спектр состояний образующихся осколков. Характеристики распределений величин, наблюдаемых при делении ядра, а также их корреляции, содержат информацию о свойствах и закономерностях процесса ядерного деления, а также о свойствах ядерной материи, которые проявляются в коллективном движении большой амплитуды.

1.1. Массы осколков. Большая часть данных о массовых распределениях осколков низкоэнергетического и спонтанного деления ядер была получена при измерениях кинетической энергии парных осколков в так называемых ($2E$)-экспериментах. Для определения массовых распределений осколков деления ядер используется связь между величинами кинетической энергии и массы осколков, которая следует из законов сохранения при бинарном низкоэнергетическом делении ядер. Для первичных осколков (до испарения нейтронов) сумма масс осколков A_1 равна массе делящегося ядра A_F :

$$A_1 + A_2 = A_F.$$

Это соотношение справедливо для подавляющего числа событий спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, так как случаи, когда нейтроны испускаются из еще не разделившегося ядра, очень редки. Так, при спонтанном делении ^{252}Cf , как показано в работе [31], нейтроны испускаются из полностью ускоренных осколков.

При спонтанном делении, а также при делении тепловыми нейтронами, когда вносимый импульс пренебрежимо мал по сравнению с импульсами осколков, выполняется следующее соотношение:

$$A_1 v_1 = A_2 v_2. \quad (1)$$

Отсюда следует соотношение для величин кинетической энергии осколков:

$$E_1/E_2 = A_2/A_1, \quad (2)$$

где E_i — кинетическая энергия первичного осколка. Зная энергии осколков, можно определить массу каждого осколка:

$$A_1 = A_F E_2 / (E_1 + E_2). \quad (3)$$

Однако следует учитывать, что соотношения (1)—(3) справедливы для первичных осколков, когда из осколков не испаряются нейтроны. А это происходит в ~1% случаев деления ядер. В остальных случаях из движущихся осколков испускаются нейтроны. Поэтому попавший в детектор осколок имеет массу A_i' и кинетическую энергию E_i' , отличные от начальных:

$$A_i' = A_i - \bar{\nu}_i, \quad (4)$$

где $\bar{\nu}_i$ — среднее число нейтронов, испускаемых из осколка с массой A_i . Предполагая, что нейтроны испаряются с нулевой скоростью относительно осколка, можно легко получить следующее соотношение между энергией первичного и вторичного осколка:

$$E_i' = E_i (A_i - \bar{\nu}_i) / A_i. \quad (5)$$

Для определения кинетической энергии и массы первичных осколков необходимо вводить поправки, связанные с испарением нейтронов. Среднее число испарившихся нейтронов является функцией массы осколков. Эти функции известны для некоторых реакций деления ядер тепловыми нейтронами и для спонтанно делящихся ядер. Вычисления масс и энергий осколков проводятся с помощью стандартной процедуры [32].

Кинетическая энергия осколка E' после испарения нейтронов будет не только смещена относительно начальной энергии осколка (см. формулу (5)), но и размыта вокруг среднего значения энергии $\langle E' \rangle$ с дисперсией $\sigma(E')$ из-за вариации числа испущенных нейтронов и уносимых нейтронами импульсов. Поэтому массы осколков, полученные в $(2E)$ -экспериментах, могут быть определены с погрешностью, которая обусловлена самим процессом деления ядра. В работе [33] проделан тщательный анализ массового разрешения, которое может быть получено для осколков в $(2E)$ -экспериментах. Для стандартной реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и спонтанного деления ^{252}Cf рассчитанное массовое разрешение составляет величину $\delta A = 3$ и 4 а.е.м. для ^{235}U и ^{252}Cf соответственно. Метод определения массы осколков по отношению кинетических энергий вторичных осколков не дает принципиальной возможности определения масс осколков с точностью лучше этих величин.

Для измерения энергий парных осколков обычно используют два типа детекторов — импульсные ионизационные камеры (ИК) и кремниевые детекторы (КД). Большинство имеющихся данных о делении ядер были получены при использовании КД, так как эти детекторы компактны, не требуют высоковольтных источников питания и поэтому просты и удобны в обращении. Для перехода от амплитуды импульса, который дает детектор при регистрации осколка, к энергии осколка необходимо учесть амплитудный дефект, который в КД в основном определяется дефектом ионизации и неполным сбором носителей заряда. Экспериментально установлено, что существует линейная зависимость амплитуды импульса от энергии осколков с фиксированной массой. Градуировочная функция, связывающая амплитуду импульса N с энергией E осколка с массой A записывается в виде

$$E = (a + bA) N + c + dA,$$

где a, b, c, d — постоянные коэффициенты, которые определяются индивидуально для каждого детектора по энергетическим спектрам наиболее изученных реакций деления $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{252}\text{Cf}(sf)$ с использованием параметризации энергетических спектров осколков, предложенной в работе [34].

Энергетическое разрешение для осколков деления, которое может быть получено с КД, составляет 1—2 МэВ [35]. Массовое разрешение, которое получают в $(2E)$ -экспериментах, обычно составляет 4—5 массовых единиц [36].

В последние годы для исследования деления успешно используются газонаполненные ионизационные камеры. Причины интереса к ионизационным камерам связаны с возможностью гибкого изменения конструкции камер, с отсутствием радиационного повреждения и существенно лучшим энергетическим разрешением по сравнению с кремниевыми детекторами. Для изучения спонтанного деления или деления ядер, индуцированного нейтронами, наиболее удобны двойные ионизационные камеры с плоскими электродами, разделенные общим катодом [37,38].

Амплитудный дефект ИК в основном определяется дефектом ионизации и потерей энергии в подложке (или во входном окне, если используется внешний источник). Для корректного учета потери энергии в подложке измеряется угол входа осколка в ИК. Угол входа определяется самой ионизационной камерой, например, по соотношению величин анодного и катодного сигналов.

Энергетическое разрешение осколков, полученное в ИК, составляет 0,4 и 0,5 МэВ для легкой и тяжелой группы осколков [39] соответственно. Массовое разрешение для $(2E)$ -экспериментов с ИК обычно составляет 3—4 массовые единицы. С помощью двойной ионизационной камеры было тщательно изучено явление холодного деления ядер [40—42]. При холод-

ном делении ядер осколки не испускают нейтронов, и почти вся энергия деления переходит в кинетическую энергию осколков. Обнаруженное в холодном делении массовое разрешение, в соответствии с уравнением (3), определяется только энергетическим разрешением камеры.

Массовое распределение осколков можно получить и при измерении скоростей парных осколков в $(2V)$ -экспериментах. Зная массу делящегося ядра A_F , можно найти массы и энергии осколков:

$$A_1 = A_F v_2 / (v_1 + v_2), \quad (6)$$

$$E_i = A_i v_i^2 / 2. \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) можно вычислить полную кинетическую энергию первичных осколков $TKE = A_F v_1 v_2 / 2$. Полученные при измерении скоростей значения энергий осколков деления не требуют энергетической калибровки. Этот метод дает абсолютные значения кинетической энергии.

Поскольку эмиссия нейтронов происходит изотропно в системе покоя осколка деления, величина средней скорости осколков после испарения нейтронов не изменяется. Измеренные в эксперименте скорости и полученные с помощью выражений (6) и (7) значения массы и энергии относятся к первичным осколкам. Разброс скорости из-за эмиссии нейтронов приводит к разбросу вычисленных масс осколков. Как показано в работе [33], массовая дисперсия в $(2V)$ -экспериментах меньше массовой дисперсии в $(2E)$ -экспериментах. В $(2V)$ -экспериментах массовое разрешение составляет величину $\delta A = 1,4$ а.е.м. для реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $\delta A = 1,9$ а.е.м. для спонтанного деления ^{252}Cf . Таким образом, оба метода определения массы осколков ($(2E)$ - и $(2V)$ -эксперименты) не дают принципиальной возможности однозначного определения массовых чисел осколков.

Скорость осколка определяется из измерений времени пролета T заданного расстояния d . Детекторы, дающие временные отметки о начале и конце прохождения осколком пролетной базы d , должны иметь хорошее временное разрешение. Так как скорость осколков деления составляет величину порядка 10^9 см/с, то при пролетной базе 1 м необходимо иметь временное разрешение не хуже 10^{-9} с, чтобы получить разрешение по массе $\delta A / A = 1\%$. Кроме того, стартовый детектор должен быть достаточно тонким, чтобы при его прохождении скорость осколков изменялась лишь незначительно.

Наилучшее временное разрешение получено с помощью детекторов, регистрирующих эмиссионные электроны, и поэтому такие детекторы наиболее часто применяются в экспериментах. Для эмиссии электронов

используются тонкие ($10\text{--}20 \text{ мкг/см}^2$) углеродные или алундовые пленки. Выход электронов определяется удельными ионизационными потерями энергии и для осколков деления достигает нескольких сотен. Для получения хорошего временного разрешения важно обеспечить изохронность движения электронов от области их образования до детектора. Это достигается, во-первых, увеличением скорости электронов. Средняя энергия эмиссионных электронов находится в области нескольких электронвольт. Перед регистрацией электроны ускоряются в электрическом поле до энергии несколько килоэлектронвольт. Во-вторых, перемещение электронов к детектору осуществляется с помощью однородного магнитного поля или электростатического зеркала таким образом, чтобы получить одинаковые по длине траектории. Детектором электронов служат микроканальные пластины. Такой метод обеспечивает 100% эффективность регистрации осколков деления. Для системы, состоящей из двух таких детекторов и измеряющей время пролета осколков, получено временное разрешение лучше $\delta T = 100 \text{ пс}$ [43]. Для получения временной отметки применяют также тонкие пластиковые сцинтилляторы, временное разрешение которых составляет $\delta T \geq 200 \text{ пс}$ [44].

