

43411

Р - 99

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

РЯЗАНОВ

Дмитрий Константинович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ
И МЕХАНИЗМА ИСПУСКАНИЯ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного
ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна, 1979

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте атомных реакторов им. В.И. Ленина

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор

Замятин Ю.С.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Смиринкин Г.Н.

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Блинов М.В.

Ведущее предприятие:

Физико-энергетический институт, г. Обнинск
Калужской области.

Защита диссертации состоится "6" марта 1980 г. в "12" час

на заседании специализированного совета Д.047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна
Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "29" 01 1980 года

Ученый секретарь специализированного Совета
кандидат физико-математических наук Таран Ю.В.

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ

Интенсивное развитие атомной энергетики предъявляет повышенные требования к качеству ядерно-физических данных, необходимых для расчета различных типов реакторов, и к детальному изучению физических процессов, сопровождающих процесс деления ядер и оказывающих влияние на эффективность использования атомной энергии.

Известна исключительная роль мгновенных нейтронов деления в ядерной цепной реакции деления, дающей возможность практического использования ядерной энергии в мирных целях.

В связи с этим важно понять, какие свойства осколков приводят к испусканию большого числа нейтронов, а какие - к запрету на их испускание. Измерение числа и энергии нейтронов в зависимости от параметров осколков позволяет осуществить подсчет энергетического баланса при делении ядра, оценить величину энергии, затрачиваемую на испускание одного нейтрона, найти энергию связи нейтрона в осколках, представляющих собой ядра с большим избытком нейтронов.

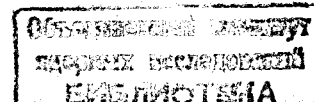
Информация по выходу мгновенных нейтронов из осколков имеет также важное значение для дальнейшего понимания и моделирования процесса деления и для изучения таких свойств осколков, как деформируемость, энергия возбуждения, распределение энергии возбуждения между двумя осколками.

Необходимо также установить, с какой точностью соблюдается испарительный механизм испускания нейтронов, является ли он единственным или параллельно с ним работают другие, пока достоверно не определенные механизмы испускания. Для ответа на эти вопросы необходима всесторонняя экспериментальная информация о мгновенных нейтронах деления в виде многомерных зависимостей вероятности выхода и энергии нейтронов от параметров осколков.

В связи с вышеперечисленным, работы по исследованию характеристик мгновенной нейтронной эмиссии из осколков являются актуальными.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Основная цель диссертационной работы - разработка методики



и измерение выхода мгновенных нейтронов в зависимости от массы отдельного осколка и суммарной кинетической энергии пары осколков деления на примере спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Выбор двух этих ядер был обусловлен тем, что они сильно различаются по нуклонному составу, и тем, что для ^{252}Cf имеется богатый экспериментальный материал, который мог бы быть использован для тщательной проверки всей методики получения экспериментальных результатов. Для случая деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами ко времени проведения настоящего эксперимента отсутствовала многомерная информация в виде $\nu(E_R, M)$ - зависимости выхода нейтронов от двух параметров осколков: массы и суммарной кинетической энергии. Для проведения измерений необходимо было разработать методику многомерных корреляционных измерений трех величин: кинетических энергий пары осколков деления и числа нейтронов, испускаемых отдельным осколком. Необходимо также было разработать алгоритмы математической обработки экспериментальных результатов, получаемых в многомерных измерениях.

В качестве дополнительных исследований было намечено изучение распределений кинетических энергий парных осколков деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{240}Pu и ^{252}Cf .

С целью уточнения ядерных констант ставилась задача изучения спектров мгновенных нейтронов деления изотопов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu относительно спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

В результате проведенных исследований получена обширная информация по корреляционным зависимостям между параметрами осколков, а также между параметрами осколков и выходом нейтронов для различных изотопов. На основе экспериментального материала сформулирован ряд новых выводов, согласующихся с существующими теоретическими представлениями о процессе деления и свойствах ядер.

На примере деления ^{239}Pu и ^{252}Cf впервые выявлены осколки, испускающие максимальное (5 ± 6) и минимальное (~ 0) число нейтронов [1 - 4]. Из экспериментальных данных оценен параметр деформации для таких осколков, вычислена средняя

величина энергии, уносимой нейтроном, для пары осколков с фиксированным отношением масс. В результате сделан вывод о том, что число нейтронов, испускаемых осколком, определяется в первую очередь его способностью к деформации, прямо связанной с числом нейтронов и протонов в ядре-осколке, и не зависит от деформирующегося ядра. Для деления ^{239}Pu многомерная информация по выходу нейтронов из осколков получена впервые.

Детально изучена структура в массовых распределениях тяжелых осколков при крайне высоком значении кинетической энергии легкого осколка, что позволило сформулировать вывод о преимущественном выходе осколков с четными зарядами. Впервые установлена корреляция между структурой в массовых распределениях тяжелых осколков и числом испускаемых ими нейтронов [4, 5, 6].

Экспериментально подтверждено существование раздельных нейтронов, т.е. нейтронов неисклещительного происхождения, испускаемых из осколков до их полного ускорения. Получены и проанализированы новые зависимости выхода раздельных нейтронов от отношения масс и суммарной кинетической энергии осколков спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами [7, 8].

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

Разработанная методика измерений и обработки полученных экспериментальных данных [1, 2] может быть полностью использована в аналогичных исследованиях других делимых изотопов. Отдельные методические разработки могут найти широкое применение в различных областях экспериментальной ядерной физики. Например, для спектрометрии осколков деления в условиях высокого фона заряженных частиц можно рекомендовать разработанную ионизационную камеру без сетки в импульсном токовом режиме [10], так как, имея практически одинаковое энергетическое разрешение с полупроводниковым детектором, она намного превосходит его по надежности и стабильности. При обработке экспериментальной информации могут оказаться полезными разработанные алгоритмы преобразования многомерных распределений, расчета вероятности регистрации различных частиц, оптимизационные расчеты.

