

P15-2007-182

Д. В. Каманин¹, Ю. Н. Копач¹, Ю. В. Пятков^{1,2},
А. А. Александров¹, И. А. Александрова¹,
С. Б. Борзаков¹, Ю. Н. Воронов¹, С. В. Денисов¹,
Г. Л. Ефимов¹, В. Е. Жучко¹, Е. А. Кузнецова¹,
Ю. Е. Лаврова², С. В. Митрофанов¹, Ц. Пантелеев¹,
В. С. Саламатин¹, А. Н. Тюкавкин¹, И. П. Цурин¹

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ С ПОМОЩЬЮ
СПЕКТРОМЕТРА МИНИ-**ФОБОС** НА РЕАКТОРЕ **ИБР-2**

Направлено в оргкомитет XV Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами «ISINN-2007», Дубна, 16–19 мая 2007 г.

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Московский инженерно-физический институт, Москва

Каманин Д. В. и др.

P15-2007-182

Исследование реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$
с помощью спектрометра мини-ФОБОС на реакторе ИБР-2

Представлены первые результаты эксперимента по исследованию реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ на реакторе ИБР-2 с использованием двухплечевого времяпролетного спектрометра тяжелых ионов мини-ФОБОС. Работа выполнена силами научных групп двух лабораторий ОИЯИ — ЛЯР им. Г. Н. Флерова и ЛНФ им. И. М. Франка. Проведенный эксперимент полностью подтвердил ранее полученные результаты, касающиеся как нового канала многотельного распада тяжелых ядер, названного «тройной коллинеарный кластерный распад», так и тонкой структуры распределения масса–энергия осколков деления.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова и Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Kamanin D. V. et al.

P15-2007-182

Studying of the Reaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$
at the Reactor IBR-2 Using MiniFOBOS Spectrometer

First results of the experiment on studying the reaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ are presented. It was performed at the IBR-2 reactor using double-armed time-of-flight spectrometer of heavy ions miniFOBOS. The experiment joined forces of two scientific groups from the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions and the Frank Laboratory of Neutron Physics of the JINR. Full confirmation of the previous results concerning the field of our interest was obtained. We mean a new channel of multibody decays called «collinear cluster tripartition» and fine structure of the mass-energy distribution of fission fragments.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions and Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментов, посвященных исследованию спонтанного деления ^{252}Cf , были обнаружены множественные проявления ранее неизвестного многогетельного (по меньшей мере тройного) распада, названного нами «тройной коллинеарный кластерный распад» (ТККР) [1]. Для лучшего понимания физики эффекта мы запланировали исследовать различные делящиеся системы при различных возбуждениях вплоть до порога выживания ядерных оболочек. Одной из выбранных реакций была $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ (40 МэВ). Соответствующий эксперимент выполнен недавно в ускорительной лаборатории университета г. Ювяскюля (JYFL, Финляндия) [2, 3]. Здесь представлены первые результаты следующего эксперимента — по исследованию реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [4, 5].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент выполнен на спектрометре мини-ФОБОС [6, 7], созданном в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Спектрометр был установлен на канале 6Б нейтронного импульсного реактора ИБР-2 в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ. Импульсы нейтронов длительностью 320 мкс следовали с частотой 5 Гц. С целью уменьшения фона быстрых нейтронов и гамма-квантов в экспериментальном боксе для вывода тепловых нейтронов использовался изогнутый зеркальный нейтронпровод длиной 20 м. Для повышения эффективности транспортировки нейтронов нейтронпровод заполнялся аргоном под давлением несколько выше атмосферного. Благодаря этому достигнуто почти двукратное увеличение потока нейтронов на мишени. Нейтронный пучок был сформирован при помощи кадмиевого коллиматора с площадью проходного отверстия, не превышающей 1 см^2 . Падающий на мишень поток тепловых нейтронов был близок к $10^6\text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Регистрация событий деления происходит в течение первых 20 мс каждого банча, т. е. во временном интервале прихода тепловых нейтронов на мишень.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, общий вид спектрометра представлен на рис. 2. Установка мини-ФОБОС — это двухплечевой спектрометр время пролета – энергия, основанный на стандартных детекторных модулях 4 π -спектрометра ФОБОС [8]. Одно из главных преимуществ

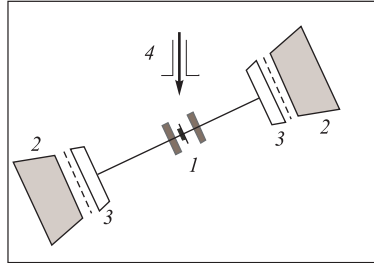


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — стартовый лавинный счетчик; 2 — брэгговские ионизационные камеры; 3 — стоповые позиционно-чувствительные лавинные счетчики; 4 — нейтроновод с коллиматором на выходе



Рис. 2. Общий вид спектрометра

спектрометра ФОБОС состоит в независимом измерении массы, заряда и вектора скорости для каждого фрагмента деления без каких-либо кинематических предположений о механизме реакции. Благодаря этому оказалось возможным изучение не только бинарных реакций, но и многотельных распадов.

Каждый детекторный модуль состоит из позиционно-чувствительного лавинного счетчика (ПЧЛС) и аксиальной брэгговской ионизационной камеры (БИК), которая регистрирует полное распределение энергетических потерь (кривая Брэгга) фрагментов в рабочем газе камеры. Значение энергетических потерь (остаточной энергии) в камере находится методом цифровой обработки сигнала в реальном времени [9]. Система обработки сигнала с БИК включает в себя зарядово-чувствительный предусилитель, блок оцифровки кривой Брэгга и цифровой процессор. Существенно, что постоянный «пье-дестал» перед сигналом автоматически вычитается процессором благодаря

алгоритму его работы. В силу этого в линейную калибровочную зависимость «канал – остаточная энергия» входит лишь один неизвестный параметр — энергетическая цена канала.