Для измерения времени пролета осколков деления применяются также плоскопараллельные лавинные счетчики (ППЛС) [45]. Лавинные счетчики имеют хорошее временное разрешение ($100\text{--}200 \text{ пс}$) и 100% эффективность регистрации осколков деления. ППЛС можно использовать и в качестве ΔE -детектора. Минимальная толщина вещества, которую проходят осколки в ППЛС, составляет $200\text{--}300 \text{ мкг/см}^2$ (в пересчете на углерод), что затрудняет их использование для получения «старт-сигнала». Чтобы увеличить геометрическую эффективность регистрации осколков, используют в качестве датчиков «стоп-сигналов» ППЛС большой площади. Такие ППЛС делают позиционно-чувствительными, чтобы учесть изменение пролетной базы. Место прохождения частицы может быть определено с погрешностью около $0,5 \text{ мм}$.

Метод определения массы осколка путем одновременного измерения его скорости (или импульса) и энергии ((E, V) -метод) позволяет получить разрешение по массе, которое не уступает радиохимическим методам. Следует подчеркнуть, что при измерении энергии и скорости одного осколка можно получить массу только вторичных осколков. Энергия и импульс заряженной частицы можно определить с большой точностью по отклонению траектории частицы в электрических и магнитных полях. Для исследования осколков деления успешно используются электромагнитные спектрометры. Так, например, спектрометр «Lohengrin» с двойной фокусировкой, установленный на высокопоточном реакторе в Гренобле, позволяет разделить по массам как тяжелые, так и легкие осколки с разрешением лучше

$\delta A/A = 2 \cdot 10^{-3}$. Энергетическое разрешение при этом составляет $\delta E/E = 2 \cdot 10^{-3}$.

Достичь такого же массового разрешения, как на масс-спектрометрах, можно и с помощью современных детекторов. Действительно, так как $A = 2E/v^2$ и $v = d/T$, где d — пролетная база, а T — время пролета, то массовое разрешение (E, V)-метода определяется выражением:

$$\delta A/A = [(\delta E/E)^2 + (\delta T/T)^2]^{1/2}.$$

Из этого соотношения видно, что разрешение в одну массовую единицу не может быть получено при измерении энергии осколка кремниевым детектором, так как энергетическое разрешение этих детекторов не лучше 2%. Энергетическое разрешение ионизационных камер позволяет отличить осколки с соседними значениями массовых чисел. В работе [43] для легкой группы осколков получено массовое разрешение $\delta A = 0,6$ а.е.м. В этих экспериментах энергия осколка измерялась с помощью газонаполненной ионизационной камеры, а скорость — с помощью времяпролетного детектора.

1.2. Ядерный заряд осколков. Для идентификации осколков деления, кроме массы осколка, важно также знать его ядерный заряд. Физические методы определения заряда долгое время отставали от радиохимических методов. Однако в последнее время в связи с развитием техники эксперимента было получено много важной информации о зарядовых распределениях осколков физическими методами.

Рассмотрим возможности различных методов определения ядерного заряда. Наиболее простым кажется измерение заряда осколков по KX -лучам [46]. Действительно, γ -детекторы высокого разрешения позволяют определить заряд осколков по KX -лучам без сепарации осколков по массе. Трудность заключается в том, что выход X -лучей зависит от ядерной структуры осколков. Поскольку неясно, как сказывается это влияние на выходе X -лучей, этот метод не получил широкого применения. Тем не менее следует отметить, что элементный выход осколков спонтанного деления ^{252}Cf , найденный по X -лучам, хорошо совпал с элементным выходом, измеренным методом $(\Delta E - E)$ [47].

В последние годы появились новые возможности для идентификации осколков по характеристическому γ -излучению. Благодаря развитию техники γ -спектроскопии, появлению 4π -систем германиевых детекторов, регистрирующих множественные γ -кванты с большой эффективностью, получен большой объем информации по структуре вращательных и квазивращательных уровней, которые заселяются в процессе девозбуждения осколков деления [22,23,49—59]. Гамма-спектроскопия высокого разрешения позволяет по энергии γ -излучения однозначно определять массу и заряд

осколков деления. Кроме того, по интенсивности γ -излучения можно определить выход осколков. Известно, что интенсивность перехода $2^+ \rightarrow 0^+$ для четно-четного осколка с большой точностью соответствует независимому выходу этого осколка [60]. Методом γ -спектроскопии были определены независимые выходы осколков спонтанного деления ^{252}Cf [60], а также осколков деления ядер ^{235}U [61] и ^{239}Pu [62] тепловыми нейтронами. Возможности исследования деления ядер и получения новых характеристик этого процесса методом спектроскопии мгновенных множественных γ -квантов деления будут изложены в следующем разделе.

Для определения ядерного заряда осколков (Z) используются различные подходы, основанные на анализе плотности ионизации, которую создает осколок в материале детектора. Осколки спонтанного и низкоэнергетического деления ядер имеют слишком малые скорости и поэтому не дают брэгговского пика в кривой ионизации. Однако кривая ионизации содержит информацию о ядерном заряде. Действительно, потери энергии на ионизацию dE/dx для осколков, тормозящихся в среде, могут быть представлены в виде

$$dE/dx \sim f(Z)v, \quad (8)$$

а пробег осколка в среде:

$$R \sim Mv/f(Z), \quad (9)$$

где v — скорость осколка, а $f(Z)$ — функция заряда осколка, которая для легкой тормозящей среды ($Z > Z_{\text{ср}}$) может быть представлена как $f(Z) \sim Z^{1/6}$.

Развиты различные подходы для извлечения информации о заряде осколков из кривой ионизационных потерь. Следует отметить, что все эти подходы позволяют отличить соседние по заряду осколки только для легкой группы осколков с зарядом $Z < 45$ из-за свойств ионизационных потерь осколков.

Для определения заряда осколков можно успешно использовать хорошо известный метод $\Delta E - E_{\text{ост}}$. Остаточная энергия $E_{\text{ост}}$ измеряется с помощью ионизационных камер с высоким разрешением или времяпролетных детекторов. Метод был реализован в нескольких вариантах с пассивным поглотителем энергии ΔE и с активным поглотителем, когда потеря энергии измеряется самим поглотителем. Так, например, осколки, отсепазированные по энергии спектрометром «Lohengrin», теряли часть своей энергии ΔE во входном окне ионизационной камеры, а оставшаяся энергия $E_{\text{ост}}$ измерялась ионизационной камерой [63]. В этих экспериментах получено разрешение по ядерному заряду $\Delta Z/Z = 0,02$ для осколков с $Z = 39$. Для

осколков с заданной массой и энергией, отсепарированных спектрометром «Lohengrin», была использована методика $\Delta E - E_{\text{ост}}$ в несколько другом варианте. Осколки также теряли часть энергии в пассивном поглотителе, но остаточная энергия измерялась времяпролетным детектором [64]. В качестве ΔE -детектора применялись тонкие полупроводниковые детекторы и тонкие сцинтилляторы [65].

Измерение полных и удельных потерь энергии можно осуществить с помощью одной ионизационной камеры. Для этой цели в ионизационной камере с силовыми линиями электрического поля, направленными перпендикулярно траекториям осколков, анод разделяется на две части. Часть электронов из трека, образованного осколком, собирается первой секцией анода, а другая часть электронов — второй. В первой части анода осуществляется измерение ΔE , во второй — $E_{\text{ост}}$. Для легкой группы осколков с $Z = 30$ в такой ионизационной камере было получено разрешение по заряду $\Delta Z/Z = 0,03$ [66].

В ионизационной камере с силовыми линиями электрического поля, направленными параллельно траекториям осколков, форма брэгговской кривой ионизации, которую создает частица в пространстве между катодом и сеткой Фриша, воспроизводится формой анодного сигнала в зависимости от времени. Спектрометрия брэгговской кривой с помощью газонаполненных ионизационных камер является хорошим физическим методом для определения зарядов осколков деления. Чтобы извлечь информацию о заряде осколка, не нужно оцифровывать всю брэгговскую кривую, достаточно выбрать пригодный для этого параметр. Как следует из уравнения (9), это может быть длина трека осколка с заданной массой и скоростью. Длина трека может быть определена по времени задержки появления анодного сигнала относительно момента прихода частицы. Зарядовое разрешение, полученное таким методом для осколков, отсепарированных спектрометром «Lohengrin», составило $\Delta Z/Z = 0,025$ для осколков с $Z = 40$ [39]. Такой же способ определения заряда успешно используется в двойном времяпролетном спектрометре «Così Fan Tutte» [14], который установлен на реакторе с высоким потоком нейтронов, этот же способ дал прекрасные результаты при изучении холодного деления с помощью двойной ионизационной камеры [40]. Несколько другой подход для определения заряда осколков был реализован в двойной ионизационной камере [67]. Здесь находился центр тяжести ионизации, возникшей при торможении осколка в газе ионизационной камеры.

1.3. Энергия возбуждения осколков деления. При спонтанном и низкоэнергетическом делении ядер энергия возбуждения осколков определяется главным образом деформацией, которую имеют осколки в момент разрыва ядра. Кроме того, осколки могут приобрести некоторую энергию возбуж-

дения в результате нагрева делящегося ядра при его движении от седловой точки к точке разрыва. Образовавшиеся осколки характеризуются значительной деформацией. Отношение осей осколков в точке разрыва ядра составляет величину порядка 1:2 (параметр деформации $\beta_2 = 0,65$). Диссипация энергии деформации во внутреннюю энергию возбуждения осколков происходит одновременно с ускорением осколков кулоновским полем за время порядка 10^{-20} с. Энергия возбуждения осколков составляет около 15% всей энергии деления. Так, например, для ^{252}Cf средняя энергия возбуждения двух осколков составляет ~ 30 МэВ. Девозбуждение осколков хорошо описывается статистической теорией. Сначала возбужденный осколок испаряет нейтроны. Эмиссия нейтронов происходит за время от 10^{-18} до 10^{-15} с после разрыва ядра. Когда энергия возбуждения осколков становится ниже энергии связи нейтрона, дальнейшее снятие возбуждения происходит путем эмиссии γ -квантов. Основная доля γ -квантов излучается осколками в течение 10^{-12} – 10^{-10} с после их образования [68].