Полученные данные по спектрам нейтронов при делении ^{233}U ,

^{235}U , ^{239}Pu и данные по массовым и энергетическим распределениям осколков деления изотопов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{252}Cf [II, I2, I3, I4] направлены в Центр по ядерным данным. Они могут быть использованы для оценки ядерных констант, уточнения энерговыделения в сборках с ядерным горючим, в прикладных исследованиях указанных изотопов и т.д.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, изложена на 178 страницах машинописного текста, включая 10 таблиц, 61 рисунок и список литературы из 177 наименований.

ПЕРВАЯ ГЛАВА посвящена обзору работ по исследованию свойств нейтронов деления. Рассмотрены зависимости среднего числа нейтронов деления $\bar{\nu}$ от числа протонов и нейтронов в делящемся ядре, средней суммарной кинетической энергии осколков. Дан обзор работ по спектрам нейтронов деления. Подробно рассмотрены работы по корреляционным измерениям выхода и энергии нейтронов от параметров осколков: массы, суммарной кинетической энергии. Упомянуты работы, в которых проводится теоретическое рассмотрение процесса испускания нейтронов с целью расчета среднего числа и энергии мгновенных нейтронов деления. Наиболее полно собрана информация о разделительных нейтронах.

В результате обзора работ обоснована необходимость получения именно многомерной информации для изучения механизма испускания нейтронов, а также процесса деления ядер.

ВТОРАЯ ГЛАВА. Описана аппаратура и методика трех видов измерений: спектров нейтронов деления (одномерные измерения), распределений кинетических энергий парных осколков деления (двумерные измерения), распределений кинетических энергий парных осколков в корреляции с нейтронами (трехмерные измерения).

Спектры нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами измерялись одновременно со спектром нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf методом времени пролета (на базе I м). Сложные в плоскости мишени исследуемого делящегося изотопа и эталонного изотопа ^{252}Cf размещались в ионизационной камере,

заполненной смесью $\text{Ar} + 10\% \text{CO}_2$, между фотокатодами двух ФЭУ-30 таким образом, чтобы каждый фотомножитель просматривал сцинтилляцию от осколков только с одной мишени. По сцинтилляционным вспышкам отмечался момент деления. Для регистрации мгновенных нейтронов деления исследуемого изотопа и эталона использовался один пластмассовый сцинтиллятор размером $\varnothing 175 \times 70$ мм в сочетании с ФЭУ-63. Порог регистрации нейтронов устанавливался с помощью источника гамма-квантов ^{241}Am и соответствовал 400 кэВ по энергии нейтронов.

Мишени с делящимися изотопами ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu изготавливались одинаковым образом: путем нанесения с помощью капилляра раствора азотнокислой соли изотопа на алюминиевую подложку толщиной 5 мг/см² и последующего выпаривания.

Деление исследуемых изотопов инициировалось тепловыми нейтронами горизонтального канала реактора СМ-2. Пучок нейтронов формировался коллиматором до размеров 2x20 мм и фильтровался через 10 см кристаллического кварца и 2 см висмута.

Разработанная электронная аппаратура позволяла одновременно измерять по единому измерительному каналу оба спектра нейтронов — исследуемого и эталонного изотопов, обеспечив, таким образом, идентичность дифференциальной и интегральной нелинейности, временной калибровки и минимум систематической ошибки при сравнении спектров. Калибровка временной шкалы измерительного канала осуществлялась с помощью предварительно прокалиброванных отрезков кабеля [9].

Временное разрешение при этих измерениях составило ~ 4.0 нс.

Информация накапливалась в двух участках памяти многоканального анализатора по 256 каналов на спектр нейтронов. Для каждого из исследуемых изотопов было проведено 10 серий измерений с полным числом зарегистрированных нейтронов $\sim 10^6$.

Кинетические энергии парных осколков деления измерялись с помощью двойных ионизационных камер [I0, I6]. Применение ионизационных камер имеет свои преимущества, заключающиеся в стабильности, надежности работы, радиационной устойчивости и хорошем энергетическом разрешении, близком к разрешению, реализуемому с помощью полупроводниковых детекторов [I2, I5].

Достигнутое разрешение по кинетической энергии каждого осколка составило 1.5–2 МэВ. Камеры наполнялись смесью тщательно очищенных газов $\text{Ar}+2.5\% \text{CO}_2$. Мишени с ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu изготавливались методом электрораспыления раствора азотнокислой соли изотопа в спирте. Подложками для них служили тонкие (6 мкг/см^2) органические пленки, покрытые слоем золота (25 мкг/см^2). Подложками для мишеней ^{252}Cf служили пленки из Al_2O_3 толщиной $30\text{--}40 \text{ мкг/см}^2$, также покрытые слоем золота. ^{252}Cf и ^{240}Pu наносились на подложки методом распыления в вакууме. Набор многомерной информации осуществлялся в плоскости (E_1, E_2) в режиме (64×64) канала, где E_1, E_2 – кинетические энергии совпадающих осколков. По окончании измерений накопленная информация передавалась по линии связи на ЭВМ и записывалась на магнитную ленту.

