

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

48 / 2-82

4/1-82

P15-81-706

Д.Д.Богданов, В.И.Вакатов, А.С.Воронин,  
М.П.Иванов, Г.С.Попеко, А.М.Родин,  
Г.М.Тер-Акопьян

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ  $^{244,246}\text{Fm}$

В работе /1/ при исследовании спонтанного деления нейтроноизбыточных изотопов Fm было отмечено, что с ростом массового числа наблюдается переход от асимметричного способа деления к симметричному, который сопровождается резким увеличением полной кинетической энергии осколков. Так, для наиболее тяжелых изотопов -  $^{258,259}\text{Fm}$  значение полной кинетической энергии на 30-40 МэВ больше, чем у соседних изотопов и чем можно ожидать по систематике. В той же работе было высказано два предположения о причинах такого перехода: это, во-первых, влияние оболочечной структуры в выходном канале - возможность деления на два осколка с числом протонов и нейтронов, близким к магическому и, во-вторых, изменение структуры барьера деления за счет изменения соотношения оболочечной и жидкокапельной составляющих барьера при удалении от линии  $N=152$ . Если справедливо второе предположение, то при спонтанном делении нейтронодефицитных изотопов Fm с  $A < 246$  также следует ожидать перехода к симметричному делению с большим значением полной кинетической энергии.

Целью настоящей работы являлось измерение полной кинетической энергии спонтанного деления для нейтронодефицитных изотопов  $^{244,246}\text{Fm}$ . Используемая в этих экспериментах методика - ионизационные камеры на пучке - позволяет изучать спонтанное деление изотопов с  $T_{1/2} > 0,1$  мс, образующихся в ядерных реакциях с поперечными сечениями  $> 10^{-33}$  см<sup>2</sup>.

## КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка включала в себя: систему коллимации и измерения интенсивности пучка, реакционную камеру, мишень, систему контроля энергии пучка, узел сборников ядер отдачи и две газонаполненные ионизационные камеры для регистрации совпадающих осколков деления. Конструкция узла соединения с ионопроводом циклотрона позволяла производить точную юстировку и вращение установки вокруг продольной оси без нарушения вакуума.

Схема установки изображена на рис.1. Пучок тяжелых ионов проходил через графитовый коллиматор 1/с отверстием 8x20 мм<sup>2</sup>/, закрепленный в латунном патрубке, охлаждаемом водой. На коллиматоре, расположенном на расстоянии 220 мм от мишени, укреп-



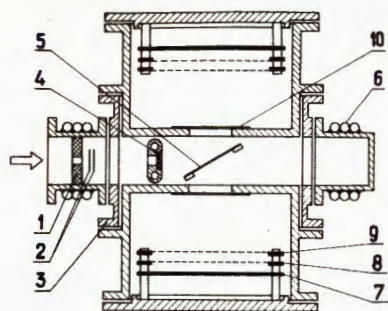


Рис.1. Схема установки для измерения кинетических характеристик спонтанно делящихся ядер. 1 - графитовый коллиматор, 2 - поглотитель, 3 - реакционная камера, 4 - мишень, 5 - сборник ядер отдачи, 6 - цилиндр Фарадея, 7 - собирающий электрод, 8 - экранирующая сетка, 9 -  $\theta$ -сетка, 10 - полимерная пленка на поддерживающей сетке.