Эмиссия нейтронов уносит около 80% энергии возбуждения осколков, поэтому исследование множественности мгновенных нейтронов деления является основным источником информации об энергии возбуждения осколков. Большинство экспериментов, в которых изучались множественности мгновенных нейтронов деления, были основаны на прямой регистрации нейтронов. Множественность нейтронов получали в экспериментах разной степени сложности. Наиболее интегральная характеристика $\bar{\nu}_{\text{tot}}$ — это среднее число нейтронов, испущенных на одно деление. Для ^{252}Cf эта величина равна $\bar{\nu}_{\text{tot}} = (3,7676 \pm 0,0047)$ [69]. Более дифференцированная информация извлекается из экспериментов, в которых одновременно с регистрацией нейтронов измеряется кинетическая энергия или/и скорость осколков. Множественность мгновенных нейтронов наиболее изучена для реакции деления тепловыми нейтронами ^{235}U [70—73] и для спонтанного деления ^{252}Cf [74—81]. Зависимость среднего числа мгновенных нейтронов от массового числа осколков была получена также для реакций ^{233}U (n_{th}, f) [73,82] и ^{239}Pu (n_{th}, f) [73]. Для восстановления распределений множественности нейтронов по полученным экспериментальным данным необходимо проводить расчеты, учитывающие разрешающее время и эффективность регистрации нейтронов детектором, с введением априорной информации о форме восстанавливаемых распределений.

Для регистрации нейтронов применяются органические сцинтилляторы (твердые или жидкие) и счетчики с ^3He . В сцинтилляционных детекторах

отделение импульсов, вызванных мгновенными нейтронами, от импульсов γ -квантов осуществляется по времени прихода частиц в детектор с использованием времяпролетной методики. Широкое использование для регистрации нейтронов деления находят жидкие сцинтилляторы с добавками гадолиния. Изотопы ^{155}Gd и ^{157}Gd имеют самые большие сечения захвата тепловых нейтронов, соответственно, $6,1 \cdot 10^4$ и $2,5 \cdot 10^5$ б. Нейтрон, попавший в детектор, термализуется в материале детектора и захватывается гадолинием. Гамма-кванты, испускаемые в реакции $\text{Gd}(n, \gamma)$, активируют сцинтиллятор и вызывают его свечение, которое регистрируется фотоумножителями. Таким образом, в таких детекторах разделение импульсов нейтронов от импульсов γ -квантов осуществляется самим детектором по времени появления сигналов.

Для корректного измерения множественности нейтронов используются 4π -детекторы, имеющие большую эффективность регистрации нейтронов. Так, большой 4π -нейтронный детектор в Мельбурне измеряет нейтроны с эффективностью 85% [83]. Этот детектор имеет диаметр 1 м и содержит 500 литров жидкого сцинтиллятора на основе толуола с 0,4% добавкой Gd.

Измерения энергии и множественности мгновенных нейтронов и γ -квантов деления проводятся на большой 4π -установке в Гейдельберге. Установка состоит из 162 кристаллов NaI толщиной 20 см [84]. На ней была изучена зависимость множественности γ -квантов деления ^{252}Cf от массы осколков и от энергии γ -квантов.

Множественность нейтронов деления изучалась также в «непрямых» экспериментах. Так, в работе [86] была получена зависимость $\bar{\nu}(A)$ для ^{252}Cf по измеренным кинетическим энергиям двух осколков и скорости одного осколка. Аналогичные данные получены при измерении скоростей двух осколков и кинетической энергии одного осколка [87]. В недавних экспериментах [88] получены функции $\bar{\nu}(A)$ для реакций деления ^{233}U и ^{235}U тепловыми нейтронами в результате измерения скоростей и кинетических энергий двух осколков деления. Массы осколков до испарения нейтронов находились по измеренным скоростям осколков, а по кинетическим энергиям находились массы осколков после испарения нейтронов. Среднее число испарившихся нейтронов определялось как разность масс осколков до и после эмиссии нейтронов. Следует отметить, что полученные в этой работе зависимости $\bar{\nu}(A)$ в некоторых областях массовых чисел значительно (в 1,3—2 раза) отличаются от аналогичных данных, полученных в классических экспериментах [73,82] при прямой регистрации нейтронов.

Распределения множественности нейтронов для различных разделений по зарядам делящегося ядра можно получить в экспериментах по исследо-

ванию мгновенных совпадающих γ -квантов деления. Об этих исследованиях будет сказано в следующем разделе.

Энергию возбуждения осколков $E_x(A)$ можно оценить по формуле

$$E_x(A) = \bar{\nu}(A)[S_n(A, Z) + \bar{\eta}(A)] + \bar{E}_\gamma(A), \quad (10)$$

где $\bar{\nu}(A)$ и $\bar{\eta}(A)$ — среднее число нейтронов и их средняя кинетическая энергия; $\bar{E}_\gamma(A)$ — полная энергия, уносимая эмиссией γ -квантов. Величина $S_n(A, Z)$ — энергия отделения нейтрона для осколка с массой A и зарядом Z может быть получена из таблиц масс [89] для наиболее вероятного заряда осколков с массой A . Для ^{252}Cf зависимости средней кинетической энергии нейтронов и полной энергии, уносимой эмиссией γ -квантов от массы осколков, известны из литературы [31,90]. Для учета энергии ($\bar{E}_\gamma(A)$), уносимой эмиссией γ -квантов, можно воспользоваться связью, установленной в работе [90] между полной энергией γ -квантов и числом испарившихся нейтронов: $\bar{E}_\gamma(A) = \bar{\nu}(A) \cdot 0,75 + 2$ (МэВ) для спонтанного деления ^{252}Cf и $\bar{E}_\gamma(A) = \bar{\nu}(A) \cdot 1,1 + 1,75$ (МэВ) для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. Для грубой оценки энергии возбуждения осколков достаточно знать, что $E_x(A) \simeq \bar{\nu}(A) \cdot 8$ МэВ.

1.4. Угловые моменты осколков деления. Известно, что при низкоэнергетическом и спонтанном делении ядер образующиеся осколки имеют угловой момент, величина которого значительно превышает угловой момент делящегося ядра. Так, например, в случае спонтанного деления ^{252}Cf средний угловой момент одного осколка составляет величину 7—8 \hbar . Появление угловых моментов у осколков при низкоэнергетическом и спонтанном делении ядер связано с динамикой деления. При движении ядра от седловой точки к точке разрыва часть освободившейся энергии может переходить в возбуждение коллективных степеней свободы. Некоторые виды колебаний ядерной материи в направлении, перпендикулярном оси деления ядра, приводят к появлению угловых моментов у образовавшихся осколков [19,91]. После разрыва шейки ядра эти колебания проявляются в том, что угловой момент осколков направлен перпендикулярно оси деления. Распределение угловых моментов осколков после разрыва ядра может несколько измениться из-за кулоновского взаимодействия между разделившимися осколками [19,92].

Основная часть углового момента осколков уносится в результате эмиссии γ -квантов. Поэтому исследования мгновенных γ -квантов деления позволяют получить наиболее полную информацию об угловых моментах осколков. Для оценки углового момента осколков использовались методы, основанные на измерении анизотропии [92] и множественности [93] мгновенных γ -квантов деления. Хорошо известен также метод определения угловых

моментов осколков по изомерным отношениям, которые измеряют в экспериментах для различных изомерных пар, образующихся при делении [94]. В последние годы с помощью этого метода было получено много новой информации об угловых моментах осколков низкоэнергетического деления ядер [95,96]. Однако рассчитанные по изомерным отношениям величины угловых моментов первичных осколков сильно зависят от применяемой модели, и поэтому трудно сравнивать результаты различных экспериментов. Обычно сравнивают не абсолютные значения угловых моментов, полученные таким методом, а тенденции их изменения. Большинство расчетов первичных угловых моментов осколков было сделано с использованием статистической модели девозбуждения осколков, развитой в работах [97,98].

Для оценки угловых моментов осколков деления был также применен метод, основанный на определении интенсивности переходов при девозбуждении уровней 2^+ , 4^+ и 6^+ ротационных полос четно-четных осколков спонтанного деления ^{252}Cf [99]. К настоящему времени получены детальные и точные схемы уровней для многих осколков деления, а также определены спины и четности этих уровней, поэтому появились новые возможности для надежного измерения угловых моментов осколков. Действительно, из экспериментов, в которых регистрируются γ -кванты с хорошим энергетическим разрешением, можно определить вероятности заселения уровней ротационных полос осколков и найти средний спин этих уровней $\bar{J}_\gamma(A', Z)$ для вторичных осколков с зарядом Z и массовым числом $A' = A - \bar{\nu}(A)$. При девозбуждении осколков основная часть углового момента уносится в результате дискретных γ -переходов между уровнями ротационных полос. Для того чтобы определить первичный угловой момент осколков, необходимо также учесть уменьшение углового момента за счет эмиссии нейтронов $\bar{J}_n(A, Z)$ и статистических γ -квантов $\bar{J}_{\text{stat}}(A, Z)$. Угловой момент первичных осколков можно представить в виде суммы трех компонент:

$$\begin{aligned} \bar{J}(A, Z) &= \bar{J}_\gamma(A', Z) + \bar{J}_n(A, Z) + \bar{J}_{\text{stat}}(A, Z) = \\ &= \bar{J}_\gamma(A - \bar{\nu}, Z) + \bar{\nu}(A, Z) \cdot \bar{j}_n + \bar{M}_{\text{stat}}(A, Z) \cdot \bar{j}_{\text{stat}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где \bar{j}_n — средний угловой момент, который уносит испарившийся нейтрон, $\bar{M}_{\text{stat}}(A, Z)$ — средняя множественность статистических γ -квантов, \bar{j}_{stat} — средний угловой момент, который уносит статистический γ -квант.