Трехпараметровые измерения включают измерения кинетических энергий двух совпадающих осколков и измерение числа нейтронов, испускаемых каждым из двух осколков. В этом случае необходима коллимация осколков и регистрация нейтронов под углом к направлению движения осколков (лучше всего 0°), чтобы можно было учесть влияние скорости осколка на направление движения и энергию испущенного им нейтрона. Детектор нейтронов закреплялся неподвижно на расстоянии $L=40 \text{ см}$ от мишени с делящимся нуклидом, детектор осколков, в котором осуществлялась коллимация осколков, поворачивался на любой угол вокруг оси, совпадающей с направлением пучка тепловых нейтронов. Детектором осколков служила двойная ионизационно-сцинтилляционная камера (ИСК). Она позволяла получать спектрометрическую информацию о кинетической энергии каждого из двух осколков, а также отмечать момент деления с точностью 1 нс. ИСК наполнялась смесью газов $\text{Ar}+4\% \text{CO}_2$, постоянно очищаемой во время измерений [2]. Осколки коллимировались на двух взаимно расположенных диафрагмах. Вероятный угол коллимации, отсчитываемый от оси коллиматора, был выбран равным 12° . Для регистрации нейтронов применялся спектрометр нейтронов, описанный ранее, с небольшими изменениями в блок-схеме.

Блок-схема трехмерных измерений приведена на рис.1.

На входы E_1 и E_2 многоканального анализатора поступали коды,

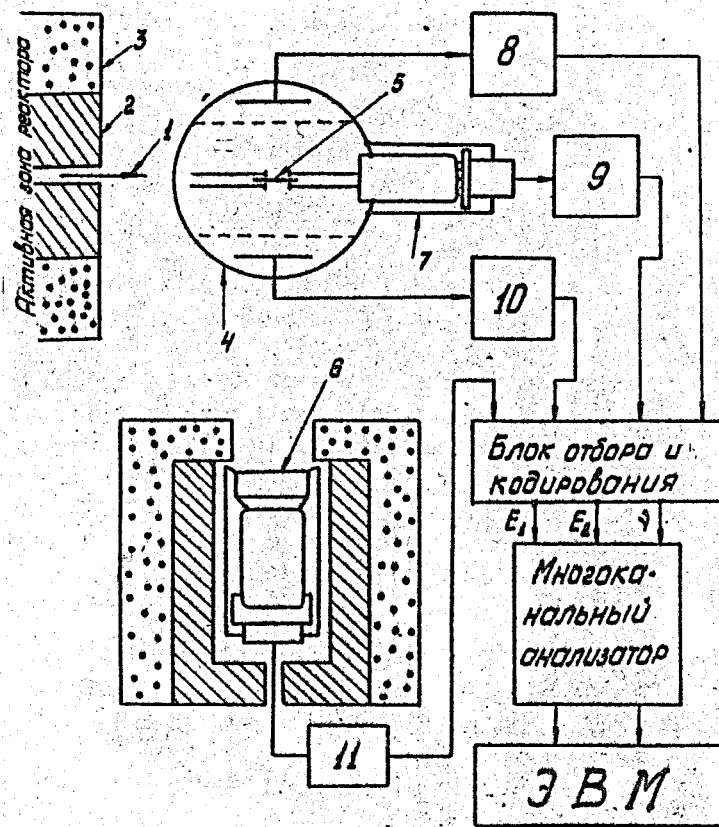


Рис.1. Схема экспериментальной установки и блок-схема электронной аппаратуры:

1 – коллимированный, отфильтрованный пучок нейтронов; 2 – свинец; 3 – парафин с карбидом бора; 4 – двойная ионизационная камера; 5 – мишень с исследуемым делящимся нуклидом; 6 – детектор нейтронов; 7 – быстрый детектор момента деления; 8, 10 – усилители; 9, 11 – быстрые формирователи

пропорциональные кинетическим энергиям осколков деления. На вход Ψ подавались сформированные импульсы с выхода дифференциального дискриминатора, который настраивался на пропускание только нейтронов в интервале энергий 0.36-10.0 МэВ. Факт наличия или отсутствия сигнала на входе Ψ являлся признаком третьего параметра, который имел, таким образом, размерность, равную двум. Два сигнала E_1 и E_2 кодировались только в случае их совпадения в интервале времени 4 мкс. Коды запоминались до прихода импульса со входа Ψ . Память накопителя разбивалась на две равные части по 4096 каналов. В одной части (64x64) записывались двойные совпадения в координатах кинетических энергий совпадающих осколков. Обозначим этот массив чисел через $F(E_i, E_j)$. В другую часть записывались тройные совпадения между двумя осколками и нейтроном в тех же координатах. Обозначим второй массив чисел через $N(E_i, E_j)$. Он представлял собой числа нейтронов, зарегистрированных для каждого отдельного события деления, характеризуемого парой значений (E_i, E_j) . Индексы i, j представляют номера каналов, которым соответствуют значения кинетических энергий E_i, E_j . Оба массива чисел передавались по кабельной линии связи на ЭВМ для записи на магнитную ленту.

В ТРЕТЬЕЙ ГЛАВЕ описаны конкретные алгоритмы обработки измерений спектров нейтронов, измерений распределений кинетических энергий парных осколков деления, измерений числа нейтронов, испускаемых отдельными осколками деления.

Алгоритм обработки спектров нейтронов деления строился на основе известного факта, что спектры нейтронов хорошо описываются максвелловскими распределениями. Тогда логарифм отношения числа отсчетов в соответствующих каналах исследуемого $\Psi_1(t)$ и эталонного $\Psi_2(t)$ спектров будет зависеть от энергии нейтронов E_n линейным образом [11]:

$$\ln[\Psi_1(t)/\Psi_2(t)] = E_n \cdot (T_1 - T_2)/(T_1 \cdot T_2) \cdot b, \quad (I)$$

T_1 и T_2 - параметры жесткости эталонного и измеряемого спектра соответственно;

b - постоянная величина.

Программой обработки предусматривалось вычисление коэффициента наклона $(T_1 - T_2)/(T_1 \cdot T_2)$ и его ошибки методом наименьших квадратов для любого участка энергетического спектра нейтронов в интервале 0.3-15 МэВ. В процессе обработки экспериментальное распределение $\Psi(t)$ исправлялось на фон случайных и рассеянных нейтронов.