лялся поглотитель 2, подбором толщины которого осуществлялось изменение энергии пучка. После прохождения коллиматора пучок попадал на мишень 4, находившуюся на расстоянии 50 мм от центра реакционной камеры 3 и представлявшую собой алюминиевую фольгу толщиной 6 мкм с нанесенным на нее слоем рабочего вещества, толщиной  $\sim 0,4$  мг/см<sup>2</sup> и площадью 8x20 мм<sup>2</sup>. Мишень крепилась на медном держателе, охлаждаемом водой. Держатель был закреплен на штоке, который перемещался без нарушения вакуума в направлении, перпендикулярном пучку. В центре реакционной камеры под углом 30° к оси пучка ионов был расположен сборник ядер отдачи 5 - алюминиевая фольга толщиной  $\sim 180$  мкг/см<sup>2</sup> с площадью 40x40 мм<sup>2</sup>. Была предусмотрена возможность замены сборника без нарушения вакуума. Системы вакуумных вводов, мишенного узла и узла сборников ядер отдачи имели шлюзовые объемы. Также без нарушения вакуума на место алюминиевого сборника можно было установить золотую фольгу толщиной  $\sim 250$  мкг/см<sup>2</sup> для рассеяния ионов пучка. Энергия рассеянных ионов измерялась полупроводниковым Si(Au)-детектором, расположенным под углом 45° к оси пучка на расстоянии 200 мм от центра реакционной камеры. Интенсивность пучка и полное число ионов, прошедших через мишень, измерялись с помощью цилиндра Фарадея 6, охлаждаемого водой.

Корпуса ионизационных камер представляли собой цилиндры из нержавеющей стали с внутренним диаметром 270 и высотой 200 мм. Камеры имели плоскопараллельную геометрию и содержали по три высоковольтных электрода: собирающий электрод 7, экранирующая сетка 8, сетка 9 для определения угла входа осколка в ионизационную камеру /  $\theta$ -сетка/. На электроды подавались потенциалы 1900; 2300; 2550 В соответственно для  $\theta$ -сетки, экранирующей сетки и собирающего электрода. Такое распределение потенциалов соответствует напряженностям 170; 200; 250 В/см в промежутках между электродами. Входные окна ионизационных камер диаметром 50 мм были закрыты тонкой полимерной пленкой, запыленной слоем свинца и укрепленной на поддерживающей сетке 10.

Сетка была изготовлена из бронзовой проволоки диаметром 0,1 мм, намотанной с шагом 1,5 мм. Геометрическая эффективность установки в случае регистрации совпадающих осколков деления для точечного источника составляла 25 и 15% для плоского источника диаметром 20 мм.

При прохождении пучка через мишень рассеянные ионы попадают во входные окна ионизационных камер. В результате этого в объеме камер образуется значительный пространственный заряд, нарушается распределение электрических потенциалов, возникает ток разрядки, который приводит к перегрузке усилительных трактов. Поэтому при токах  $> 10^{10}$  с<sup>-1</sup> использование данной методики возможно только для измерений в интервалах между отдельными посылками циклотрона. В этом случае быстрдействие установки определяется временем восстановления камер и применяемой электронной аппаратуры.

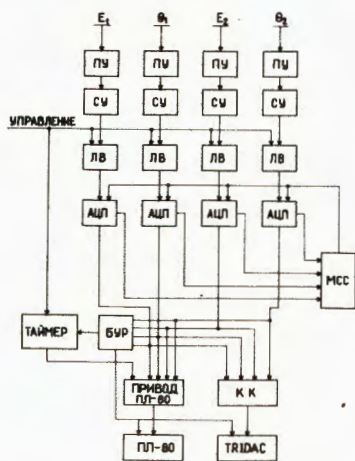
Нами изучалась работа ионизационных камер при наполнении их пентаном и метаном. Использование многоатомного газа дает возможность уменьшить рабочее давление и соответственно толщину входных окон. Однако работа с пентаном на пучке показала, что время восстановления камер уже при интенсивностях ионов  $5 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup> больше 10 мс. В случае метанового наполнения переходные процессы в ионизационных камерах заканчиваются за время  $\sim 0,1$  мс при токах пучка  $/2-5/ \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>. Поэтому в дальнейшем в качестве рабочего газа использовался метан при давлении  $\approx 3 \cdot 10^{-4}$  Па.

С целью уменьшения перегрузки усилительных трактов из-за больших токов утечки при работе в пучке, ток цепей развязки, через которые подавалось высокое напряжение на электроды ионизационных камер, подбирался максимально возможным.