Известно, что время дрейфа трека, образованного фрагментом в газе камеры, до сетки Фриша связано с ядерным зарядом фрагмента [10]. Соответствующий параметр был измерен как разница между временным сигналом ПЧЛС и сигналом временной привязки к фронту импульса с сетки Фриша БИК.

Специально разработанный стартовый детектор представляет собой симметричный лавинный счетчик (СЛС) с мишенью внутри его объема (рис. 3). Благодаря такой конструкции стартовый детектор выдает корректный стартовый сигнал даже для многотельных событий. Действительно, если источник фрагментов и стартовый детектор разнесены на некоторое расстояние, то в многотельном распаде скорость только самого быстрого из фрагментов будет измеряться корректно.

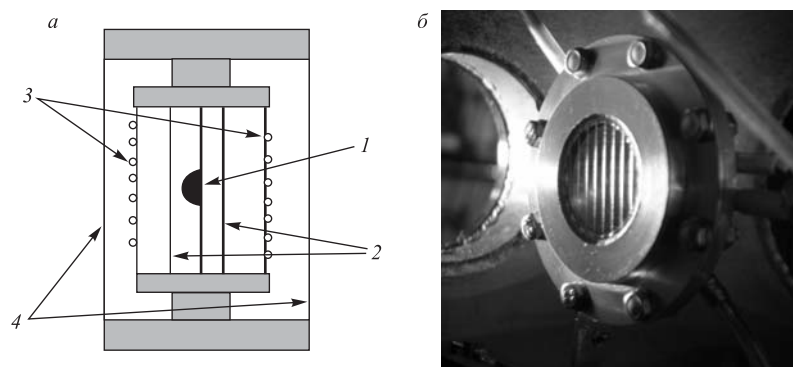


Рис. 3. Стартовый детектор: общая схема (а) и внешний вид в рабочем положении (б). 1 — активный слой ^{235}U на Al_2O_3 подложке; 2 — катод; 3 — анод; 4 — входное окно

Мишень с активным слоем толщиной 100 мкг/см^2 изотопа ^{235}U была изготовлена вакуумным напылением на подложку из Al_2O_3 толщиной 50 мкг/см^2 .

В состав установки входила также дистанционно управляемая с помощью компьютера система откачки и подачи газа, состоящая из двух независимых каналов. Один из них включал СЛС и оба ПЧЛС, заполненные пентаном, другой — ионизационные камеры БИК, заполненные стандартной смесью 90 % Ag и 10 % CH_4 . Давление газа в старт-стоповых детекторах и в ионизационных камерах было ~ 600 и $11 \cdot 10^3 \text{ Па}$ при стабильности 1,5 и 0,8 % соответственно. Необходимо отметить, что для обеспечения необходимой стабильно-

сти параметра «время дрейфа», упоминавшегося выше, в экспериментальном зале должны быть постоянными и давление в ионизационных камерах, и температура. Стабилизация температурного режима оказалась необходимой и для измерительной электроники. В силу этого температура помещения с экспериментальной установкой и бокса с электроникой контролировалась кондиционерами. Вакуум в реакционной камере не превышал $5 \cdot 10^{-2}$ Торр из-за утечки газа через окна детекторов. Все детекторы работали в проточном режиме. Необходимая скорость потока газа была подобрана экспериментально.

Вследствие существенного радиационного фона в экспериментальном зале контроль электроники спектрометра производился дистанционно через локальную сеть.

2. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Таким образом, в каждом плече спектрометра регистрировалось по пять параметров: время пролета T как временная разница между сигналами, выданными СЛС и ПЧЛС, энергия E , потерянная фрагментами деления в БИК, время дрейфа и X -, Y -координаты точки, где фрагмент пересек ПЧЛС. Всего было зарегистрировано $\sim 9 \cdot 10^6$ событий деления.

Стабильность данных контролировалась по средним значениям и дисперсиям, вычисленным по каждой тысяче событий для основных параметров, таких как время пролета, амплитуда сигнала БИК, время дрейфа. Оказалось, что для всех параметров нестабильность имеет тот же порядок величины, что и ожидаемое экспериментальное разрешение, поэтому никакие поправки в данные не вводились.

Следующая стадия обработки данных — это координатная калибровка позиционно-чувствительных лавинных счетчиков. Она выполнялась посредством сравнения изображения в ПЧЛС тени от сетки, поддерживающей фольгу входного окна БИК, с известными геометрическими параметрами оригинальной сетки. Пространственное разрешение ПЧЛС не превышает 1,5 мм.

Затем выполнялась калибровка времен пролета T . Эта процедура состоит в определении двух калибровочных коэффициентов линейного перевода времени из каналов в наносекунды:

$$T^{\text{экс}} = T(\text{канал}) dT/dk + T_0,$$

где $T(\text{канал})$ — экспериментальные времена пролета в каналах; $T^{\text{экс}}$ — соответствующие времена пролета в наносекундах; $dT/dk, T_0$ — калибровочные параметры.