Последовательность обработки и преобразования многомерных распределений представлена на рис.2.

Программа обработки распределений кинетических энергий парных осколков включает несколько этапов. На первом осуществляется энергетическая калибровка, вычитание фона случайных совпадений, симметризация координатных осей E_i, E_j . На втором происходит перестройка двумерного массива $F(E_i, E_j)$ в другой массив $F(M, E_k)$, в котором координатными осями являются массы осколков M и суммарная кинетическая энергия E_k . На этом же этапе вводится поправка на эмиссию нейтронов из осколков [1,2,3]. На третьем вычисляются физические характеристики осколков и их ошибки [12-16].

Вычисление среднего числа нейтронов, испущенных осколком, проводилось по результатам трехмерных измерений по формуле

$$\Psi(E_i, E_j) = \frac{N(E_i, E_j)}{F(E_i, E_j)} \cdot \frac{1}{\xi(E_i, E_j)}, \quad \text{где} \quad (2)$$

$\xi(E_i, E_j)$ - полная эффективность регистрации нейтронов.

В выражении для вычисления полной эффективности были учтены: геометрические размеры детектора нейтронов и его чувствительность к нейтронам разных энергий, влияние скорости осколков на угловое и энергетическое распределения мгновенных нейтронов деления, зависимость спектра нейтронов в системе центра масс осколков (СЦМ) от массы осколков, угловое распределение коллимированных осколков. Кроме того, в значения $N(E_i, E_j)$ вводилась поправка на вклад "обратных" нейтронов, т.е. нейтронов, испущенных дополнительным осколком с массой $(A-M)$, движущимся от детектора нейтронов [1,2,3]. Здесь A - атомный вес делящегося ядра. Переход к другим координатам $\Psi(E_i, E_j) \rightarrow \Psi(E_i, M) \rightarrow \Psi(E_k, M) \rightarrow \Psi(E_k, M/A-M)$ осуществлялся с одновременным введением поправки на эмиссию нейтронов. Таким образом, выход нейтронов находится в зависимости от начальных масс и начальных кинетических энергий осколков, т.е. масс и энергий осколков до вылета из них нейтронов. Размер отдельной ячейки

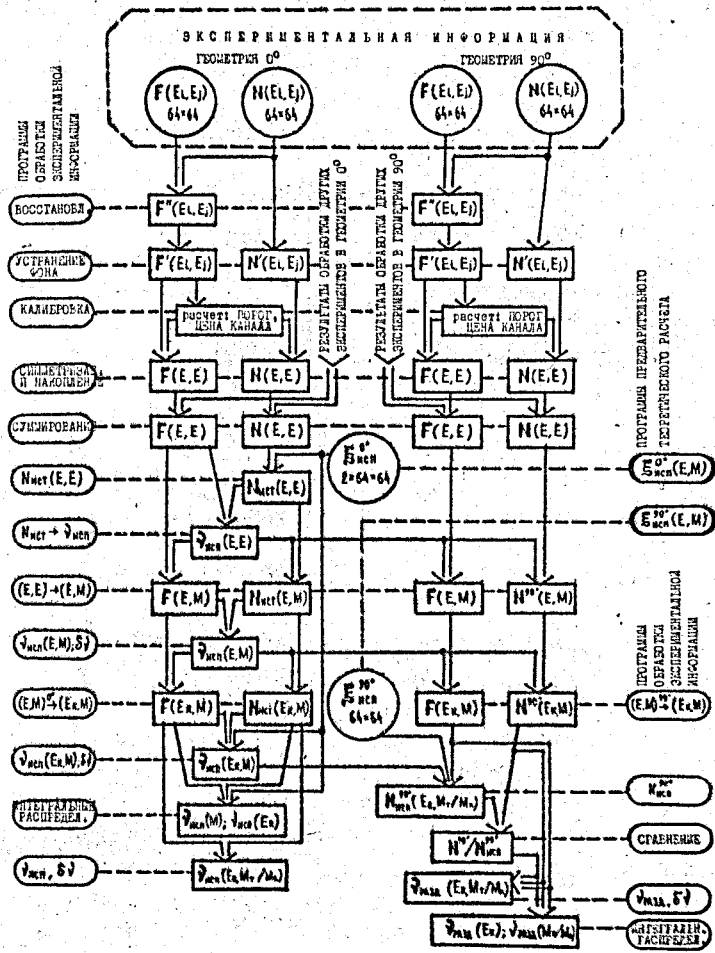


Рис.2. Последовательность обработки и преобразования экспериментальной информации при изучении механизма испускания мгновенных нейтронов деления

массива значений $\nu(E, E_f)$ равнялся 1.25×1.25 МэВ, массивов $\nu(M, E_K)$, $\nu_p(E_K, M/A-M)$ - 1.5 массовых единиц $\times 2.5$ МэВ. Для всех найденных распределений вычислялись массивы значений ошибок. При расчете ошибок использовались дисперсии измеряемых величин, преобразуемые согласно программе обработки.