В качестве входных окон были испытаны пленки из поликарбоната и лавсана в диапазоне толщин от 0,10 до 0,45 мг/см<sup>2</sup>. Испытания показали, что после прохождения определенного потока ионов через мишень у полимерных пленок появляется значительная остаточная деформация, которая не увеличивается после выключения пучка. При дальнейшем увеличении интегрального потока ионов через мишень пленка деформируется настолько сильно, что это приводит к потере вакуумной прочности и разрыву. Например, пленки из лавсана толщиной 0,25 мг/см<sup>2</sup> теряли вакуумную прочность при полном потоке  $\approx 3 \cdot 10^{16}$  ионов <sup>16</sup>O через мишень. Поликарбонатные пленки той же толщины обладают существенно меньшей радиационной стойкостью. Поэтому для входных окон ионизационных камер оказалось необходимым использовать вакуумно-прочные лавсановые пленки толщиной 0,45 мг/см<sup>2</sup>, покрытые односторонним слоем свинца 0,08 мг/см<sup>2</sup>. Такие окна не теряли вакуумной прочности при работе более трех суток с предельными интенсивностями пучка.

## ЭЛЕКТРОННАЯ АППАРАТУРА

Измерения проводились с помощью электронной аппаратуры, блок-схема которой показана на рис.2. Сигналы с собирающих электродов и  $\theta$ -сеток усиливались и формировались по длительности на разработанных в Лаборатории ядерных реакций предусилителях /ПУ/. Предусилители данного типа имеют схему стабилизации выходного уровня, необходимую при работе ионизационных камер в режиме сильных токовых перегрузок во время прохождения пучка ионов через мишень. Коэффициент усиления ПУ равен  $\approx 20$ , формирование импульсов по длительности осуществлялась на РС-цепях с  $\tau_d = \tau_{и} - 5,0$  мкс и  $\tau_d = \tau_{и} - 1,5$  мкс для собирающего электрода и  $\theta$ -сетки соответственно. Сигналы с предусилителей по длинным кабелям поступали на спектрометрические усилители /СУ/, затем - на нормально открытые линейные ворота /ЛВ/. Линейные ворота закрывались на время прохождения пучка. С ЛВ сигналы поступали на аналого-цифровые преобразователи /АЦП/, с числом градаций 4095. Схема совпадений определяла момент прихода импульсов на АЦП и разрешала преобразование. Разрешающее время СС регулировалось от 0,5 до 5,0 мкс. Блок управления регистрацией /БУР/ определял момент окончания преобразования импульсов на всех АЦП и вырабатывал сигнал "Начало регистрации". Для временной привязки совпадающих событий использовалось таймерное устройство. Оно состояло из задающего генератора частотой 10 МГц с пересчетом до 1 Гц. Таким образом, временные метки можно было задавать от 1 мкс до 1 с. Эти частоты кодировались в 12-разрядном последовательном двоичном счетчике. Состояние счетчика передавалось во второй параллельный счетчик, передачу в который можно было блокировать и та-



ким образом фиксировать состояние параллельного счетчика. В то же время последовательный счетчик продолжал считать до прихода импульса переполнения, либо внешнего сигнала "Стоп". Выходы с параллельного счетчика подавались на внешний разъем /для связи с приводом перфоратора ПЛ-80/ и на 12-разрядные схемы сравнения кодов /схемы границ - СГ/. С помощью клавишных переключателей на СГ можно было задать длительность

Рис.2. Блок-схема электронной аппаратуры /пояснения в тексте/.

интервала таймирования в диапазоне 0-4095 временных каналов. Таймер запускался в момент выключения пучка, а останавливался импульсом переполнения с СГ. Блокировку передачи в параллельный счетчик осуществлял сигнал с БУР. 12-разрядные коды со всех АЦП и таймера поступали на привод перфоратора ПЛ-80 и коммутатор кодов КК. Коммутатор позволял записать любой двумерный спектр амплитуд на анализаторе типа TRIDAC. С привода ПЛ-80 12-разрядные коды /пять координат/ поступали на перфоратор ПЛ-80 и перфорировались в соответствующем формате для последующей обработки на ЭВМ.