Наклон калибровочной прямой dT/dk определялся с помощью точного временного калибратора в каждом плече спектрометра. Что касается T_0 , идея

нашего подхода состояла в том, чтобы найти такие коэффициенты T_0 , что и экспериментальный массовый спектр (M_{TT}), и положения пиков в спектре скоростей соответствовали бы значениям, известным из литературы [11–13]. На самом деле толщины пленок СЛС были также параметрами, подлежащими уточнению в рамках этой же процедуры. Схемы временных каналов и разработанного компьютерного кода представлены на рис. 4.

На схеме (рис. 4, б) все варьируемые переменные показаны подчеркнутыми символами. На первой стадии задаются исходные значения $\underline{TQ}_{1,2}$ и толщины пленок СЛС $\underline{d}_{1,2}$ для обоих плеч спектрометра (верхний прямоугольник на рис. 4, б). Процедура, основанная на компьютерном коде для поиска минимума многомерных функций MINUT из программной библиотеки ЦЕРН [14], генерирует эти значения во внешнем цикле минимизации, отмеченном штрихпунктирной линией на рис. 4, б.

Во внутреннем цикле минимизации, отмеченном пунктирной линией, обрабатываются отдельные события. Параметры $\underline{V}_1^{\text{эм}}$ и $\underline{M}_{TT}^{(1)}$ для одного (первого) плеча варьируются в рамках алгоритма Нелдера–Мида (Nelder–Mead) [15], для того чтобы подогнать текущие вычисленные значения T к $\underline{T}_{1,2}^{\text{экс}}$, являющимся функциями параметров $\underline{TQ}_{1,2}$, заданных ранее во внешнем цикле. С помощью гипотезы о постоянной зарядовой плотности находятся заряды фрагментов $\underline{Z}_{1,2}$, необходимые для вычисления энергетических потерь в стартовом детекторе. \underline{M}_{TT} и $\underline{V}^{\text{эм}}$ являются выходными параметрами этого цикла (см. центральный прямоугольник на рис. 4, б). Их значения вычисляются пособытийно, накапливая спектр Y (\underline{M}_{TT}) и средние значения $\langle \underline{V}^{\text{эм}} \rangle_{1,2}$, пока не будет набрана достаточная статистика (нижний прямоугольник и штрихпунктирная линия на рис. 4, б). Результирующий спектр M_{TT} и средние скорости передаются во внешний цикл (штрихпунктирная линия на рис. 4, б) для сравнения со значениями, известными из литературы, и т. д.

На рис. 5 показаны спектр скоростей и массовый спектр осколков деления (ОД) для реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Наши результаты хорошо согласуются с литературными данными [11, 12].

Следующая стадия обработки данных — калибровка тракта измерения энергии E . Это нетривиальная процедура, поскольку только меньше половины исходной энергии фрагмента измеряется в БИК. Большие энергетические потери обусловлены в основном большой толщиной входного окна БИК. Это очевидная цена за высокую апертуру спектрометра. Идея E -калибровки также состоит в подгонке текущего спектра квазимасс M_{TE} , найденных методом « $V-E$ », к известному спектру. Соответствующие подходы к энергетической калибровке и восстановлению масс уже обсуждались в нашей работе [16]. В настоящей работе применялись те же самые процедуры. На рис. 6 представлен массовый спектр M_{TE} в сравнении с известными данными.

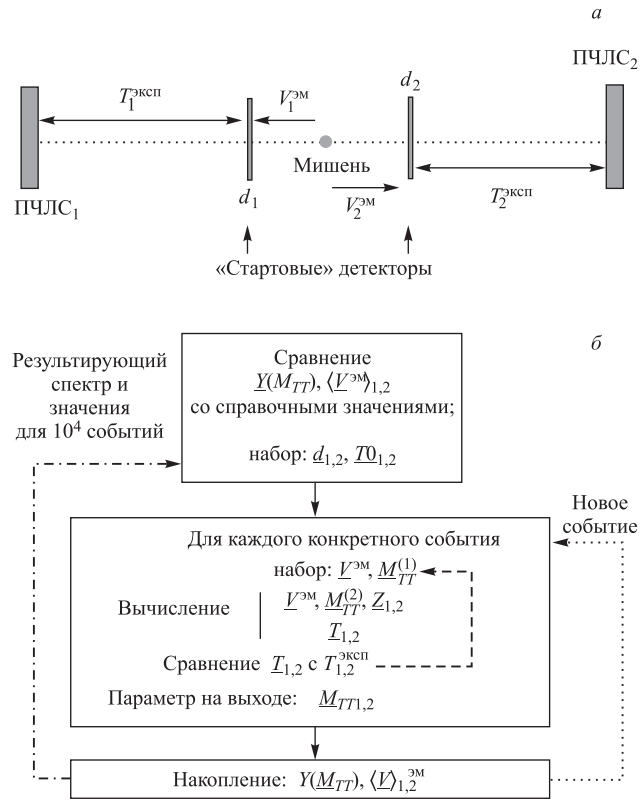


Рис. 4. Общая схема временной калибровки. Как следует из схемы временного канала (а), экспериментальные значения времен пролета генетически связанных фрагментов $T_{1,2}^{эксп}$ должны отличаться от соответствующих «истинных» или «эмиссионных» значений $T^{эм}$ вследствие энергетических потерь в пленках стартовых детекторов. Но именно известные из литературы значения скоростей эмиссии и спектр M_{TT} масс, также вычисляемых по скоростям эмиссии $V^{эм}$ (метод «2V»), используются для подбора неизвестных параметров. Необходимость вычисления $V^{эм}$ приводит к довольно сложной процедуре, схематично показанной на рис.4,б. Более детальное описание дано в тексте

Для того чтобы проиллюстрировать влияние массового разрешения на форму спектра, на рисунке показана (черная линия без точек) свертка спектра из компиляции [17] с гауссианом (среднеквадратичное отклонение $\sigma = 3$ а.е.м.). В наших данных «хвосты», тянущиеся в сторону симметричного разделения по массам, обусловлены частично массовым разрешением, но в большей степени рассеянием осколков на сетках БИК.