Расчеты, использующие статистическую модель девозбуждения осколков, показывают, что спин осколка при испарении одного нейтрона уменьшается в среднем на $0,5\text{--}0,6 \hbar$, а эмиссия статистического γ -кванта уменьшает угловой момент на $0,3 \hbar$. Для ^{252}Cf средняя множественность статис-

тических γ -квантов составляет величину меньше единицы для всей области массовых чисел осколков [85]. Таким образом, определив в эксперименте $J_\gamma(A', Z)$, можно оценить по формуле (11) угловой момент первичных осколков.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf ПО МНОЖЕСТВЕННЫМ γ -КВАНТАМ

2.1. Спектроскопия множественных γ -квантов. Возможности современных крупных высокоэффективных 4π - γ -спектрометрических установок [48] и знание схем ядерных уровней, заселяемых при делении для большого числа осколков [22,23,49—59], позволяют осуществить новый подход к исследованию ядерного деления, изучая множественные характеристические γ -кванты, испущенные парами осколков деления ядра. На основе такого подхода были получены новые характеристики спонтанного деления ^{252}Cf : независимые выходы пар осколков и угловые моменты осколков, составляющих различные пары [21—30].

Измерения γ -квантов спонтанного деления ^{252}Cf проводились в Ок-Риджской национальной лаборатории на установке, состоящей из 20 германиевых детекторов [30], и в Национальной лаборатории им. Лоуренса (Беркли) на установке «Gammasphere» в начальном варианте ее исполнения, когда γ -спектрометр состоял из 36 германиевых детекторов [29]. Источники ^{252}Cf были герметически закрыты, и эмиссия исследуемых γ -квантов происходила из остановившихся осколков. В экспериментах, проводимых на 4π - γ -спектрометрах, накапливаются друг за другом все зарегистрированные события с множественностью γ -квантов, равной двум и более.

Анализ экспериментальных данных начинается с построения двумерного спектра совпадающих γ -лучей. Содержание спектра — число событий с зарегистрированными энергиями совпадающих γ -квантов E_{γ_1} и E_{γ_2} . Двумерные спектры $\gamma\gamma$ -совпадений могут содержать несколько десятков тысяч пиков, которые образуются мгновенными совпадающими γ -квантами, испущенными из парных осколков, из одного из осколков, а также γ -квантами, испущенными после β -распада осколков. Пример двумерного спектра $\gamma\gamma$ -совпадений для спонтанного деления ^{252}Cf представлен на рис.1. Как видно из рисунка, кроме пиков, образованных совпадающими γ -квантами при полном их поглощении в детекторе, в спектре присутствуют две серии фоновых гребней, параллельных осям E_{γ_1} и E_{γ_2} . Каждый пик с энергиями E_{γ_1} , E_{γ_2} находится на пересечении двух фоновых гребней. Гребни образуют-

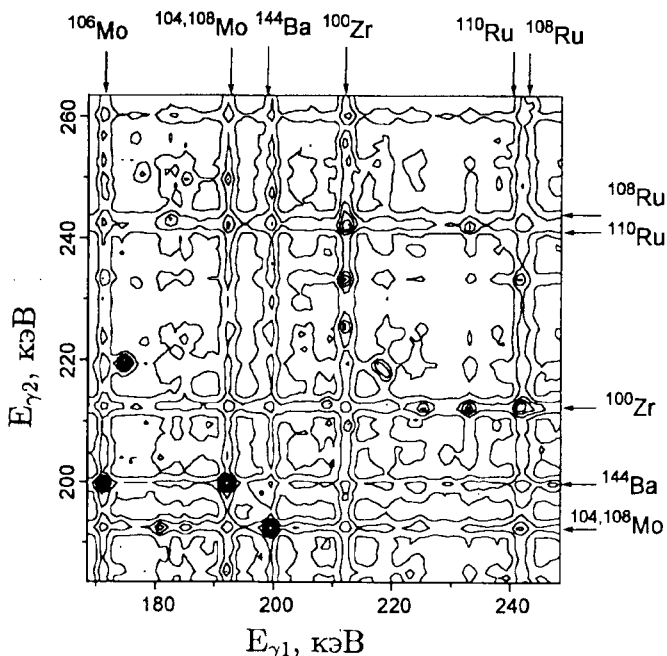


Рис.1. Часть двумерного спектра $\gamma\gamma$ -совпадений (100×100 кан.).
Стрелками указаны энергии γ -квантов, соответствующие $2^+ \rightarrow 0^+$ -переходам в различных осколках

ся при совпадении импульсов от γ -квантов, энергия которых полностью поглотилась в германиевых детекторах, с импульсами, возникающими при неполном поглощении γ -квантов или от γ -квантов квазинепрерывного спектра. Двумерный спектр включает также гладкий фон, созданный совпадающими γ -квантами, энергия которых не полностью выделилась в германиевых детекторах, и γ -квантами квазинепрерывного спектра.

Фон любой локальной области двумерного спектра зависит от интенсивности и энергии γ -переходов более высоких энергий, а также от геометрии детектирующей системы и эффективности комптоновской защиты. Для получения искомой информации важно произвести правильные оценки интенсивностей пиков в двумерном спектре $\gamma\gamma$ -совпадений, которые могут быть получены при корректном учете как гладкого фона, так и фона гребней.

Для анализа данных, получаемых на 4π - γ -спектрометрах, были разработаны различные способы вычитания фона и оценки интенсивностей пиков

в спектрах совпадающих γ -лучей [100,101], которые успешно использовались для построения схем ядерных уровней. Однако обсуждаемые в этих работах способы определения интенсивностей пиков не являются точными из-за неполного, некорректного вычитания фона, что отмечается самими авторами.

Мы не будем здесь подробно обсуждать особенности построения фоновых функций, предлагаемых в указанных выше работах. Обратим лишь внимание на один из наиболее часто используемых в ядерной спектроскопии способов обработки данных двумерных спектров $\gamma\gamma$ -совпадений. Этот способ заключается в анализе одномерных спектров, которые получаются путем наложения так называемых «окон» на одну из осей энергий двумерного спектра ($E_{\gamma 1}$). То есть из двумерного спектра выделяется слой, параллельный второй оси $E_{\gamma 2}$, ширина которого и является энергетическим окном. Одномерный спектр получается как проекция этого слоя на ось $E_{\gamma 2}$. В качестве фоновых функций используются полные проекции двумерного спектра на оси координат. Множитель фоновой функции определяется как отношение интенсивности фона в энергетическом окне к полному счету в проекции двумерного спектра. При определении этим методом интенсивностей пиков, образованных совпадающими γ -квантами, испущенными из одного и того же ядра, полученные оценки хотя и не являются точными, дают неплохие результаты для соотношений интенсивностей этих пиков. Когда же исследуемые пики образованы γ -квантами, испущенными из разных ядер, ошибки в оценке интенсивностей таких пиков могут быть значительными и при сравнении интенсивностей различных пиков давать ошибочные результаты.

В работах [24,25,102] показано, что для получения точной оценки интенсивностей пиков необходимо анализировать всю область двумерного спектра возле каждого исследуемого пика. Авторами работы [102] предложен способ вычитания фона, позволяющий получить точные оценки интенсивности пиков. В качестве фоновых функций используются проекции спектра небольшой области вблизи исследуемого пика, которая не содержит других пиков сравнимой интенсивности. Интенсивность пика и коэффициенты при фоновых функциях находятся в результате фитирования данных исследуемой области спектра. Однако для сложных спектров совпадающих γ -квантов спонтанного деления ^{252}Cf чаще всего невозможно найти область, свободную от пиков. Поэтому для корректной оценки интенсивностей пиков в работах [24,25] использовался другой подход [103,104], который заключается в аппроксимации небольших участков двумерного спектра аналитической функцией.

Для построения аппроксимирующей функции необходимо найти координаты максимумов всех возможных пиков на исследуемом участке двумерного спектра. Для этой цели формируются проекции исследуемого участка двумерного спектра на оси координат. В одномерных спектрах проекций находятся положения максимумов всех имеющихся пиков. Если форма спектров позволяет предположить, что в данной области существует несколько наложенных линий, то эти линии разделяются, и также находятся координаты их максимумов. Форма пиков описывается гауссовским распределением. Обозначим найденные в одномерных свертках центры пиков и дисперсии, соответственно, через c_i и σ_i при $i = 1, 2 \dots m$ для оси $x (E_{\gamma 1})$; и через d_j и σ_j при $j = 1, 2 \dots n$ для оси $y (E_{\gamma 2})$. Аппроксимирующая функция представляет собой сумму трех компонент, которые соответствуют различным составляющим двумерного спектра. Первая компонента этой функции описывает пики $\gamma\gamma$ -совпадений:

$$\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n A_{ij} \exp \left(-\frac{(x - c_i)^2}{2\sigma_i^2} - \frac{(y - d_j)^2}{2\sigma_j^2} \right).$$

Вторая компонента описывает фоновые гребни:

$$\sum_{i=1}^m B_i \exp \left(-\frac{(x - c_i)^2}{2\sigma_i^2} \right) + \sum_{j=1}^n H_j \exp \left(-\frac{(y - d_j)^2}{2\sigma_j^2} \right).$$

Третья часть функции описывает гладкий фон:

$$k_1 \cdot x + k_2 \cdot y + k_3 \cdot xy + k_4.$$

Свободные параметры аппроксимирующей функции A_{ij} , B_i , H_j и k_l определяются методом наименьших квадратов. На рис.2 представлен пример вычитания фона на участке спектра, который содержит пик, образованный совпадающими γ -квантами с энергиями 192,2 кэВ и 602,3 кэВ, которые соответствуют переходам $2^+ \rightarrow 0^+$ в ^{104}Mo и ^{140}Ba . Для автоматического поиска пиков и обработки всего двумерного спектра была создана программа FIT-2S [24,25]. Результатом работы программы являлась таблица координат и интенсивностей всех найденных пиков.