В ЧЕТВЕРТОЙ ГЛАВЕ изложены результаты, полученные автором с помощью описанных ранее методик. Приведены значения коэффициента наклона $K = (T_1 - T_2) / (T_1 \cdot T_2)$, параметра жесткости T и E_n - средней энергии спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Средняя энергия вычислялась по известному соотношению $E_n = 3/2T$. В качестве эталонного значения принималась величина $T_1 = 1.406$ МэВ для спектра спонтанного деления ^{252}Cf . Приведены значения, вычисленные для разных интервалов энергетического спектра. Полученные значения T и E_n хорошо согласуются с аналогичными данными других работ и подтверждают, что форма спектров четырех делящихся изотопов хорошо описывается максвелловским распределением, несмотря на заметную разницу в числе протонов и нейтронов между делящимися ядрами. С хорошей точностью, поскольку измерения относительные, получено отношение средних энергий:

$$\bar{E}_n(^{239}\text{Pu}) / \bar{E}_n(^{235}\text{U}) = 1.067 \pm 0.011;$$

$$\bar{E}_n(^{233}\text{U}) / \bar{E}_n(^{235}\text{U}) = 1.036 \pm 0.010.$$

Корреляционные измерения распределений кинетических энергий парных осколков были проведены для пяти изотопов: ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu (делялись тепловыми нейтронами), ^{252}Cf , ^{240}Pu (делялись спонтанно). Обработка измерений позволила получить различные характеристики массовых и энергетических распределений осколков деления. В частности, массовое распределение осколков деления ядра ^{240}Pu при двух энергиях возбуждения [15].

В диссертации акцентировано внимание на эффектах тонкой структуры в массовых распределениях осколков. Она проявляется более явно в массовых распределениях тяжелых осколков при высоких фиксированных значениях кинетической энергии дополнительного легкого осколка. Для всех пяти изучаемых случаев деления (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{252}Cf) экспериментально обнаружены

структурные эффекты в массовых распределениях. В процессе обсуждения результатов обосновывается вывод, что структура возникает вследствие преимущественного выхода осколков с четными зарядами. В некоторых случаях повышенный выход осколков можно объяснить влиянием оболочечных поправок к потенциальной энергии ядра, сильнее проявляющимся при минимальной энергии возбуждения осколков [4,5,15].

Основное внимание в диссертации уделено выходу нейтронов из отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Общее число зарегистрированных нейтронов составило $2.8 \cdot 10^5$ для ^{252}Cf и $3.0 \cdot 10^6$ для ^{239}Pu . Полученная информация представляется в виде двумерных распределений выхода нейтронов от параметров осколков:

$$\nu(E_K, M), \nu(E, M), \nu_n(E_K, M/A-M),$$

здесь E_K - суммарная кинетическая энергия осколков;

E - кинетическая энергия осколка;

ν_n - суммарное число нейтронов из двух осколков.

Детальная информация о выходе нейтронов из отдельных осколков приведена на рис.3а,б для спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Очевидна сильная неравномерность выхода нейтронов. Наличие зависимости числа испускаемых нейтронов от массы осколка свидетельствует о различной способности осколков к деформациям своей формы в процессе разделения ядра. Внутренние свойства зарождающихся осколков, а именно их "жесткость" и "деформируемость" определяют будущий запас энергии деформации, имеющийся к моменту разделения ядра на осколки. Этот запас затем реализуется, в основном, в виде испускания нейтронов. Зависимости $\nu(M)$ получаются из данных рис.3 усреднением по параметру E_K и приведены на рис.4а, б. Они в значительной мере подобны для калифорния и плутония, т.е. осколки одинаковой массы испускают приблизительно одинаковое число нейтронов, несмотря на разницу в 12 нуклонов между делящимися ядрами. Рассмотрение имеющейся информации по $\nu(M)$ для других делящихся изотопов в совокупности с данными настоящей работы позволило сформулировать вывод: массовое распределение осколков деления в основном определяет $\nu(M)$, а также величину $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов деления.

На рис. 3 видны те значения E_K и M , при которых осколки

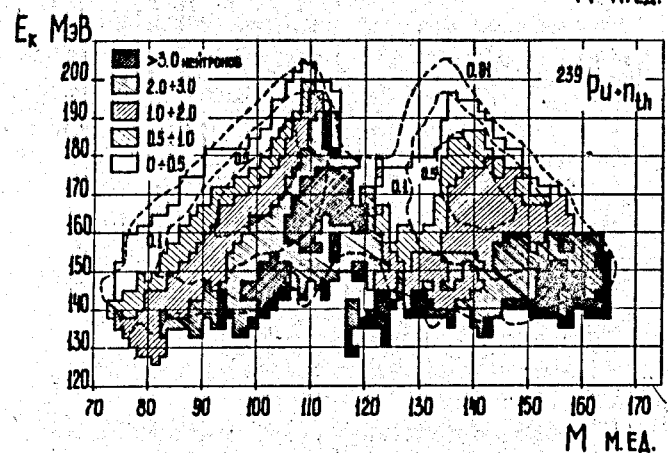
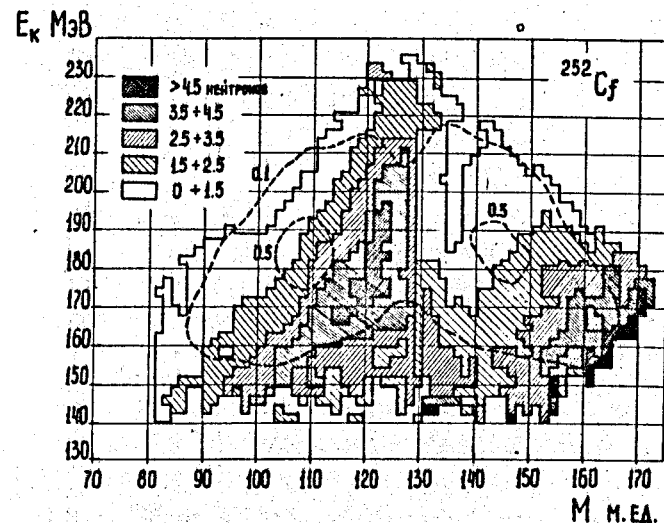


Рис.3. Распределения выхода мгновенных нейтронов деления в зависимости от суммарной кинетической энергии осколков E_K и массы отдельного осколка M для: а - спонтанного деления ^{252}Cf ; б - деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Пунктирная линия - уровни выхода осколков деления