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для определения спектрометрических характеристик установки и измерения зависимости сеточного сигнала от угла входа осколка в ионизационную камеру использовалась реакция деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Каждая из камер калибровалась отдельно. Слой  $^{235}\text{U}$  толщиной 60 мкг/см<sup>2</sup>, нанесенный на алюминиевую фольгу толщиной 50 мкм, помещался внутри ионизационной камеры на место входного окна. Для калибровки использовались замедленные нейтроны от калифорнийского источника с интенсивностью  $3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  в  $4\pi$  ср.

Амплитуда импульса напряжения отрицательной полярности на  $\theta$ -сетке может быть записана в виде

$$E_{\theta} = k_1 E \left(1 - \frac{R^*}{d} \cos \theta\right), \quad /1/$$

где  $E$  - кинетическая энергия осколка деления;  $R^*$  - величина, пропорциональная пробегу осколка в рабочем газе камеры;  $d$  - расстояние между  $\theta$ -сеткой и входным окном;  $\theta$  - угол входа осколка в камеру, отсчитанный от нормали к электродам;  $k_1$  - постоянная величина. Используя выражение для зависимости пробега осколка от его энергии <sup>15/</sup>

$$R = k E^{2/3}, \quad /2/$$

где  $k$  - коэффициент, имеющий слабую зависимость от массы осколка и свойств тормозящей среды, выражение /1/ можно преобразовать к виду:

$$E_{\theta} = k_1 E \left(1 - k_2 E^{2/3} \cos \theta\right). \quad /3/$$

Для определения коэффициентов  $k_1$  и  $k_2$  измерялись двумерные спектры амплитуд совпадающих осколков с собирающего электрода ( $E$ ) и  $\theta$ -сетки ( $E_{\theta}$ ). Коэффициенты для отдельных интервалов

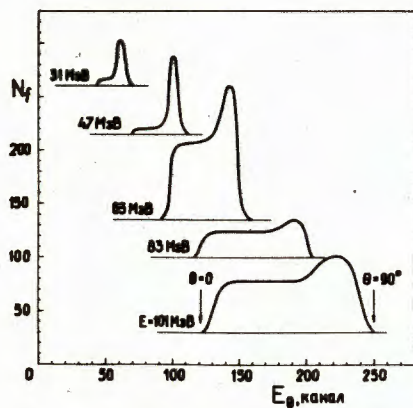


Рис. 3. Спектры амплитуд сигналов с  $\theta$ -сетки, соответствующие выделенным значениям энергий осколков.

энергий осколков определялись по методу наименьших квадратов. В качестве иллюстрации на рис. 3 изображены спектры амплитуд импульсов с  $\theta$ -сетки, соответствующие указанным энергиям осколков.

Для моделирования условий эксперимента на место сборника ядер отдачи помещалась мишень из  $^{235}\text{U}$  толщиной  $\sim 20$  мкг/см<sup>2</sup>. Подложкой для мишени служила алюминиевая фольга толщиной  $\sim 180$  мкг/см<sup>2</sup>. Использовалась та же реакция деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Эксперимент проводился на пучке ионов с рабочей интенсивностью. Измерялись амплитуды сигналов с двух собирающих электродов и с  $\theta$ -сеток. Угол  $\theta$  для каждого акта деления вычислялся из соотношения [3] с использованием значений  $k_1$  и  $k_2$ , полученных из спектра  $E \times E_\theta$ . Потеря энергии осколком во входном окне рассчитывалась по формуле:

$$\Delta E_0 = \Delta E_1 / \cos \theta, \quad /4/$$

где  $\Delta E_1 = 30$  МэВ - измеренные потери энергии во входном окне для осколков легкой и тяжелой групп при  $\theta = 0$ . Экспериментально измеренные потери в слое алюминия толщиной 180 мкг/см<sup>2</sup> в среднем составили 7,8 МэВ. Таким образом для каждого осколка получались исправленные значения кинетической энергии

$$E'_0 = E_0 + \Delta E_0 + \Delta E_{A1}. \quad /5/$$

Здесь  $E_0$  - энергывыделение осколка в газе ионизационной камеры;  $\Delta E_{A1}$  - энергетические потери в алюминиевой подложке. Выход