Для установления точности и надежности сделанных оценок интенсивностей пиков можно использовать различные критерии. Во-первых, полученные относительные интенсивности γ -переходов для различных осколков можно сравнить с аналогичными данными, имеющимися в литературе, например, для ^{100}Zr [56], ^{148}Ce [54], ^{136}Te [59], ^{144}Ba [55].

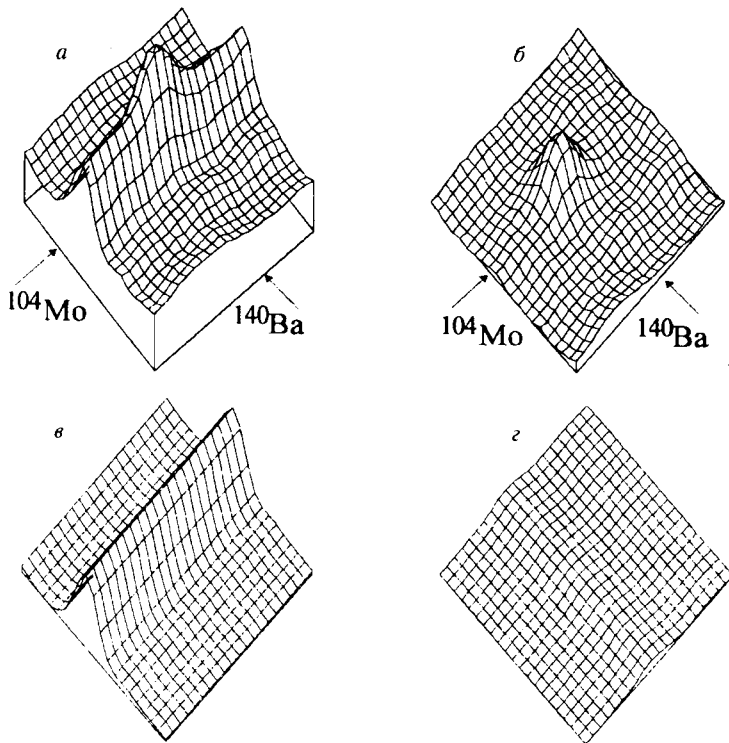


Рис.2. а) Часть двумерного спектра $\gamma\gamma$ -совпадений, б) спектр после вычитания фона, в) и г) спектры фоновых гребней. Стрелками указаны энергии γ -квантов, соответствующие $2^+ \rightarrow 0^+$ -переходам в ^{104}Mo и ^{140}Ba

Другой критерий заключается в проверке соотношений между интенсивностями совпадающих переходов, которые следуют из общих свойств каскада γ -квантов, образующегося при девозбуждении уровней осколков. Известно, что для четно-четных осколков каскад γ -квантов идет последовательно и соответствует $E2$ -переходам, основное состояние четно-четных ядер имеет нулевой спин, а все состояния вращательной полосы — четный спин. Обозначим состояние уровня осколка $(2n)^+$, а $E2$ -переход $(2n)^+ \rightarrow (2n-2)^+$. Тогда для интенсивностей совпадающих переходов (с энергиями $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$) четно-четного ядра выполняются следующие соотношения:

$$I(E_{(2k)^+ \rightarrow (2k-2)^+}, E_{(2n)^+ \rightarrow (2n-2)^+}) = \text{const} \quad (12)$$

при $k = \text{const}$ и при $n = 1, 2, \dots, k-1$;

$$I(E_{(2k)^+ \rightarrow (2k-2)^+}, E_{2^+ \rightarrow 0^+}) / I(E_{(2k)^+ \rightarrow (2k-2)^+}, E_{4^+ \rightarrow 2^+}) = 1 \quad (13)$$

при $k > 2$.

Еще один способ нахождения точности полученных оценок интенсивностей пиков заключается в проверке равенства нулю интенсивностей пиков, соответствующих γ -квантам осколков, для которых сумма ядерных зарядов не равна заряду делящегося ядра ($Z_1 + Z_2 \neq Z_F$) или сумма массовых чисел больше ($A_1' + A_2' > A_F$) или значительно меньше ($A_1' + A_2' < A_F - 11$) массы делящегося ядра. При такой проверке можно также оценить возможности наблюдения тройного деления.

Применение указанных критериев при исследовании спектров показало, что используемый способ определения интенсивностей пиков [24,25] дает правильные оценки, точность которых определяется в основном статистической точностью.

2.2. Выходы пар осколков. Изучение совпадающих γ -квантов, испущенных из двух осколков деления, позволяет получать новый тип данных: выходы пар осколков. В работах [24,25,29,30] были определены выходы ~ 150 пар осколков, соответствующих пяти разделениям по зарядам ^{252}Cf :

$$Z_1/Z_2 = 46/52 \text{ (Pd-Te)}, \quad 44/54 \text{ (Ru-Xe)}, \quad 42/56 \text{ (Mo-Ba)}, \\ 40/58 \text{ (Zr-Ce)}, \quad 38/60 \text{ (Sr-Nd)}.$$

Относительные выходы пар осколков с четными значениями массовых чисел определялись по интенсивности $\gamma\gamma$ -совпадений, обусловленных γ -переходами с нижнего уровня 2^+ в основное состояние 0^+ в каждом из ядер. В том случае, когда один из парных осколков имел нечетное значение массы, выход пары осколков находился по сумме интенсивностей $\gamma\gamma$ -совпадений, образуемых γ -переходом $2^+ \rightarrow 0^+$ в A -четном ядре и всеми γ -переходами, ведущими в основное состояние, в A -нечетном осколке. В случае двух A -нечетных осколков рассматривалась сумма интенсивностей $\gamma\gamma$ -совпадений по всем возможным комбинациям γ -переходов, ведущих в основное состояние в каждом из осколков. Интенсивность $\gamma\gamma$ -совпадений определялась по интенсивности соответствующих пиков в двумерном спектре после учета эффективности регистрации γ -квантов детекторами и вероятности внутренней конверсии ядерных уровней.

Найденные относительные выходы пар осколков были переведены в независимые выходы в результате нормировки с использованием литературных данных о независимых выходах некоторых ядер при спонтанном делении ^{252}Cf [60]. Для примера в таблице представлены независимые выходы

Таблица. Независимые выходы Ва-Мо пар осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Выходы даны в процентах

	^{138}Ba	^{140}Ba	^{141}Ba	^{142}Ba	^{143}Ba	^{144}Ba	^{145}Ba	^{146}Ba	^{147}Ba	^{148}Ba
^{102}Mo			0,048(9)	0,04(2)	0,05(1)	0,07(1)	0,17(5)	0,13(4)	0,10(4)	0,09(4)
^{103}Mo		0,09(3)	0,14(8)	0,08(3)	0,12(8)	0,63(8)	1,3(3)	0,50(6)	0,36(5)	0,15(9)
^{104}Mo	0,07(3)	0,13(4)	0,21(9)	0,32(4)	0,45(7)	1,00(8)	0,84(9)	0,33(3)	0,13(7)	0,05(2)
^{105}Mo		0,10(3)	0,10(3)	0,58(7)	1,16(13)	1,2(1)	0,78(15)	0,12(5)	0,2(1)	
^{106}Mo		0,12(2)	0,35(7)	0,91(8)	1,0(1)	0,58(4)	0,15(6)	0,04(3)		
^{107}Mo		0,10(3)	0,14(3)	0,32(3)	0,37(5)	0,14(5)	0,10(5)			
^{108}Mo		0,10(2)	0,11(3)	0,13(5)	0,16(4)	0,08(5)				

пар осколков для Ва-Мо разделения ^{252}Cf . Аналогичные данные о выходах пар осколков были получены и для Те-Pd, Хе-Ru, Се-Zr, Nd-Sr разделений ^{252}Cf .

Из таблиц выходов пар осколков можно получить некоторые интегральные характеристики ядерного деления. Суммируя выходы пар, содержащих осколок с массой A_1' и зарядом Z_1 , можно определить выход данного осколка $Y(Z_1, A_1')$ при делении ядра. Выходы различных изотопов бария и молибдена можно получить из приведенной таблицы, суммируя выходы пар осколков, соответственно, по строчкам и по столбцам. Полученные таким образом изотопные распределения для десяти элементов показаны на рис.3. Представленные на рисунке независимые выходы различных изотопов неплохо согласуются с аналогичными данными, полученными в результате расчетов [105].