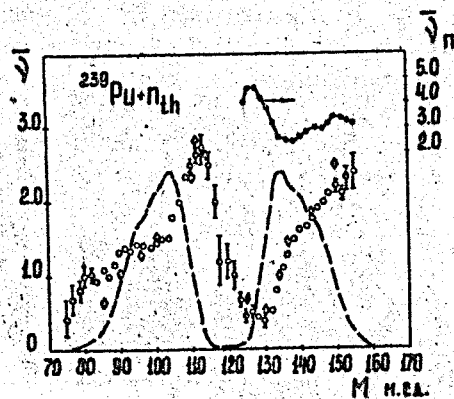
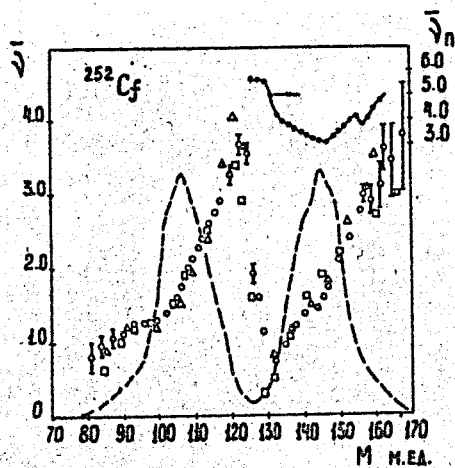


Рис.4. Зависимости выхода нейтронов от массы осколков для:

а) спонтанного деления ^{252}Cf ;
 б) деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами;
 --- выход осколков; \bullet - суммарное число нейтронов из двух осколков ν ; число нейтронов на осколок $\bar{\nu}$ по данным: \circ - настоящей работы; Δ - Bowman H. e. a. / "Phys. Rev.", 1963, v. 129, p. 2133; \square - Nifenecker H. e. a. / Int. Proc. IAEA Third Symp. "Physics and Chemistry of Fission", Rochester, 13-17 Aug. 1973, IAEA-SM-174/207; \diamond - Адалин В. Ф. и др. / Int. Proc. IAEA Symp. "Physics and Chemistry of Fission", Vienna, 1965, v. 1, p. 587/

испускают максимальное и минимальное число нейтронов. Например, легкие осколки с массами в интервале $105 < M_d < 122$ м.ед. испускают наибольшее число нейтронов при наиболее вероятном значении E_K , а не при минимальном значении, как следует ожидать в соответствии с энергетическим балансом. Дополнительный тяжелый осколок с массой $A - M_d$, наоборот, испускает минимальное число нейтронов при наиболее вероятном значении E_K , и с уменьшением E_K число испускаемых из него нейтронов растет. Это указывает на интересное свойство; осколки определенной массы (заряд осколка также не должен зависеть от E_K) могут менять свою деформацию (имеет свой диапазон изменения формы) вместе с изменением E_K [17].

Предполагая сферическую форму осколков, можно по известным из эксперимента суммарной кинетической энергии, выходу нейтронов и зарядам осколка рассчитать параметры деформации β_f . При низких значениях E_K найдена весьма значительная деформация осколков $\beta_f \approx 1$, при предельно высоких значениях E_K оказывается возможной сплюснутая форма осколков $\beta_f = -0.3$.

Максимальное число нейтронов в акте деления было найдено равным 10 для спонтанного деления ^{252}Cf и 8 для деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. В обоих случаях они принадлежат событиям деления с низкими значениями E_K в широком интервале значений масс осколков. Число таких событий невелико и равно 10^{-4} от полного числа.

Из распределения $\nu_{\Pi}(E_K, M/A-M)$ находились значения $d\nu_{\Pi}/dE_K$ при фиксированных $M/A-M$, которые использовались для расчета средней энергии, затрачиваемой на испускание одного нейтрона:

$$\bar{E}_N + \bar{E}_{\text{СЦМ}} = -1 / (d\nu_{\Pi}/dE_K) - 0.75 \text{ МэВ/нейтр}, \quad (3)$$

где $\bar{E}_N, \bar{E}_{\text{СЦМ}}$ - усредненные по зарядовому распределению двух осколков энергия связи :: энергия нейтрона в СЦМ.

Поскольку $\bar{E}_{\text{СЦМ}}$ известно, можно оценить величину средней энергии связи нейтронов в ядрах-осколках. Усредненные по массам осколков значения \bar{E}_N оказались приблизительно одинаковыми для осколков спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами, равными $\sim 6 \pm 0.5$ МэВ/нейтр.

Измерение выхода нейтронов из тяжелых осколков при высоких значениях E_d - кинетической энергии легкого осколка впервые про-

ведено автором для деления ^{235}U тепловыми нейтронами [6]. Рост $\nu(E)$ с ростом массы осколка сохраняется и при высоких значениях E_d , вместе с тем для некоторых осколков с массами $M_T=136; 142; 148; 154$ м.ед. наблюдается увеличенный выход нейтронов. Аналогичные результаты наблюдаются и при спонтанном делении ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. В этих двух случаях косвенным способом устанавливались заряды осколков, ответственных за массовую структуру. Для ^{252}Cf больше нейтронов испускают группы четных по заряду осколков с $M_T=154-156$, $Z=60$ и $M_T=128$, $Z=50$ при $E_d=112-116$ МэВ. Для ^{239}Pu повышенный выход нейтронов проявился для осколка с $M_T=128$, $Z=50$ и $M_T=154-156$, $Z=60$ при $E_d=112-116$ МэВ [4,5].

Предлагается возможное объяснение найденным корреляциям с позиций квантовых оболочечных свойств осколков.

Описывается процедура выделения вклада разделительных нейтронов в суммарное число испущенных, основанная на сравнении трехмерных распределений (см. рис.2), полученных при регистрации нейтронов под углом 0° и под углом 90° к линии разлета осколков. В первом случае регистрируются в основном испарительные нейтроны, а во втором — испарительные, но с существенно меньшей эффективностью $\xi_{\text{исп}}^{90^\circ}(E, E')$, и разделительные.