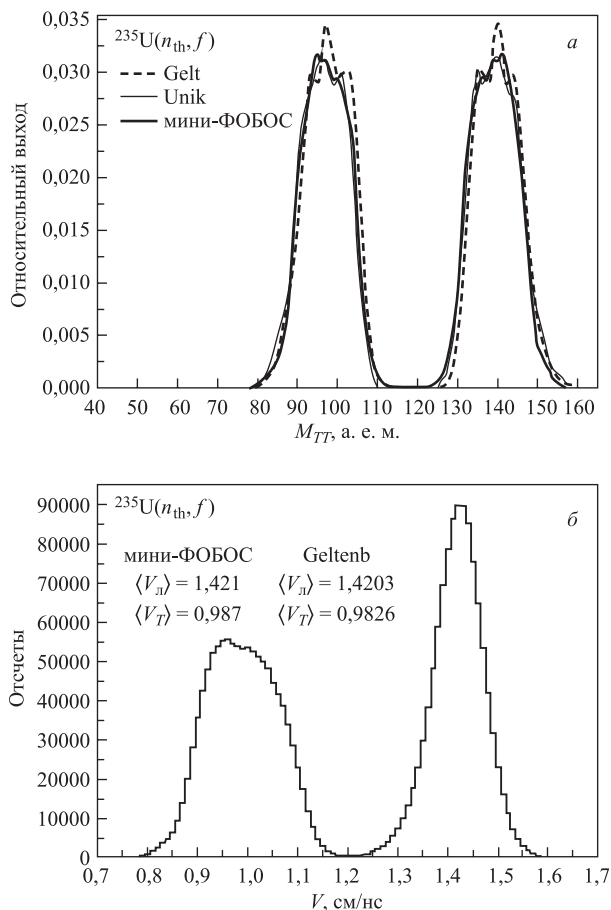


Рис. 5. Сравнение массового спектра ОД, полученного методом «2V» (а), и спектра скоростей (б) с соответствующими литературными данными [11, 12]

На рис.7 демонстрируется хорошее согласие между массами M_{TT} и M_{TE} , вычисленными при помощи процедур, упомянутых выше. Черные точки на рисунке были получены путем вычитания из каждого массового числа среднего количества испущенных нейтронов, известного из литературы [18]. Таким образом, по определению, ордината каждой точки равна средней массе $M_{TE}(\langle M_{TE} \rangle)$ для значения M_{TT} , которое является абсциссой точки. Для того чтобы сравнить эту предполагаемую зависимость с экспериментальной, мы накапливали массовый спектр M_{TE} для каждой массы M_{TT} и вычисляли среднее значение спектра. Были отобраны только события с приблизительно равными импульсами. Это обеспечивает отбраковку из нашего анализа рассе-

янных фрагментов и улучшает массовое разрешение для отобранных событий. Соответствующие экспериментальные значения показаны на рис. 7 светлыми кружками.

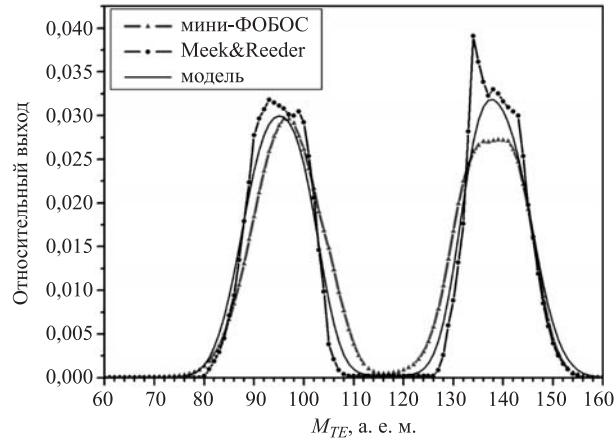


Рис. 6. Сравнение массового спектра ОД, полученного методом « $V-E$ », с известными данными работы [17]

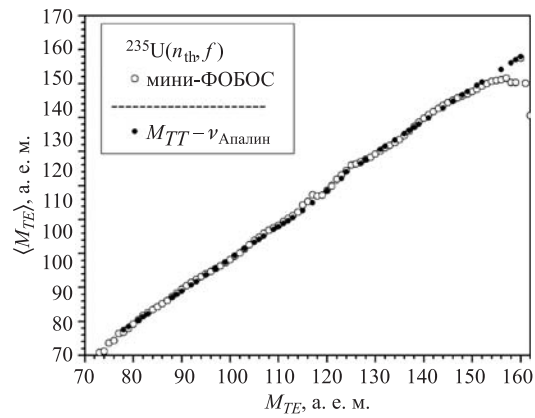


Рис. 7. Взаимосвязь между средней массой $\langle M_{TE} \rangle$ и предполагаемым значением $M_{TT} - \nu(M_{TT})$, где $\nu(M_{TT})$ — среднее число нейтронов, испускаемых фрагментом с массой M_{TT} [18]. Более детальное описание в тексте

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В наших предыдущих экспериментах, когда изучался ^{252}Cf , наблюдалась хорошо заметная особенность в распределении масса–масса ОД без какого-либо отбора регистрируемых событий. Мы имеем в виду специфический двумерный бамп, расположенный ниже локуса событий обычного двойного деления [19] (рис. 8, *a*).