Каждая наблюдаемая пара осколков образуется после испарения определенного числа мгновенных нейтронов из первичных осколков $v_{\text{tot}} = A_F - A_1' - A_2'$. Поэтому, просуммировав выходы пар осколков, соответствующие эмиссии 0, 1, 2 и т.д. нейтронов, можно получить распределения множественности нейтронов для различных значений ядерных зарядов осколков. На рис.4 представлены распределения множественности нейтронов для пяти разделений по заряду ^{252}Cf . Для четырех зарядовых разделений экспериментальные точки хорошо описываются гауссовскими кривыми. Разделение Ва-Мо отличается от других разделений повышенным выходом пар осколков, образованных после испарения семи и более нейтронов. Эта

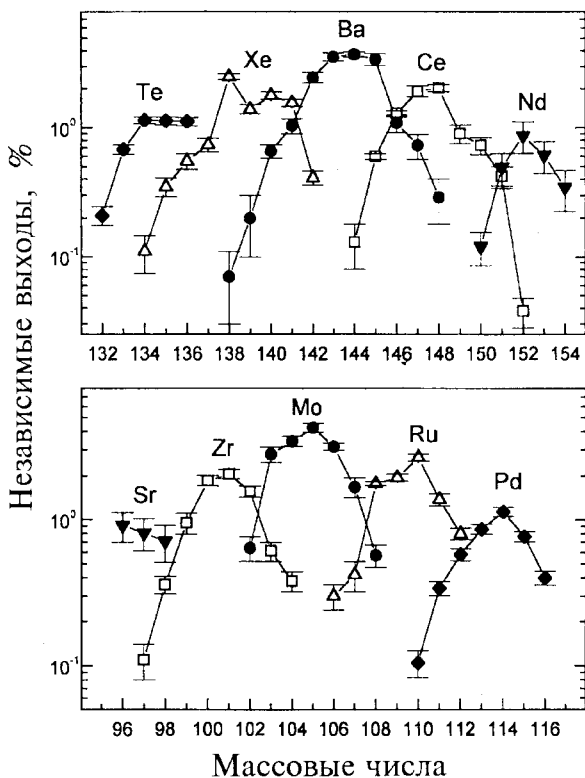


Рис.3. Изотопные распределения осколков спонтанного деления ²⁵²Cf

особенность разделения Ва-Мо хорошо проявляется в распределении множественности нейтронов. Как видно из рис.4, Ва-Мо разделение, кроме компоненты, которая присутствует в соседних разделениях, содержит вторую компоненту со средним значением множественности нейтронов, равным 8.

Наблюдаемые в распределении множественности нейтронов Ва-Мо разделения две компоненты позволяют предположить наличие мод деления для данной зарядовой асимметрии осколков деления ²⁵²Cf. Действительно, различные моды деления отличаются конфигурацией ядра в точке разрыва. Каждая мода деления имеет распределение конфигураций около наиболее вероятной формы ядра, которая характеризуется масс-асимметрией образующихся осколков и их деформацией (то есть расстоянием меж-

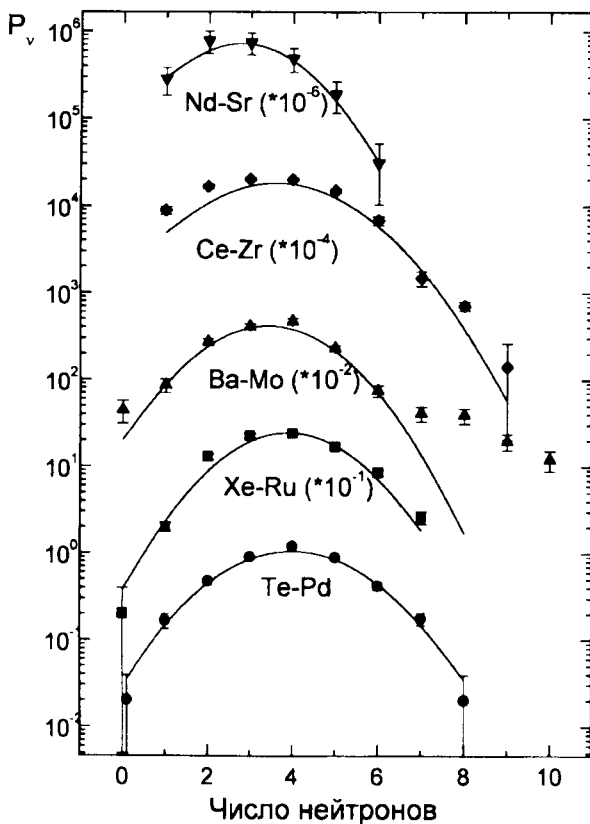


Рис.4. Распределения множественности нейтронов для пяти разделений по зарядам ^{252}Cf . Линиями изображены результаты аппроксимации экспериментальных точек гауссовскими кривыми. Вероятности испарения нейтронов (P_v) после умножения на коэффициенты, указанные на рисунке, дают выходы нейтронов в процентах на деление

ду центрами осколков). Бимодальное деление ядер было обнаружено и исследовано в экспериментах, в которых наблюдали массовые распределения и распределения полной кинетической энергии осколков деления [9,106]. Массовые распределения и спектры кинетической энергии осколков для каждой моды деления хорошо описываются распределением Гаусса. Признаком наличия двух (или более) мод деления является наблюдение в экспериментальных массовых и энергетических спектрах двух (или не-

скольких) компонент, то есть возможность описания экспериментальных спектров суперпозицией гауссианов. Лучшего разрешения делительных мод можно достичь, наблюдая массовые спектры осколков при различных фиксированных значениях кинетической энергии или спектры кинетической энергии при фиксированных значениях масс осколков. Таким способом наблюдались моды асимметричного деления доактинидных ядер [9]. На рис.5 представлены экспериментальные спектры кинетической энергии осколков деления ^{213}At для различных диапазонов масс, взятые из [9]. Особенностью метода, основанного на измерениях выходов пар осколков, является то, что бимодальное деление наблюдалось в спектрах множественности нейтронов при различных значениях зарядов осколков (см. рис.4).

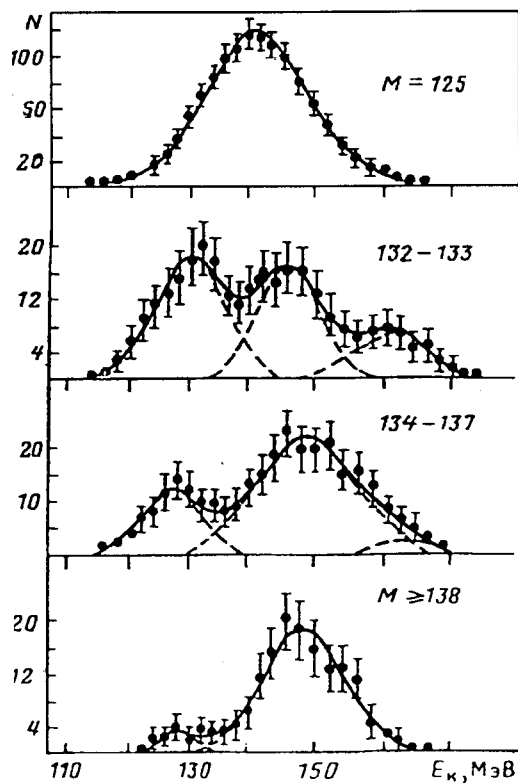


Рис.5. Распределение кинетической энергии осколков деления ^{213}At для выбранных диапазонов масс осколков [9]

Пары вторичных осколков образуются в результате девозбуждения первичных осколков, и поэтому полученные таблицы выходов пар вторичных осколков содержат информацию о массовых и энергетических распределениях первичных осколков. В работах [24,25,30] на основании выходов пар вторичных осколков были восстановлены параметры массовых и энергетических распределений первичных осколков: Xe-Ru, Ba-Mo и Ce-Zr. Анализ был выполнен в предположении, что распределения первичных осколков по массе, энергии возбуждения и полной кинетической энергии при фиксированном разделении по заряду имеют характер гауссовых для каждой моды деления. Экспериментальные данные хорошо описывались для Xe-Ru и Ce-Zr разделений одной модой деления, а для Ba-Mo разде-

ления — двумя модами деления. Первая мода деления для Ва-Мо деления имела обычное значение полной кинетической энергии осколков $\overline{TKE}_1 = 189$ МэВ. Для второй моды деления была получена значительно меньшая величина полной кинетической энергии осколков ($\overline{TKE}_2 = 154$ МэВ). Вторая мода деления дает основной вклад в формирование самых легких пар вторичных Ва-Мо осколков.

Следует отметить, что найденные в результате анализа такие важные характеристики деления, как средние значения полных кинетических энергий (\overline{TKE}) и значения дисперсий распределений полной кинетической энергии (σ_{TKE}) для трех зарядовых разделений Хе-Ру, Ва-Мо и Се-Zr неплохо согласуются с аналогичными данными, полученными в прямых измерениях кинетических энергий осколков [31,90]. Характеристики массовых распределений первичных осколков $\overline{A}(Z)$ и σ_A , полученные в [24,25,30], неплохо согласуются с результатами расчетов, выполненных на основе анализа совершенно других экспериментальных данных: кумулятивных, фракционных и независимых выходов осколков спонтанного деления ^{252}Cf [105].

Таким образом, данные о выходах пар осколков позволяют изучать характеристики первичных осколков деления, образующихся сразу после разрыва ядра.

2.3. Угловые моменты осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Наблюдение совпадающих γ -квантов, испущенных из двух одновременно образовавшихся осколков деления, позволяет получать более подробные данные, характеризующие угловые моменты осколков, по сравнению с методами исследования, которые применялись ранее. В эксперименте можно измерить интенсивности γ -переходов между различными возбужденными состояниями для осколка с зарядом Z_1 и массой A'_1 , когда этот осколок образуется в паре с определенным дополнительным осколком, имеющим заряд $Z_2 = Z_F - Z_1$ и массу $A'_2 = A_F - A'_1 - \nu_{\text{tot}}$, где ν_{tot} — полное число нейтронов, испарившихся из первичных осколков при формировании исследуемой пары осколков. То есть для осколка с определенными значениями Z и A' измеряются интенсивности γ -переходов, когда этот осколок образуется в результате испарения определенного числа нейтронов ν_{tot} .