Из эксперимента в геометрии 0° вычисляются в соответствии с формулой (2) значения $\nu_{\text{исп}}(E, E')$ и используются для расчета распределения $N_{\text{исп}}^{90^\circ}(E, E')$, которое было бы зарегистрировано в геометрии 90° при чисто испарительном механизме испускания нейтронов:

$$N_{\text{исп}}^{90^\circ}(E, E') = F^{90^\circ}(E, E') \cdot \nu_{\text{исп}}(E, E') \cdot \xi_{\text{исп}}^{90^\circ}(E, E'),$$

где $F^{90^\circ}(E, E')$ — распределение числа осколков деления, зарегистрированное при измерениях в геометрии 90° .

Интерпретируя зарегистрированное в геометрии 90° распределение $N^{90^\circ}(E, E')$ как суперпозицию:

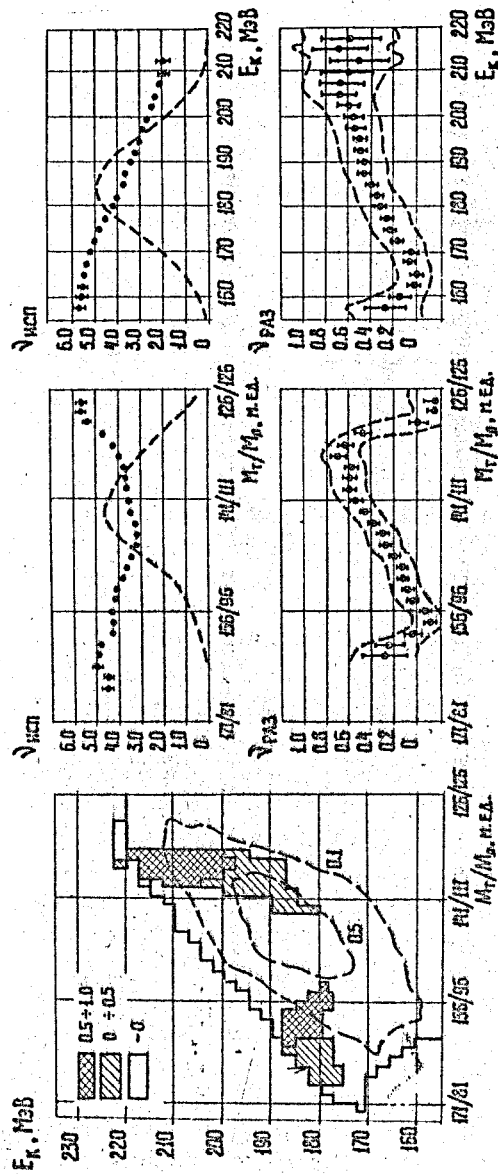
$$N^{90^\circ}(E, E') = N_{\text{исп}}^{90^\circ}(E, E') + F^{90^\circ}(E, E') \cdot \nu_{\text{разд}}(E, E') \cdot \xi_{\text{разд}}(E, E'), \quad (4)$$

можно рассчитать величину $\nu_{\text{разд}}$ для каждого способа деления по формуле (опускаем (E, E')):

$$\nu_{\text{разд}} = \nu_{\text{исп}} \left[\frac{N^{90^\circ}}{N_{\text{исп}}^{90^\circ}} - 1 \right] \frac{\xi_{\text{исп}}^{90^\circ}}{\xi_{\text{разд}}}. \quad (5)$$

По формуле (5) вычислялись зависимости выхода разделительных нейтронов от отношения масс осколков и суммарной кинетической энергии [7,8]. Для спонтанного деления ^{252}Cf полученные результаты представлены на рис.5,а. Как следует из диаграммы $\nu_{\text{разд}}(E_k, M/A-M)$, преобладающим механизмом испускания нейтронов является испарительный: для большинства событий деления $\nu_{\text{разд}} \approx 0$. Однако выделяются области значений масс осколков и суммарной кинетической энергии, характеризующиеся испусканием нейтронов неиспарительного происхождения, для которых $\nu_{\text{разд}} > 0.5$. Анализируя совместно результаты, представленные на рис.5,а и рис.5,а, можно сделать вывод, что выход разделительных нейтронов больше в тех случаях, когда образующиеся в паре осколки сильно различаются между собой формой и энергией возбуждения.

Зависимости выхода разделительных нейтронов от отношения масс осколков $\nu_{\text{разд}}(M_T/M_d)$ и суммарной кинетической энергии $\nu_{\text{разд}}(E_k)$ для спонтанного деления ^{252}Cf приведены на рис.5,б и рис.5,в соответственно вместе с расчетными и статистическими ошибками. Аналогичные зависимости получены и для деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Наибольший выход разделительных нейтронов (см.рис.5,б) наблюдается при разделении на осколки с массами $M_T/M_d \approx 134/118$ и $M_T/M_d \approx 162/90$. В обоих случаях один из образующихся осколков близок к сферическому. Характер зависимости $\nu_{\text{разд}}(E_k)$ (см.рис.5,в) указывает, что выход разделительных нейтронов растет с ростом суммарной кинетической энергии при соответствующем уменьшении энергии возбуждения осколков. Таким образом, энергия возбуждения осколков не является непосредственной причиной возникновения разделительных нейтронов. С увеличением E_k (или уменьшением расстояния между осколками в момент разделения) их форма (особенно форма одного осколка) становится более сферической, соответственно должны увеличиваться скорость разделения и уменьшаться время разрыва, и, как показано в теоретических работах, это будет приводить к росту выхода разделительных нейтронов. Вклад разделительных нейтронов в общее число испущенных нейтронов оценен величиной



в

б

а

Рис.5. Зависимости выхода делительных нейтронов для ^{252}Cf от:

- а) — суммарной кинетической энергии E_k и отношения масс осколков M_1/M_2 ;
- б) — отношения масс осколков M_1/M_2 ;
- в) — суммарной кинетической энергии осколков E_k ;
- — выход осколков; * — суммарное число испарительных нейтронов из двух осколков исп; & — выход делительных нейтронов раз;
- — границы расчетной ошибки выхода делительных нейтронов

$15 \pm 8\%$ для спонтанного деления ^{252}Cf и $20 \pm 12\%$ для деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами [8].

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать в следующем виде.

1. Разработано экспериментальное оборудование для изучения мгновенной нейтронной эмиссии из отдельных осколков спонтанного или вынужденного деления ядер, в том числе импульсная ионизационная камера в токовом режиме для изотопов, отличающихся повышенным фоном сопутствующего альфа-излучения.

2. Получены значения средних энергий спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами с точностью 2% и формы каждого спектра относительно общего эталона — спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

3. Выявлены отдельные осколки, испускающие максимальное и минимальное число нейтронов. Оценен параметр деформации для таких осколков.

Для пары осколков с фиксированным отношением масс вычислена усредненная по зарядовому распределению энергия, затрачиваемая на испускание одного нейтрона. Сделан вывод о решающем влиянии массового распределения осколков на формирование среднего числа нейтронов для данного изотопа.

4. Для пяти случаев деления (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu делится тепловыми нейтронами, ^{240}Pu , ^{252}Cf делится спонтанно) выявлены те области параметров осколков, которые характерны "структурой" массового распределения. Для трех делящихся ядер (^{233}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf) установлена корреляция между структурой в массовых распределениях тяжелых осколков и числом испускаемых ими нейтронов.

5. Для спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами впервые получены двумерные зависимости выхода делительных нейтронов от отношения масс и суммарной кинетической энергии осколков деления, указаны области максимального выхода делительных нейтронов. Подчеркивается наличие конкуренции между испарительными и делительными нейтронами, зависящей от параметров осколков деления.

♦ ЛИТЕРАТУРА

1. Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Математическая обработка экспериментальных данных по выходу мгновенных нейтронов из отдельных осколков деления. Препринт НИИАР, П-262, Димитровград, 1975.
2. Басова Б.Г., Голушко В.В., Коростылев В.А., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Методика измерения нейтронной эмиссии из отдельных осколков деления. Препринт НИИАР, П-269, Димитровград, 1975.
3. Басова Б.Г., Коростылев В.А., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Измерение среднего выхода нейтронов из осколков спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Материалы 3-го Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. "Нейтронная физика", М., 1976, ч.5, с.160-165.
4. Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К., Коростылев В.А. Особенности эмиссии нейтронов из отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып.27, М., Атомиздат, 1977, с.38-42.
5. Замятнин Ю.С., Басова Б.Г., Рязанов Д.К., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. Структура массовых распределений осколков деления ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf . "Ядерная физика", 1978, т.27, вып.1, с.60-66.
6. Коростылев В.А., Рязанов Д.К., Сафонов В.А. Тонкая структура в массовом распределении осколков деления. Материалы I-го Всесоюзного совещания по нейтронной физике, г.Киев, 24-28 мая 1971 г. "Нейтронная физика", Киев, 1972, ч.2, с.78-84.
7. Рязанов Д.К., Басова Б.Г., Коростылев В.А., Рабинович А.Д. Исследование механизма испускания мгновенных нейтронов деления. Препринт НИИАР, П-21(287), Димитровград, 1976.
8. Замятнин Ю.С., Рязанов Д.К., Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. О мгновенных нейтронах деления тяжелых ядер. "Ядерная физика", 1979, т.29, вып.3, с.595-603.
9. Рязанов Д.К. Простой метод измерения времени задержки электрических сигналов в коаксиальных кабелях. "Приборы и техника эксперимента", 1977, №4, с.179-181.
10. Рязанов Д.К., Голушко В.В., Коростылев В.А. Спектрометрия осколков деления с помощью импульсного токового режима ионизационной камеры. Препринт НИИАР, П-254, Димитровград, 1975.
11. Андрейчук Л.М., Басова Б.Г., Коростылев В.А., Нефедов В.Н., Рязанов Д.К. Измерение средних энергий спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu относительным методом. "Атомная энергия", 1977, т.42, вып.1, с.23-25.
12. Захарова В.П., Рязанов Д.К., Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. Исследование деления ^{235}U тепловыми нейтронами. "Ядерная физика", 1972, т.16, вып.4, с.649-663.
13. Захарова В.П., Рязанов Д.К., Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. Исследование деления ^{233}U , ^{235}U тепловыми нейтронами. "Ядерная физика", 1973, т.18, вып.4, с.710-719.
14. Захарова В.П., Рязанов Д.К., Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. Исследование энергетического распределения осколков спонтанного деления ^{252}Cf . "Ядерная физика", 1973, т.18, вып.6, с.1145-1156.
15. Басова Б.Г., Коростылев В.А., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Изучение спонтанного деления ^{240}Pu . В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып.24, М., Атомиздат, 1977, с.19.
16. Басова Б.Г., Захарова В.П., Коростылев В.А., Нефедов В.Н., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Двойная ионизационная камера для изучения спектров осколков деления. "Приборы и техника эксперимента", 1975, №4, с.46-49.
17. Басова Б.Г., Рязанов Д.К., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. Нейтроны, испущенные осколками спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами. М.: Атомная энергия, т.46, вып.4, 1979, с.240-245.

ЗМО3789 от 22.05.79. Заказ П175. Тираж 150 экз. Июль 1979 г.