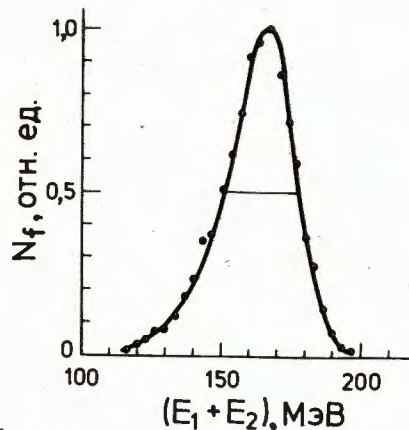


Рис. 4. Спектр полной кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами.

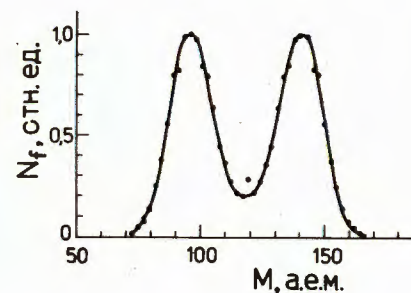


Рис. 5. Массовое распределение осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами.

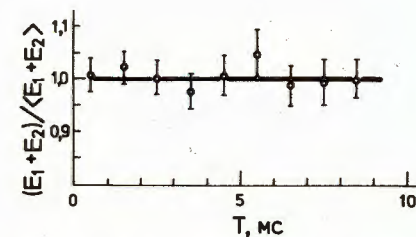


Рис. 6. Зависимость среднего значения полной кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами от времени после прохождения пучка ионов через мишень.

осколков как функция отношения их масс /массовое распределение/ определялся на основании приближенного соотношения  $M_1 E_1 \approx M_2 E_2$  /индексы 1 и 2 соответствуют двум сопряженным осколкам/.

На рис. 4 представлен спектр полной кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, измеренный в рабочих условиях и обработанный по описанной процедуре. Из рисунка видно, что ширина распределения на половине высоты составляет  $\approx 30$  МэВ. Сравнение с данными измерений, выполненными методикой времени пролета ( $\Delta E = 26,7$  МэВ/), показывает, что аппаратное разрешение нашей установки составляет  $\sim 14$  МэВ. Аппаратное разрешение, в основном, определяется точностью введения поправок на энергетические потери осколков во входных окнах, а также дополнительным разбросом потерь в подложке, из-за того, что мишень расположена под углом к плоскости входного окна.

На рис. 5 изображено массовое распределение осколков, полученное для реакции деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Отношение пик-провал равно  $\approx 5$ , что в условиях экспериментов на пучке является неплохим результатом.

Быстродействие нашей установки ограничивалось временем восстановления предусилителей после прохождения пучка. Это время составляло  $\sim 0,1$  мс. В качестве иллюстрации временных характеристик установки на рис. 6 представлена зависимость среднего значения полной кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами от времени после прохождения пучка ионов через мишень. Из рисунка видно, что результаты измерений для различных временных интервалов совпадают в пределах экспериментальных ошибок.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{244,246}\text{Fm}$

Впервые данные изотопы наблюдались в <sup>16/</sup>, где были измерены их периоды полураспада, сечения образования и вилки на спонтанное деление. Некоторые результаты по измерению полной кинетической энергии осколков и масс-асимметрии сообщались в работах <sup>7,8/</sup>.