По измеренным интенсивностям γ -переходов между различными возбужденными состояниями можно определить вероятности заселения этих состояний в делении. Вероятность заселения состояния P_i находится как разность между суммой интенсивностей $I_{k \rightarrow i}$ всех переходов, ведущих в это состояние, и суммой интенсивностей $I_{i \rightarrow l}$ всех переходов, идущих из этого состояния:

$$P_i = R \cdot \Delta I_i = R \left(\sum_k I_{k \rightarrow i} - \sum_l I_{i \rightarrow l} \right),$$

где R — нормировочный множитель: $R = 1 / \sum_i \Delta I_i$.

С найденными значениями P_i и известными спинами состояний J_i можно определить среднее значение углового момента для исследуемого осколка:

$$\bar{J}_\gamma = \frac{\sum_i P_i \cdot J_i}{\sum_i P_i}.$$

В работах [28,30] были выбраны для изучения четно-четные осколки, так как для таких ядер наиболее хорошо изучены схемы уровней, которые заселяются при делении. Для выбранного осколка, образованного в паре с дополнительным осколком, имеющим четное значение массового числа, интенсивность γ -перехода определялась по интенсивности совпадений, обусловленных γ -переходом в исследуемом ядре и переходом $2^+ \rightarrow 0^+$ в дополнительном осколке. В том случае, когда дополнительный осколок имел нечетное значение массы, рассматривалась сумма интенсивностей совпадений, образуемых γ -переходом в исследуемом ядре и всеми переходами, ведущими в основное состояние, в дополнительном осколке.

Интенсивности γ -переходов, вероятности заселения уровней и средние значения угловых моментов были получены для ^{144}Ba , ^{138}Xe и ^{140}Xe , когда эти осколки образуются в парах с различными изотопами, соответственно, Mo и Ru в результате испарения различного числа нейтронов (от 2 до 6 нейтронов). Зависимости средних угловых моментов для ^{144}Ba , ^{138}Xe и ^{140}Xe от ν_{tot} представлены на рис.6. Для этих тяжелых осколков величина \bar{J}_γ мало меняется с изменением числа испарившихся нейтронов. Однако, если учесть угловой момент, уносимый испарив-

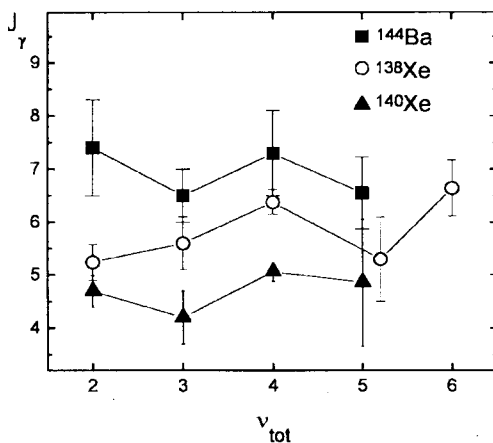


Рис.6. Зависимости угловых моментов осколков ^{144}Ba , ^{138}Xe и ^{140}Xe от полного числа нейтронов (ν_{tot}), испарившихся из первичных осколков при образовании этих изотопов

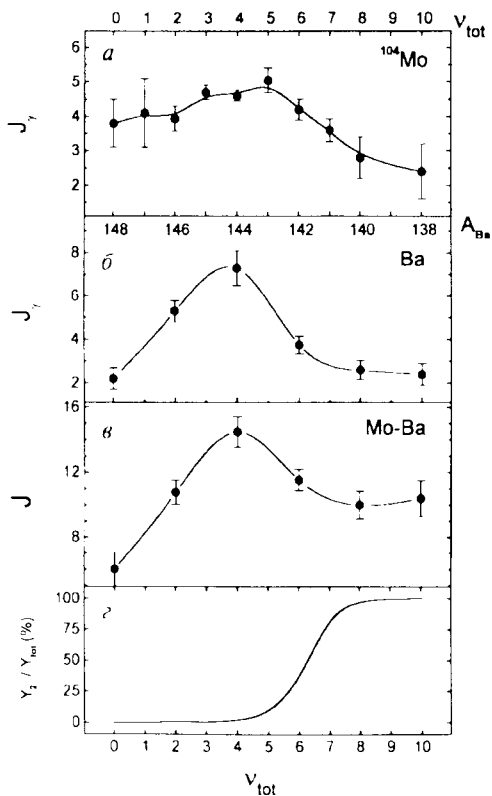


Рис. 7. В зависимости от полного числа нейтронов показаны: а) угловые моменты осколков ^{104}Mo ; б) угловые моменты осколков Ba, которые образуются в парах с ^{104}Mo ; в) суммарные угловые моменты первичных Ba-Mo пар осколков; з) относительный вклад второй моды деления в образование Ba- ^{104}Mo пар осколков

шимися нейтронами, полученные величины \bar{J}_γ позволяют сделать вывод о росте углового момента первичных осколков Xe и Ba с увеличением их энергии возбуждения, что согласуется с выводами теоретических [19, 20] и экспериментальных работ [107, 108].

Необычная зависимость углового момента первичных осколков была получена при исследовании пар осколков, образованных ^{104}Mo и различными изотопами Ba после испарения от 0 до 10 нейтронов

[28, 30]. На рис. 7, а и б представлены зависимости \bar{J}_γ от ν_{tot} , соответственно, для ^{104}Mo и четных изотопов Ba, которые образуются в парах с ^{104}Mo . Как видно из этих рисунков, угловые моменты исследуемых пар осколков увеличиваются при изменении числа нейтронов от 0 до 5, а затем уменьшаются при дальнейшем увеличении числа испарившихся нейтронов. На рис. 7, в даны суммарные угловые моменты первичных Ba-Mo пар осколков, полученные в результате учета углового момента, уносимого нейтронами. Угловой момент первичных Ba-Mo пар осколков растет с увеличением множественности нейтронов в диапазоне от 0 до 4, а затем, при дальнейшем увеличении числа испарившихся нейтронов, наблюдается anomalous поведение углового момента осколков — при увеличении числа испарившихся нейтронов, то есть энергии возбуждения осколков, нет роста углового момента осколков. Такое поведение углового момента можно объяснить присутствием двух мод деления и различиями, которые существуют между этими модами в возбуждении коллективных степеней свободы в

делящемся ядре. На рис.7,2 представлен относительный вклад второй моды деления в образование исследуемых Ва-Мо пар осколков, который был получен в результате анализа выходов пар вторичных осколков [24,25]. Из рисунка видно, что имеется корреляция спада углового момента осколков $J_{\gamma Mo}$ и $J_{\gamma Ba}$ и аномального поведения угловых моментов первичных осколков с вкладом второй моды в образование исследуемых Ва-Мо пар.

2.4. Заключение. Метод исследования ядерного деления, основанный на спектроскопии множественных γ -квантов деления, позволяет определить новые детальные характеристики деления: выходы пар осколков и вероятности заселения возбужденных уровней для осколков, составляющих эти пары. Непосредственно из этих экспериментальных данных следуют интегральные характеристики деления, которые также получены впервые, — это распределения множественности нейтронов для различных разделений по заряду делящегося ядра и зависимости угловых моментов индивидуальных осколков от числа испарившихся нейтронов. Полученные экспериментальные данные содержат информацию о зарядах, массах, энергиях возбуждения и спинах пар осколков деления. Эксперименты, в которых новый метод исследования деления будет сочетаться с традиционными методами: измерением скоростей или/и кинетических энергий двух осколков, являются перспективными для исследования процесса ядерного деления, так как позволят получить данные, наиболее полно характеризующие деление ядра. Новый метод может быть применен для исследования как спонтанного, так и низкоэнергетического деления различных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **The Nuclear Fission Process.** — Ed. C.Wagemans. CRC Press, Boca Raton, USA, 1991.
2. **Pashkevich V.V.** — Nucl. Phys., 1971, v.A161, p.275.
3. **Berger J.F., Girod M., Gogny D.** — In: Proc. Conf. «Fifty Years Research in Nuclear Fission», Berlin, 1989; Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.85c.
4. **Brosa U., Grossman S., Müller A.** — Z. Naturforsch., 1986, v.41a, p.1341.
5. **Möller P., Nix J.R., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1989, v.A492, p.348.
6. **Cwiok S., Rozmej P., Sobiczewski A., Patyk Z.** — Nucl. Phys., 1989, v.A491, p.281.
7. **Knitter H.-H. et al.** — Z. Naturforsch., 1987, v.42a, p.786.
8. **Hoffman D.C.** — In: Proc. Conf. «Fifty Years Research in Nuclear Fission»; Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.21c.
9. **Иткис М.Г. и др.** — Физика элемент. частиц и атомного ядра, 1988, т.19, с.701.
10. **Brosa U., Grossman S., Müller A.** — Phys. Rep., 1990, v.197, p.167.
11. **Bocquet J.P., Brissot R.** — In: Proc. Conf. «Fifty Years Research in Nuclear Fission», Berlin, 1989; Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.213c.
12. **Berlanger M., Gobbi A., Hanappe F. et al.** — Z. Phys., 1979, v.A291, p.133.
13. **Nifenecker H.A.** — J. Phys. Lett., 1980, v.41, p. 47.
14. **Boucheneb N., Geltenbort P., Asghar M. et al.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.261c.