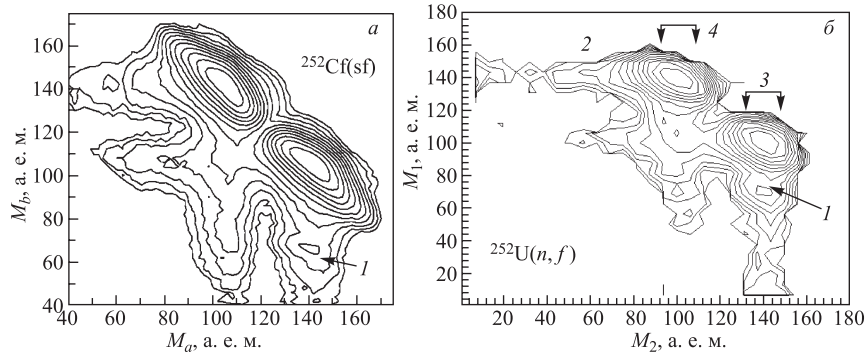


Рис. 8. Сравнение распределений масса–масса ОД (логарифмическая шкала), полученных для $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ (*a*) и $^{235}\text{U}(n, f)$ (*b*). Обсуждаемые бампы на обоих рисунках обозначены стрелками с цифрой 1

Как можно заключить из рис. 8, *b*, аналогичный бамп хорошо виден и в массовом распределении, полученном в данной работе. Для того чтобы количественно сравнить параметры обсуждаемых бампов, распределение на рис. 8, *b* было проанализировано таким же образом, как это было сделано для данных по Cf(sf) [19]. А именно, двумерный «хвост» 2 был вычтен из «хвоста» 1 (рис. 8, *b*). Соответствующее разностное распределение (собственно бамп) показано на рис. 9, *a*. На рис. 9, *b, в* показаны проекции двумерного бампа соответственно на оси M_1 и M_s (где $M_s = M_1 + M_2$).

Для того чтобы проверить, только ли исключительно легкий массовый пик в массовом распределении продуцирует бамп, лежащий ниже его, мы сравнили сечения равной ширины (показанные двойными стрелками 3 и 4 на рис. 8, *b*). Их проекции на ось M_1 представлены на рис. 10. Пик четко виден только в одном из этих спектров.

Используя окно w_1 , мы отобрали события, лежащие и вне «хвостов», обусловленных рассеянием ОД, и вне основных локусов обычного двойного деления. Полученное распределение представлено на рис. 12, *a*. Оно неоднородно и выглядит как прямой угол. Как можно заключить из проекции этого «угла» на ось M_1 (рис. 12, *b*), преобладают фрагменты с массами в окрест-

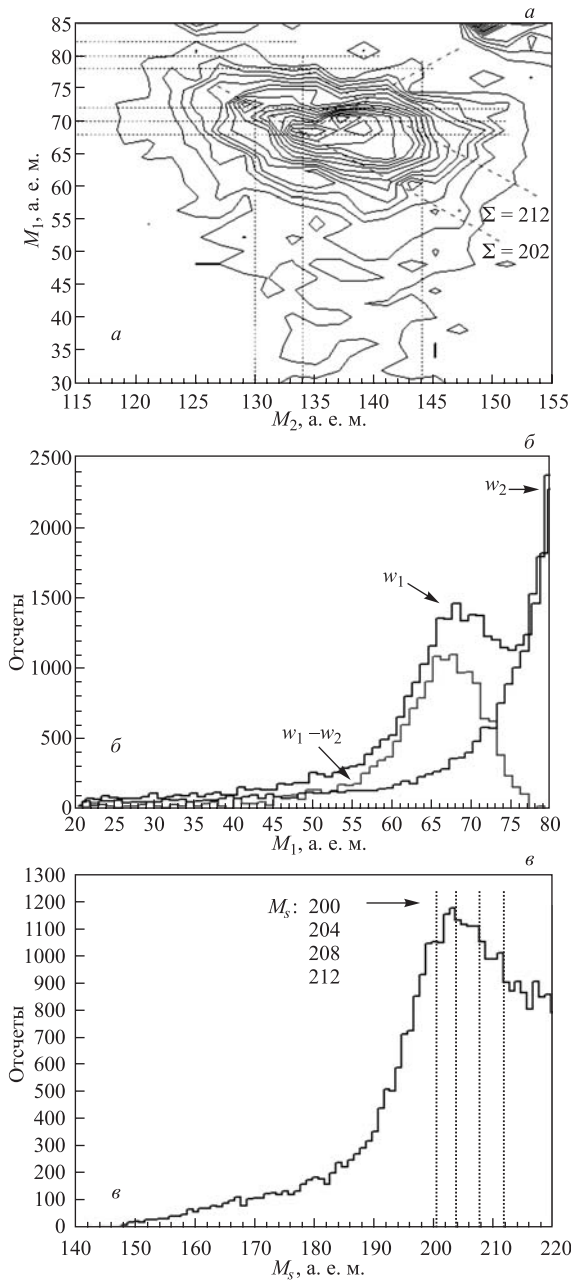


Рис. 9. Экспериментальные особенности распределений масса–масса ОД для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$: а) — разностное двумерное распределение, полученное вычитанием «хвоста» 2 из «хвоста» 1 на рис. 8, б; б) — проекции «хвоста» 1, «хвоста» 2 и их разности на ось M_1 ; в) — проекция области w_1 на рис. 8, б на ось полной массы M_s обоих регистрируемых фрагментов. Более детальное описание в тексте