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-300 ЛЯР. Изотопы получались в реакции (Н1, 5д) при облучении мишеней из  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$  с толщиной  $\sim 0,4$  мг/см<sup>2</sup> ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Энергия бомбардирующих ионов составляла  $E_{^{12}\text{C}} = 82$  МэВ и  $E_{^{16}\text{O}} = 102$  МэВ, средняя интенсивность за время эксперимента  $/1-2/ \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Указанные значения энергий соответствуют положению максимумов экспериментально измеренных функций возбуждения.

На рис.7 приведена кривая распада, измеренная для  $^{244}\text{Fm}$ . Полученное значение периода  $- /2,4 \pm 0,6/$  мс в пределах ошибок согласуется с данными работ <sup>6,9/</sup>. Для изотопа  $^{246}\text{Fm}$  кривая распада не измерялась. Оценка периода из соотношения выходов при работе циклотрона в режиме двухсекундной модуляции дает величину периода полураспада  $T_{1/2} \geq 0,7$  с, что не противоречит имеющимся данным.

Энергетическая калибровка ионизационных камер осуществлялась с помощью осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, а также по осколкам вынужденного деления  $^{197}\text{Au}$  и  $^{235}\text{U}$  ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  указанных выше энергий. Калибровочные мишени с толщиной  $\sim 80$  мкг/см<sup>2</sup> были изготовлены на подложках из Al  $/180$  мкг/см<sup>2</sup>. Средние значения полных кинетических энергий для калибровочных реакций брались из работы <sup>10/</sup>.

На рис.8 приведено измеренное распределение по полной кинетической энергии осколков спонтанного деления  $^{244}\text{Fm}$ . Суммарная статистика составляет 49 событий. По форме спектр похож на калибровочный, но имеет несколько большую полуширину  $\sim 35$  МэВ. Это связано с дополнительным размытием спектра за счет вбивания ядер отдачи в сборник.

Результаты измерений средней полной кинетической энергии осколков приведены во втором столбце таблицы. Значения энергий даны с поправкой на испарение нейтронов, которая в нашем случае равнялась 2,7 МэВ. Точность измерений средней полной кинетической энергии составляет 2% и определяется энергетической калибровкой. В третьем и четвертом столбцах таблицы приведены данные из недавно опубликованной работы <sup>8/</sup> и значения средних полных энергий, рассчитанных по эмпирической формуле <sup>11/</sup>:

$$\langle E_1 + E_2 \rangle = 0,13323(Z^2/A^{1/3}) - 11,64 \text{ МэВ.} \quad /6/$$

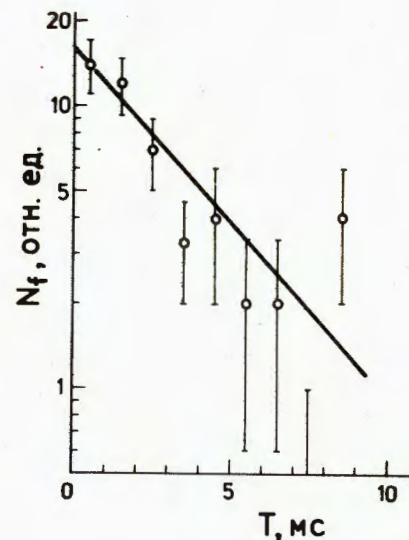
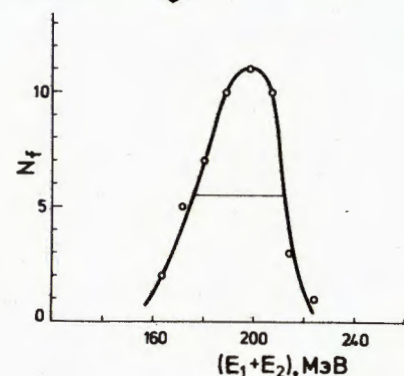


Рис.7. Распределение по времени осколков спонтанного деления  $^{244}\text{Fm}$ .

Рис.8. Спектр полной кинетической энергии осколков спонтанного деления  $^{244}\text{Fm}$ .