15. **Djebara M., Asghar M., Bocquet J.P. et al.** — Nucl. Phys., 1989, v.A496, p.346.
16. **Nifenecker H.A., Mariolopoulos G., Bocquet J.P. et al.** — Z. Phys., 1982, v.A308, p.39.
17. **Gönnenwein F.** — In: Proc. Int. Conf. «Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission», Leningrad, 1989; Khlopin Institute, S.Petersburg, 1992, v.1, p.182.
18. **Bocquet J.P., Faust H.R., Fowler M. et al.** — Z. Phys., 1990, v.A335, p.41.
19. **Rasmussen J.O., Nörenberg W., Mang H.J.** — Nucl. Phys., 1969, v.A136, p.465.
20. **Zielinska-Pfabe M., Dietrich K.** — Phys. Rev., 1974, v.B49, p.123.
21. **Hamilton J.H. et al.** — In: Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Russia, 1993; Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E., Kalpakchieva R. (Eds.), JINR, Dubna, 1993, v.1, p.276.
22. **Hamilton J.H., Ter-Akopian G.M., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Low Energy Nuclear Dynamics (LEND'95), St. Petersburg. Singapore: Word Scientific, 1995, p.187.
23. **Hamilton J.H. et al.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, v.35, p.635.
24. **Ter-Akopian G.M., Hamilton J.H., Oganessian Yu.Ts. et al.** — In: Proc. Conf. Exotic Nuclei and Atomic Masses, ENAM 95. M. de Saint Simon and Sorlin (Eds.), Editions Frontiers, 1995, p.383.
25. **Тер-Акопьян Г.М. и др.** — В сб.: Материалы совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. С.-Петербург, 1995. Известия РАН, сер. физ., 1996, т.60, с.162.
26. **Ter-Akopian G.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.73, p.1477.
27. **Ter-Akopian G.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.77, p.32.
28. **Тер-Акопьян Г.М. и др.** — В сб.: Материалы совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., 1996. Известия РАН, сер. физ., 1997, т.61, №1, с.194.
29. **Тер-Акопьян Г.М. и др.** — В сб.: Материалы совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., 1996. Известия РАН, сер. физ., 1997, т.61, №4, с.747.
30. **Ter-Akopian G.M. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, №3, p.1146.
31. **Budtz-Jørgensen C., Knitter H.-H.** — Nucl. Phys., 1988, v.A490, p.307.
32. **Watson R.L., Wilhelmy J.B., Jared R.C. et al.** — Nucl. Phys., 1970, v.A141, p.449.
33. **Terrell J.** — Phys. Rev., 1962, v.127, p.880.
34. **Schmitt H.W., Gibson W.M., Neiler J.H. et al.** — In: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA. Vienna, 1965, v.1, p.531.
35. **Weissenberger E., Geltenbort P., Oed A., Gönnenwein F., Faust H.** — Nucl. Instr. Meth., 1986, v.A248, p.506.
36. **Lang D.W., Walsh R.L.** — Nucl. Instr. Meth., 1982, v.A200, p.389.
37. **Хрячков В.А. и др.** — В сб.: Материалы междунар. конф. «Деление ядер — 50 лет». Л., 1989; С.-Петербург, 1992, т.2, с.454.
38. **Budtz-Jørgensen C. et al.** — Nucl. Instr. Meth., 1987, v.A258, p.209.
39. **Oed A., Geltenbort P., Gönnenwein F., Manning T., Souque D.** — Nucl. Instr. Meth., 1983, v.A205, p.455.
40. **Signarbieux C. et al.** — J. Physique Lett., 1985, v.46, p.L1095.
41. **Hamsch F.-J., Knitter H.-H., Budtz-Jørgensen C.** — Nucl. Phys., 1993, v.A554, p.209.
42. **Хрячков В.А. и др.** — Ядерная физика, 1991, т.53, с.621.
43. **Oed A., Geltenbort P., Brissot R. et al.** — Nucl. Instr. Meth., 1984, v.A219, p.569.

44. Oed A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1981, v.179, p.71.
45. Gönnerwein F. — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.159c.
46. Reisdorf W., Unik J.P., Griffin H.C., Glendenin L.E. — Nucl. Phys., 1977, v.A177, p.337.
47. Nifenecker H.A., Blachot J., Bocouet J.P. et al. — In: Proc. Symposium Physics and Chemistry of Fission, 1979 Jülich. IAEA, Vienna, 1980, v.2, p.35.
48. Nolan P.J., Beck F.A., Siegert G. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1994, v.45, p.561.
49. Aryaeinejad R. et al. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.566.
50. Buttler-Moore K., Hamilton J.H., Ramayya A.V. et al. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1993, v.19, p.L121.
51. Buttler-Moore K., Aryaeinejad R., Cole J.D. et al. — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.1339.
52. Lu Q.H., Buttler-Moore K., Zhu S.J. et al. — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.1348.
53. Zhu S.J., Lu Q.H., Hamilton J.H. et al. — Phys. Lett., 1995, v.357B, p.273.
54. Phillips W.R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B212, p.402.
55. Phillips W.R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1986, v.57, p.3257.
56. Hotchkis M.A.C., Durrell J.L., Fitzgerald J.B. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A530, p.111.
57. Mawbray A.S. et al. — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.1126.
58. Hotchkis M.A.C. et al. — Phys. Rev. Lett., v.64, 1990, p.2123.
59. Cizewski J.A. et al. — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.1294.
60. Cheifetz E., Wilhelmy J.B., Jared R.C., Thompson S.G. — Phys. Rev., 1971, v.C4, p.1913.
61. Богдзель А.А. и др. — Сообщение ОИЯИ Р3-87-862, Дубна, 1987.
62. Гундорин Н.А. и др. — Сообщение ОИЯИ Р15-94-526, Дубна, 1994.
63. Quade U., Rudolph K., Siegert G. — Nucl. Instr. Meth., 1979, v.A164, p.435.
64. Clerc H.G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1975, v.A124, p.607.
65. Siegert G., Wollnik H., Greif J. et al. — Phys. Lett., 1974, v.53B, p.45.
66. Bocquet J.P., Brissot R., Faust H.R. — Nucl. Instr. Meth., 1988, v.A267, p.466.
67. Budtz-Jørgensen C., Knitter H.-H., Straede Ch. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, v.A258, p.209.
68. Skarsvag K. — Nucl. Phys., 1975, v.A253, p.274.
69. Boldeman J.W. — Nucl. Data Stand. for Nucl. Measur., 1992, p.108.
70. Maslin E.E. et al. — Phys. Rev., 1965, v.164, p.1520.
71. Boldeman J.W. et al. — Aust. J. Phys., 1971, v.24, p.821.
72. Müller R. et al. — Phys. Rev., 1984, v.C29, p.885.
73. Apalin V.F. et al. — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.533.
74. Wild J.F., van Aarle J., Westmeier W. et al. — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.640.
75. Signarbiéux C., Babinet R., Nifenecker H., Poitou J. — In: Proc. of Simp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1974, v.2, p.179.
76. Walsh R.L., Boldeman J.W. — Nucl. Phys., 1977, v.A276, p.189.
77. Bowman H.R., Milton J.C.D., Thompson S.G., Swiatecki W.J. — Phys. Rev., 1963, v.129, p.2133.
78. Schmidt R., Henschel H. — Nucl. Phys., 1983, v.A395, p.29.
79. Алхазов И.Д., Герасименко Б.Ф., Кузнецов А.В. и др. — Ядерная физика, 1988, т.48, с.1635.

80. **Van Aarle J., Westmeier W., Esterlund R.A., Patzelt P.** — Nucl. Phys. 1994, v.A578, p.77.
81. **Gindler J.** — Phys. Rev., 1979, v.C19, p.1806.
82. **Milton J.C., Fraser J.S.** — In: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, 1965, v.2, p.39.
83. **Jahke U. et al.** — In: Proc. Symp. Detectors in Heavy-Ion Reactions, Lecture Notes in Physics, 1983, v.178, p.179.
84. **Habs D. et al.** — In: Proc. Symp. Detectors in Heavy-Ion Reactions, Lecture Notes in Physics, 1983, v.178, p.163.
85. **Glässel P. et al.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.315c.
86. **Schmitt H.W., Lide R.W., Picasanton F.** — Nucl. Instr. and Methods, 1968, v.63, p.237.
87. **Stein W.E.** — In: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, 1965, v.1, p.491.
88. **Nakagome Y., Kanno I., Kimura I.** — In: Proc. 50 Years with Nuclear Fission. Washington, 1989, v.1, p.360.
89. **Möller P., Nix J.R.** — At. Data Nucl. Data Tables, 1981, v.26, p.165.
90. **Nifenecker H., Signarbieux C., Babinet R., Poitou J.** — In: Proc. Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1973; IAEA, Vienna, 1974, v.2, p.117.
91. **Nix J.R., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1.
92. **Струтинский В.М.** — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.781.
93. **Nifenecker H., Signarbieux C., Ribrag M., Poitov J., Matuszek J.** — Nucl. Phys., 1972, v.A189, p.285.
94. **Sarantites D.G., Gordon G.E., Coryell C.D.** — Phys. Rev., 1965, v.138, p.B353.
95. **Naik H., Dange S.P., Singh R.J., Datta T.** — Nucl. Phys., 1995, v.A587, p.273.
96. **De Frenne D.** — The Nuclear Fission Process, ed. C. Wagemans, CRC Press, 1991, p.476.
97. **Huizenga J.R., Vandenbosch R.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1305.
98. **Vandenbosch R., Huizenga J.R.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1313.
99. **Wilhelmy J.B. et al.** — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.2041.
100. **Radford D.C.** — Nucl. Instr. and Methods, 1995, v.A361, p.306.
101. **Radford D.C.** — Nucl. Instr. and Methods, 1995, v.A361, p.297.
102. **Smith A.G., Vermeer W.J.** — Nucl. Instr. and Methods, 1994, v.A350, p.314.
103. **Emellanov D.A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1980, v.178, p.555.
104. **Булла Ф. и др.** — Сообщение ОИЯИ Р10-80-104, Дубна, 1980.
105. **Wahl A.C.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1988, v.39.
106. **Hulet E.K. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1986, v.56, p.313.
107. **Densschlag H.O. et al.** — In: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1980, v.2, p.153.
108. **Bocquet J.P. et al.** — In: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1980, v.2, p.179.