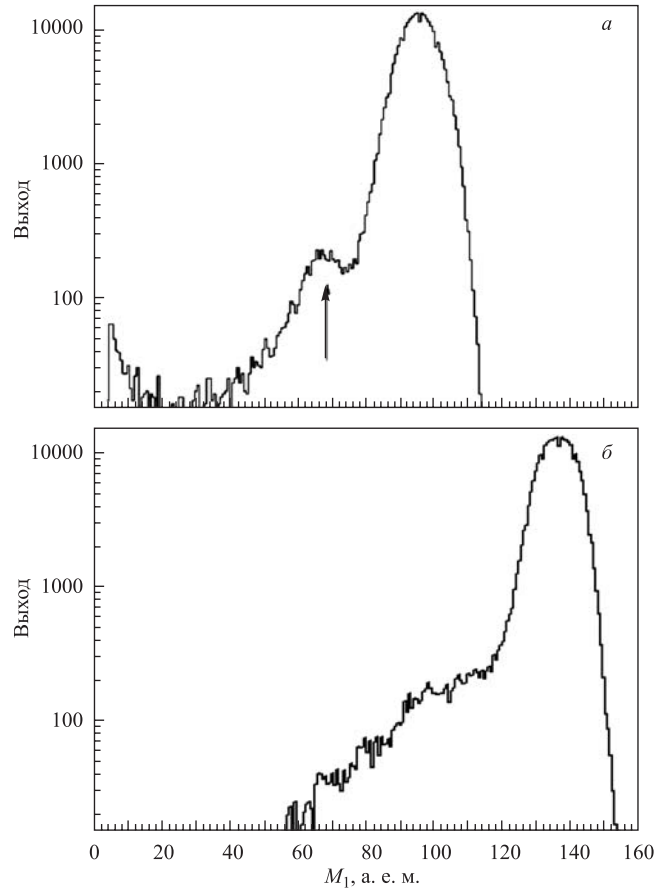


Рис. 10. Проекция вертикальных сечений 3 (а) и 4 (б) на ось M_1 . Сечения взяты из распределения масса–масса, показанного на рис. 8, б. Только одна из проекций (а) демонстрирует бамп (пик), отмеченный стрелкой

ности 70 а. е. м. Полный выход событий, образующих «прямой угол», около $4 \cdot 10^{-3}$ от полной статистики.

Наличие особенности подобной формы ярче проявляется для событий, удовлетворяющих одновременно окнам w_2 и w_3 (рис. 11, б). На рис. 7 показаны только эти события, имеющие приблизительно равные импульсы и скорости генетически связанных фрагментов.

Обращает на себя внимание специфическая структура в центральной части распределения. Она выглядит как прямой угол с вершиной, лежащей на диагонали графика в окрестности точек (68, 68) а. е. м. (рис. 13, б). С при-

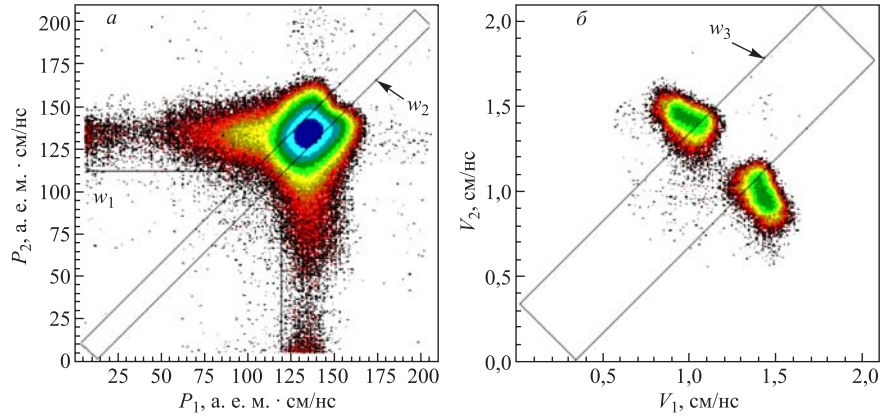


Рис. 11. Распределение по импульсам (а) и по скоростям (б) ОД. Сечения для отбора событий показаны контурами

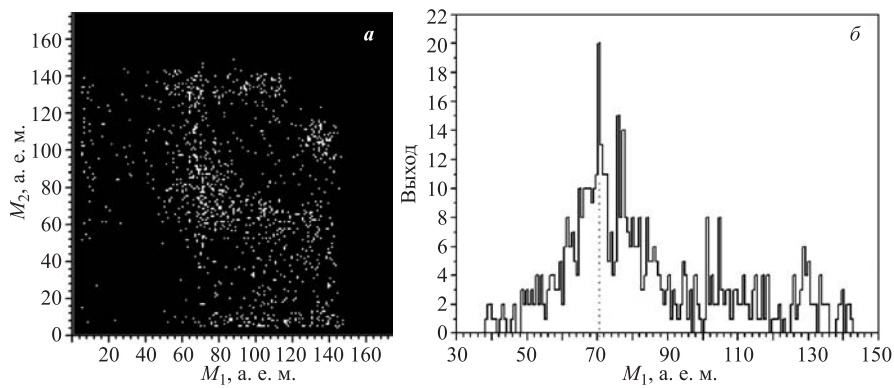


Рис. 12. События деления из окна w_1 на рис. 11, а (а). Проекция центрального «прямого угла» на рис. 12, а на ось M_1 (б)

менением такого же отбора похожая структура (прямоугольник) была обнаружена нами ранее в $M-M$ -распределении осколков спонтанного деления ядра ^{252}Cf [16]. Некоторые точки на спектре, вероятно, лежат на линии $M_1 + M_2 = \text{const}$ (наклонная пунктирная линия на рис. 13, б). В этом случае соответствующая «недостающая масса» близка к 65 а. е. м.

В наших предыдущих работах обсуждался также другой тип структуры — в распределениях полная кинетическая энергия – масса (ПКЭ– M) ОД [20, 21].

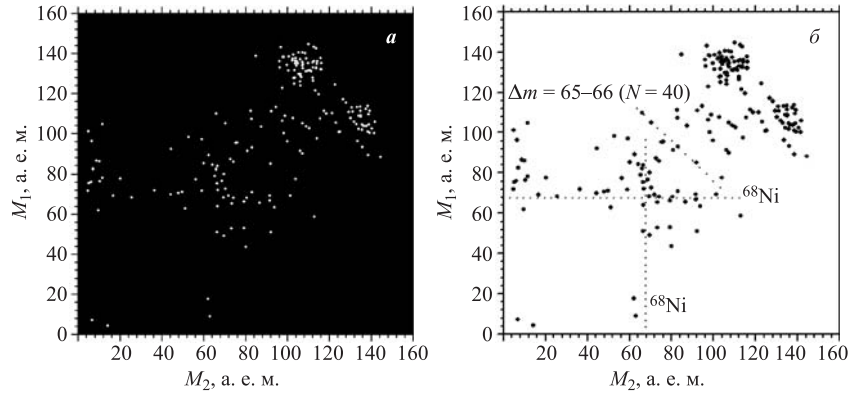


Рис. 13. $M-M$ -спектр для событий деления, имеющих приблизительно равные импульсы и скорости генетически связанных осколков (a). В центре изображения четко просматривается специфическая структура в виде прямого угла. События в вершине угла, расположенной в точке (68, 68), вероятно, связаны с магическим изотопом ^{68}Ni (b). Более детальное рассмотрение приведено в тексте

На рис. 14 показана выявленная структура в ПКЭ- M -распределении ОД, полученная для обсуждаемой реакции в рамках метода « $2V$ ». Она является результатом вычитания гладкой подложки из исходного распределения.

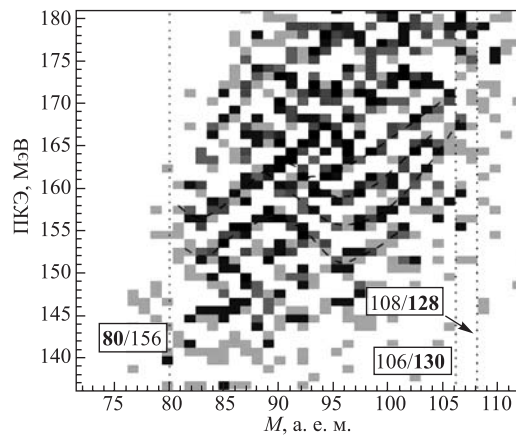


Рис. 14. Полутоновая карта (черный соответствует большему уровню эффекта) тонкой структуры в ПКЭ- M -распределении ОД для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. Пунктирными кривыми отмечены наиболее выраженные «змеевидные» структуры, соответствующие выявленным нами ранее

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Детальное физическое рассмотрение наблюдаемых эффектов находится за пределами данной работы. Ниже даны некоторые комментарии к представленным здесь графикам.

Рис. 8–10 связаны с бампами в M – M -распределении ОД. Как мы уже отмечали, обсуждая эффект в $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ [19], бамп проявляется только в одном плече спектрометра, хотя отличие между плечами состоит единственно в подложке мишени с одной стороны (в плече 1). Основываясь на результатах этой работы, можно сделать вывод, что только легкий пик массового распределения ОД продуцирует эффект (рис. 10). Это представляется сильным аргументом в пользу физической, а не методической природы эффекта. Следующим пунктом, который необходимо подчеркнуть, является то, что, несмотря на существенное различие в массах делящихся систем (252 и 236 а. е. м.), количественные параметры бампов для $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ близки. Действительно, проекция бампа на ось M_1 (рис. 9, б) достигает максимума при $\sim 68 - 70$ а. е. м. (рис. 9, а, б), т. е. масс, которые ассоциируются с магическими изотопами Ni [22]. В свою очередь, проекция вдоль направления $M_1 + M_2 = \text{const}$ (графически — вдоль линии, наклоненной под углом 45° к оси M_2) выглядит как широкий пик в диапазоне 200–212 а. е. м. (рис. 9, а, в). В работе [19] предполагалось, что наблюдение полной массы двух регистрируемых фрагментов в этом диапазоне обусловлено переформированием пары магических ядер (легкого и тяжелого), кластеров по определению, в объеме делящейся системы. Постоянство этой характеристики бампа, при том, что масса исходной системы существенно изменилась, подтверждает эту гипотезу.

Рис. 11, б дает доказательство особой роли протонной оболочки $Z = 28$ и нейтронной подоболочки $N = 40$ в механизме многотельного распада, ответственного за образование обеих структур (прямой угол и наклонная линия), отмеченных на рисунке. Разумно предположить, что именно $^{68}\text{Ni}_{40}$ соответствует массе 68 а. е. м., определяющей стороны угла. Что касается наклонной линии, она соответствует «недостающей массе» ~ 66 а. е. м. Вычисляя наиболее вероятный заряд для $N = 40$ (гипотеза постоянной плотности заряда, или коротко Z_{ucd} -гипотеза), получаем значения между 25 и 26 (Mn, Fe). Таким образом, эта структура также демонстрирует преимущественные выходы осколков с субмагическим числом нейтронов.

Обсуждаемые выше структуры связаны с по крайней мере тройным распадом, потому что полная масса двух зарегистрированных фрагментов значительно меньше массы материнской системы. В настоящее время мы еще далеки от детального понимания механизма распадов, тем не менее, очевидно, что главную роль в процессе играют оболочечные эффекты в осколках (кластеризация).

Оригинальный способ визуализации кластеризации в обычном двойном делении состоит в выявлении тонкой структуры ПКЭ– M -распределений ОД [20]. «Змеевидные» структуры, отмеченные на рис. 12, хорошо согласуются с полученными ранее в пределах небольшого смещения по оси энергий (-4 МэВ). Предположительно, «змеевидные» структуры, являющиеся вершинами хребтов повышенных выходов, отображают в ПКЭ– M -координатах наиболее предпочтительные траектории делящейся системы на пути к разрыву [23]. По-видимому, эти структуры и в легком, и в тяжелом массовых пиках ограничены линиями, соответствующими магическим фрагментам (с массами, отмеченными на рис. 14 жирными цифрами). С левой стороны это может быть ^{80}Ge (смещение на 2 а. е. м., по отношению к предполагаемому магическому ^{82}Ge уже обсуждалось в [24]). С правой стороны одна асимптотическая линия может быть связана с магическим ^{128}Sn , другая — с ^{130}Sn вместо дважды магического ^{132}Sn . Вероятно, это значение (130 а. е. м.) является компромиссным, потому что масса 132 слишком далека от массы 128, получаемой для $Z = 50$ в рамках Z_{ucd} -гипотезы. Таким образом, обсуждаемые структуры подтверждают известный вывод о том, что разрывы делящейся системы происходят преимущественно в «шейке» между двумя стабильными магическими кластерами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены первые результаты эксперимента по исследованию реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ на реакторе ИБР-2 с использованием двухплечевого времяпролетного спектрометра тяжелых ионов мини-ФОБОС. В распределении масса–масса осколков деления выявлены различные особенности, связанные, по-видимому, с новым каналом многотельного распада, подобного тому, что наблюдался нами ранее в $^{252}\text{Cf}(sf)$. В распределении полная кинетическая энергия – масса фрагментов также выявлены тонкие структуры, схожие с уже найденными нами ранее для других делящихся систем. Таким образом, проведенный эксперимент полностью подтвердил ранее полученные результаты, касающиеся как нового канала многотельного распада, так и тонкой структуры распределений масса – энергия осколков деления.

Благодарности. Авторы выражают благодарность директорам Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова и Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка, а именно, профессорам А. В. Белушкину, С. Н. Дмитриеву, М. Г. Иткису и доктору В. Н. Швецову за большую поддержку, а также профессору Ю. Э. Пенионжкевичу за постоянный интерес к настоящей работе.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 05-02-17493) и CRDF (грант MO-011-0), Департаментом науки и техники ЮАР.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pyatkov Yu. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1631.
2. *Pyatkov Yu. V. et al.* // Proc. Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Khanty-Mansiysk, Russia, 17–22 July 2006. P. 144.
3. *Pyatkov Yu. V. et al.* // VI Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Smolenice Castle, Slovak Republic, October 2–6, 2006 (in press).
4. *Alexandrov A. A. et al.* // Proc. 15th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-15), Dubna, Russia, May 16–19, 2007 (in press).
5. *Kamanin D. V. et al.* // Ibid.
6. *Kamanin D. V. et al.* // Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Peterhof, Russia, 5–12 July 2004: Conf. proc. World Scientific Publishing, 2005. P. 588–591.
7. *Zhuchko V. E. et al.* // Proc. of 14th Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei «Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics». Dubna, May 24–27, 2006. Dubna, 2007. P. 326–329.
8. *Ortlepp H. -G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 403. P. 65.
9. *Ortlepp H. -G., Romaguera A.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 276. P. 500.
10. *Oed A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 205. P. 421.
11. *Unik J. P. et al.* // Proc. Symp. Phys. and Chem. of Fission. V. 2. Vienna: IAEA, 1974. P. 20.
12. *Geltenbort P. et al.* // Proc. Int. Conf. Nucl. Data for Sci. and Techn., Santa-Fe, 1985. V. 2. P. 1331–1335.
13. *Geltenbort P., Gonnenwein F., Oed A.* // Radiat. Effects. 1986. V. 93. P. 57.
14. CERN Program Library, MINUIT,
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/WWW/minuit/minmain/minmain.html>
15. Nelder–Mead method, <http://math.fullerton.edu/mathews/n2003/NelderMeadMod.html>
16. *Pyatkov Yu. V. et al.* JINR Preprint E15-2004-65. Dubna, 2004.
17. *Meek M. E., Rider B. F.* Compilation fission product yields. Report NEDO-12154-2. 1977.
18. *Apalin V. F. et al.* // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 553.
19. *Pyatkov Yu. V. et al.* JINR Preprint E15-2005-99. Dubna, 2005.
20. *Pyatkov Yu. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 488. P. 381.

21. *Trzaska W. H. et al. // Proc. Symp. on Nucl. Clusters, Rauschholtzhausen, Germany, August 5–9, 2002. P. 237.*
22. *Rochman D. et al. // Nulc. Phys. A. 2004. V. 735. P. 3.*
23. *Pyatkov Yu. V. et al. // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 1726.*
24. *Tsekhanovich I. et al. // Nulc. Phys. A. 2001. V. 688. P. 633.*

Получено 10 декабря 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 20.03.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,45. Тираж 290 экз. Заказ № 56116.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/