Таблица

Изотоп	$T_{1/2}$ , с работа <sup>13/</sup>	$\langle E_1 + E_2 \rangle$ , МэВ		
		Настоящая работа	Работа <sup>8/</sup>	Работа <sup>11/</sup>
$^{244}\text{Fm}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	196,0	-	201,6
$^{246}\text{Fm}$	1,1	198,7	199,1	201,0
$^{248}\text{Fm}$	38	-	198,3	200,4

Из таблицы видно, что для нейтронодефицитных изотопов Fm экспериментальные значения средней кинетической энергии осколков спонтанного деления хорошо согласуются с ожидаемыми. Это позволяет полагать, что наблюдаемая для нейтроноизбыточных изотопов Fm аномалия в полной кинетической энергии связана с появляющейся при больших A возможностью деления на два дважды магических осколка.

Ввиду того, что нами использовались алюминиевые сборники толщиной  $\sim 180$  мкг/см<sup>2</sup>, большое значение удельных потерь осколков в начале пробега и близкое к однородному распределение ядер отдачи по толщине сборника сильно трансформировало спектр отношений энергий осколков. Существенное уменьшение толщины сборника без соответствующего уменьшения эффективной толщины мишени также невозможно. Используя функцию отклика детектора,

методом наименьших квадратов можно оценить значение средней масс-асимметрии  $\langle M_{T.O.}/M_{L.O.} \rangle$ , которая для обоих изотопов составляет  $1,25^{+0,35}_{-0,15}$ . Точность приведенного значения в данном случае определяется статистикой. На основе полученных данных по полной кинетической энергии и средней масс-асимметрии из полного энергетического баланса была сделана оценка среднего числа мгновенных нейтронов, испаряющихся при спонтанном делении  $^{244}\text{Fm}$  и  $^{246}\text{Fm}$   $\nu = 4,0 \pm 1,0$ . При этом полагалось, что число протонов и энергия возбуждения осколков пропорциональны их массам, средняя кинетическая энергия нейтрона равна 1,2 МэВ, энергия  $\gamma$ -квантов деления составляет 9 МэВ и делится между осколками поровну. Дефекты масс и энергии связи нейтронов брались из таблиц /12/.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку и постоянный интерес к данной работе, группе обслуживания циклотрона У-300 за обеспечение облучений и С.В.Степанцову за помощь при составлении программ обработки данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Hoffman D. Proc. of the 3-rd Int. Conf. on Nuclei Far from Stability. Corgese, 1976, CERN 76-13, p.565.
- Зубарева А.М., Субботин В.Г. ОИЯИ, 13-10277, Дубна, 1976.
- Трофимов А.С., Челноков Л.П. ОИЯИ, 13-8745, Дубна, 1973.
- Челноков Л.П. Труды международного семинара по ядерной электронике. Варна, 1969. ОИЯИ, 13-4720, Дубна, 1969, с.251.
- Alexander I.M. et al. Phys.Rev., 1960, vol.120, p.874.
- Nurmia M. et al. Phys.Lett., 1967, vol.26B, No.2, p.78.
- Богданов Д.Д. и др. Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. Дубна, 23-27 сентября 1980 г. ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.47.
- Hoffman D. et al. Phys.Rev.C., 1980, vol.22, No.4, p.1581.
- Gaeggeler H. et al. Z.Phys., 1979, vol.A289, p.415.
- Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов, вып.5. Деление ядер. Атомиздат, М., 1969, с.260.
- Unik J.P. et al. Proc. IAEA Symp.Phys.Chem.Fission, 3-rd Rochester, NY, 13-17 August, 1973; IAEA, Vienna, 1974, vol.11, p.19.
- Zeldes N., Grill A., Simievic A. Shell-Model Semi-Empirical Nuclear Masses (II), Kobenhavn, 1967.
- Smorak M.R. Nucl.Data Sheets, 1976, 17, No.3.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 ноября 1981 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Р18-12147	Труды III Совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народно-хозяйственных задач. Дубна, 1978.	2 р. 20 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-158	Труды XIV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий, Дубна, 1980	3 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований