

А-171
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

15 - 12140

ЛАЗАРЕВ
Юрий Александрович

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

6
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 Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук ОГАНЕСЯН Ю.Ц.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук профессор СМИРЕНКИН Г.Н.,
доктор физико-математических наук профессор МИКАЭЛЯН Л.А.

Ведущая организация:
Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, г. Ленинград.

Защита состоится " " _____ 1979 г. в " " час.
на заседании специализированного совета Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1979 г.

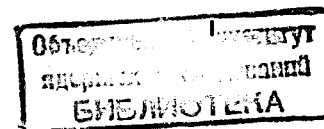
Учёный секретарь специализированного совета
кандидат физико-математических наук ТАРАН Ю.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Множественность мгновенных нейтронов, испускаемых при делении ядер, характеризуется распределением вероятностей P_ν эмиссии ν нейтронов на акт деления. Главную информацию о распределении содержат его первые два момента: среднее число нейтронов $\bar{\nu} = \sum \nu P_\nu$, которое является мерой средней величины полной энергии возбуждения осколков, и дисперсия числа нейтронов $\sigma_\nu^2 = \sum (\nu - \bar{\nu})^2 P_\nu$, непосредственно связанная с дисперсией энергии возбуждения. Энергия возбуждения осколков является одной из важнейших характеристик деления и заключает в себе ценную информацию о механизме процесса. Формирование энергетических и массовых распределений осколков осуществляется в области предельно больших деформаций, там, где резкое уменьшение потенциальной энергии ядра приводит к необратимым изменениям его формы и создаёт наиболее благоприятные условия для проявления эффектов динамики движения больших количеств ядерного вещества. В последние 10-12 лет благодаря выяснению глубокой роли оболочечных эффектов в деформированных ядрах достигнут существенный прогресс в изучении эволюции делящегося ядра в области барьера, где поведение системы почти полностью определяется структурой поверхности потенциальной энергии, т.е. статическими аспектами. Однако механизм движения ядра от седловой точки до точки разрыва, в процессе которого и формируются основные свойства осколков, по-прежнему остается гораздо менее ясным, поскольку проблема динамики коллективного движения ядра с большой амплитудой находится по существу ещё на стадии постановки.

Развитие представлений о влиянии оболочечных эффектов на устойчивость тяжёлых ядер по отношению к спонтанному делению привело к предсказанию области относительно стабильных сверхтяжёлых элементов (СТЭ) с $Z > 110$. Проблема существования СТЭ имеет фундаментальное значение для ядерной физики и смежных областей науки и может быть решена только путём экспериментальных исследований. Именно характеристики деления, такие, как множественность испускаемых нейтронов, полная кинетическая энергия осколков, во многом определяют современные методы наблюдения и идентификации СТЭ.

Поэтому дальнейшие исследования механизма образования осколков, механизма распределения энергии между различными степе-



ными свободы делящегося ядра представляют значительный интерес для физики деления и приобретают особую актуальность в связи с проблемой поиска в природе и синтеза СТЭ на ускорителях.

Цель работы состояла в экспериментальном определении множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении изотопов Cm, Cf, Fm и 102-го элемента и в исследовании зависимости дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжёлых слабо возбуждённых ядер от нуклонного состава Z , A и энергии возбуждения E^* начального ядра (спонтанное деление и деление ядер с $Z \gg 90$ тепловыми нейтронами).

Научная новизна и значение работы. В работе развиты методы исследований и получена новая экспериментальная информация о множественности мгновенных нейтронов деления. Установлены закономерности изменения дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжёлых слабо возбуждённых ядер в зависимости от Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что современные теории и модели деления даже качественно не описывают эти закономерности и, следовательно, нуждаются в существенном развитии.

Проведенные исследования расширили наши знания о свойствах осколков и нейтронов деления тяжёлых ядер. Выявленная в работе сильная зависимость дисперсии энергии осколков от Z начального ядра может служить одним из критериев реальности теоретического описания последних стадий деления. Результаты работы стимулируют постановку новых экспериментов в области ещё более тяжёлых ядер. Выводы работы необходимо принимать во внимание при идентификации СТЭ по спонтанному делению. Ядерные константы ($\bar{\nu}$, σ_{ν}^2 , P_{ν}), измеренные для спонтанного деления ^{244}Cm и ^{246}Cm , могут быть использованы в случаях практического применения этих важных изотопов (в качестве компактных источников энергии, источников нейтронов, для различного рода калибровок и др.).

Объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Основной текст занимает 123 машинописных страницы. Его дополняют 43 рисунка, 12 таблиц, два приложения и библиографический список литературы (199 наименований).

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение является аннотацией работы. Здесь отмечена актуальность темы, приведены новые методические и научные результаты, полученные автором, и сформулированы основные положения, вынесенные на защиту.

Глава I содержит обсуждение ряда основных концепций и моделей, используемых для интерпретации механизма деления, и завершается постановкой задачи. В § I отмечены основные достижения в изучении статистики деления: создание метода оболочечной поправки, обнаружение спонтанно делящихся изомеров и других явлений, обусловленных сложной структурой барьера, предсказание СТЭ и др. § 2 посвящён динамике деления на стадии между седловой точкой и точкой разрыва. Кратко рассматриваются вопросы об адиабатичности движения, о механизме диссипации энергии, влиянии эффектов вязкости на динамику коллективного движения, в частности на конфигурацию ядра в момент разрыва, приводятся оценки возможного значения коэффициента вязкости. В § 3 анализируется распределение энергии между различными степенями свободы делящегося ядра в точке разрыва. Здесь система обладает, кроме потенциальной энергии, некоторым количеством "свободной энергии"; последняя в зависимости от предположений о вязкости распределяется между кинетической энергией делительной степени свободы, энергией внутренних возбуждений и вибрационной энергией.

В § 4 дана постановка задачи. Отмечено, что энергия возбуждения осколков и, следовательно, множественность мгновенных нейтронов определяются принципиально важными для понимания механизма деления аспектами: структурой поверхности потенциальной энергии предельно деформированного ядра и характером динамики его движения на стадии, предшествующей разрыву. Подчёркивается также, что нетривиальную дополнительную информацию об этих аспектах содержат дисперсия энергии возбуждения и дисперсия полной кинетической энергии осколков. Этим характеристикам осколков до последнего времени уделялось мало внимания, и даже качественно неясными оставались закономерности их изменения в зависимости от Z , A и E^* делящегося ядра, в особенности для тяжёлых слабо возбуждённых ядер. Наконец, множественность мгновенных нейтронов играет важную роль при наблюдении и в известной степени в качестве критерия при идентификации СТЭ. Оценки показывают, что $\bar{\nu}$ для СТЭ может в 2-3 раза превышать $\bar{\nu}$ для деления ординарных ядер. Однако эти оценки по существу представляют собой далёкую и практически линейную экстраполяцию наших представлений о делении, полученных в узкой области ядер от U до Cf, и не являются достаточно надёжными. Таким образом, по целому ряду причин необходимы дальнейшие исследования этих вопросов. Ядерные реакции, вызываемые ускоренными

ми тяжёлыми ионами, позволяют синтезировать изотопы, лежащие вне области, в которой деление изучено достаточно хорошо. Это преимущество было использовано в настоящей работе с тем, чтобы получить экспериментальную информацию о множественности мгновенных нейтронов деления в области Cm – элемента I02, для которых к началу экспериментов (1971 г.) она была весьма ограничена.

Глава II посвящена вопросам синтеза исследуемых ядер, методике экспериментов и математической обработке данных.

Реакции синтеза и радиоактивные свойства исследованных ядер представлены в таблице I. Закономерности образования в ядерных реакциях и радиоактивные свойства изотопа $^{252}\text{I02}$ изучались в специальных опытах [1, 2]. Для синтеза $^{252}\text{I02}$ использовались ядерные реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ и $^{239}\text{Pu}(^{18}\text{O}, 5n)$; для первой из них непосредственно по осколкам спонтанного деления была измерена энергетическая зависимость сечения образования $^{252}\text{I02}$ [2], а для второй – интегральное угловое распределение ядер отдачи [1]. Был определён период полураспада $^{252}\text{I02}$ ($2,4 \pm 0,2\text{с}$), оценена относительная вероятность его спонтанного деления ($\approx 30\%$) и показано, что в максимуме функции возбуждения реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ в данном временном диапазоне эффект от спонтанного деления $^{252}\text{I02}$ более чем в 150 раз превышает фон от распада побочных спонтанно делящихся активностей. Свойства других изотопов были хорошо известны.

Для определения множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении короткоживущих ($T_{1/2} > 0,3\text{с}$) ядер был создан комплекс специальной аппаратуры [3, 4], включающий узел мишени, быстродействующую установку для перемещения исследуемых ядер к детекторам, высокоэффективный детектор нейтронов, регистрирующую электронику и устройство её сопряжения с ЭЕМ.

В методическом отношении эксперименты подразделялись на два типа. При исследовании ^{256}Fm и ^{246}Cf охлаждаемая водой мишень, изготовленная целиком из металлического урана, облучалась внутри камеры ускорителя У-300 ЛЯР ОИЯИ пучком ионов ^{22}Ne или ^{12}C интенсивностью до $6 \cdot 10^{13}$ част./с, после чего производилась химическая переработка мишени и приготовленный источник помещался к детектору осколков, расположенному в центре детектора нейтронов деления. Источники ^{244}Cm , ^{246}Cm приготавливались из материалов, полученных в ядерном реакторе.

В случае $^{252}\text{I02}$ эксперименты проводились в режиме "on-line"

Таблица I

Радиоактивные свойства и реакции синтеза исследованных ядер

Изотоп	$T_{1/2}$	%sf	Реакция синтеза	Сечение реакции, см ²
$^{252}\text{I02}$	2,4с	≈ 30	$^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ $^{252}\text{I02}$	$5 \cdot 10^{-32}$
^{256}Fm	157мин	92	$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, p3n)$ $^{256}\text{Md} \rightarrow$ $\xrightarrow[91\%]{\text{э.з.}} ^{256}\text{Fm}$	10^{-33}
^{246}Cf	35,7ч	$2 \cdot 10^{-4}$	$^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, 4n)$ ^{246}Cf	$6,2 \cdot 10^{-29}$
^{246}Cm	$4,7 \cdot 10^3$ лет	$2,6 \cdot 10^{-2}$		
^{244}Cm	18,1лет	$1,35 \cdot 10^{-4}$		

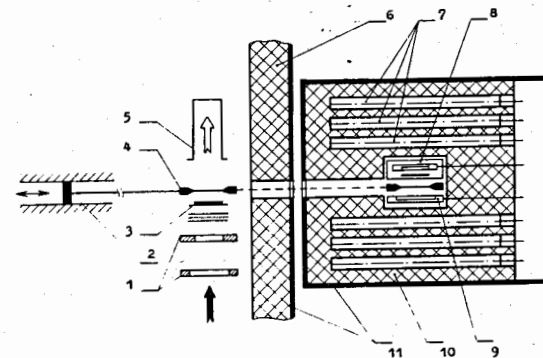


Рис. I. Схема эксперимента. I – коллиматоры (графит), 2 – пневматический привод движения сборника ядер отдачи, 3 – мишень, 4 – сборник ядер отдачи, 5 – цилиндр Фарадея (графит), 6 – защита детектора нейтронов (парафин + CB_4), 7 – пропорциональные ^3He -счетчики, 8 – камера с $\text{Si}(\text{Au})$ – детектором и калибровочным источником спонтанных делений (^{244}Cm), 9 – $\text{Si}(\text{Au})$ – детектор осколков спонтанного деления исследуемых ядер, 10 – замедлитель детектора нейтронов (плексиглас), 11 – кадмий.

на выведенном пучке ионов циклотрона У-300 (рис.1). Мишень из ^{235}U (90%) толщиной 1 мг/см² облучалась пучком ионов ^{22}Ne с энергией 117 МэВ и интенсивностью $\approx 10^{12}$ част./с. Ядра отдачи собирались на тонком (3,5 мкм Al) сборнике, совершающем возвратно-поступательное движение между мишенью и поверхностно-барьерным Si(Au) - детектором осколков деления исследуемых ядер, который располагался в центре детектора нейтронов. Рядом в изолированном объеме находился второй Si(Au) - детектор вместе с источником из ^{244}Cm ($\bar{\nu} = 2,69 \pm 0,01$), спонтанное деление которого служило для непрерывной калибровки аппаратуры. На время переброса сборника (0,2с) и регистрации нейтронов (3,6с) ускоритель был выключен.

Нейтроны регистрировались в совпадении с осколками деления параллельно для исследуемого и калибровочного изотопов. Детектор нейтронов ^{13}F состоял из 36 пропорциональных ^3He -счётчиков высокого давления, погружённых в замедлитель (плексиглас). Эффективность регистрации нейтронов деления ϵ достигала 48,5%, среднее время жизни нейтронов в детекторе составляло ~ 75 мкс. Для каждого акта деления исследуемого ядра определялись амплитуда осколка, время, отсчитываемое от момента остановки сборника перед Si(Au) - детектором, и число нейтронов, зарегистрированных каждой из 6 групп ^3He -счётчиков. Для калибровочных событий определялись амплитуда осколка и число нейтронов, для "фоновых" событий (запуск от генератора, имитирующего осколок) - только число нейтронов. По программно-управляемому каналу информация поступала в малую ЭВМ ТРА-1001, с помощью которой осуществлялись её накопление и предварительная обработка, а также многосторонний контроль за функционированием всего комплекса аппаратуры. Результаты представлялись на экране точечного дисплея или печатались на телетайпе.

Собственный фон детектора нейтронов (вне полей излучения) составлял $\approx 10^{-3}$ отсчёт/деление. В экспериментах "on-line" фон возрастал до 0,6-0,7 отсчёт/деление. Было показано, что при работе на пучке тяжёлых ионов основным источником фона являются нейтроноизбыточные изотопы лёгких элементов - излучатели запаздывающих нейтронов, в особенности ^{17}N ($T_{1/2} = 4,17$ с). Такие ядра образуются с сечениями порядка 10^{-27} см² практически на любом из материалов технологических деталей, окружающих мишень. Для уменьшения фона до указанного выше уровня был принят ряд специальных мер.

При обработке данных на основе измеренного распределения множественности регистрируемых нейтронов F_n находилось распределе-

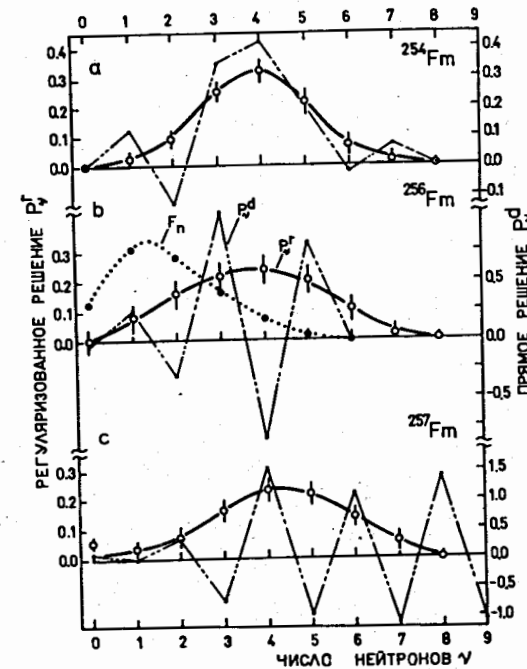


Рис.2. Распределения множественности нейтронов при спонтанном делении изотопов фермия, восстановленные по экспериментальным данным настоящей работы ($A=256$, $\epsilon=48,5\%$) и данным, полученным в Беркли, США ($A=254$, $\epsilon=61,1\%$; $A=257$, $\epsilon=51\%$). Сплошные линии - регуляризованные решения, штрих-пунктирные линии - прямые решения по формулам Дайвена и др. Для фермия-256 пунктиром показано также распределение множественности регистрируемых нейтронов.

ние множественности нейтронов, испускаемых делящимся ядром, P_n . При этом вводились поправки на разрешающее время электроники, фон, эффективность регистрации нейтронов и некоторые другие. Максимальная поправка связана с эффективностью, для учёта которой в принципе существуют прямые формулы (Дайвен и др., 1956). Однако при значениях ϵ , заметно меньших 100%, они приводят к ложному решению, которое осциллирует, содержит неопределённо большие или отрицательные компоненты и т.д. В работе 15 задача о восстановлении

распределений множественности частиц по экспериментальным данным при $\varepsilon < 100\%$ классифицирована как "некорректно поставленная" и решена методом статистической регуляризации, основанным на использовании априорной информации о "гладкости" и неотрицательности решения. Примеры прямых и регуляризованных решений на рис. 2 иллюстрируют ситуацию. Исследования ^{15/} показали*, что регуляризованное решение обладает приемлемой точностью при $\varepsilon \gg 25\%$ и совпадает с прямым в тех случаях, когда последнее в силу достаточно высокой эффективности оказывается возможным. Моменты распределения P_n , $\bar{\nu}$, σ_n^2 и др. можно найти ^{13, 5/} непосредственно по экспериментальным распределениям F_n , т.е. не обращаясь к P_n .

В главе III представлены результаты экспериментов и обсуждаются зависимости $\bar{\nu}$ и σ_n^2 от Z и A делящегося ядра.

Распределения множественности нейтронов P_n , измеренные в настоящей работе ^{14-8/}, показаны на рис. 3. Видно, что по мере перехода от ²⁴⁴Cm к ²⁵²IO2 форма распределения существенно изменяется: в сторону больших значений смещается центр тяжести $\bar{\nu}$ и значительно увеличивается дисперсия σ_n^2 . Численные значения $\bar{\nu}$ и σ_n^2 даны в таблице 2; здесь указаны также значения параметра формы $\Gamma_2 = (\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2) / \bar{\nu}^2$, характеризующего отличие распределения от распределения Пуассона (для которого $\Gamma_2 \equiv 1$).

Результаты настоящей работы подчёркивают особенности поведения $\bar{\nu}$ как функции Z и A в ряде интересных точек. Данные для ²⁴⁶Cm, ²⁴⁶Cf подтверждают гораздо более сильное увеличение $\bar{\nu}$ с ростом A в области $A \gg 244$ по сравнению с тем, которое следует из анализа энергетического баланса $Q = \bar{E}_k + \bar{E}_x$, если характер распределения Q на \bar{E}_k и \bar{E}_x полагать в этой области ядер неизменным. По-видимому, оболочечные эффекты, изменяя жёсткость наиболее вероятных осколков, приводят к перераспределению Q между \bar{E}_k и \bar{E}_x , как и отмечалось ранее. Измеренное $\bar{\nu}$ для ²⁵⁶Fm практически не отличается от известных значений $\bar{\nu}$ для ²⁵²Cf (sf) и ²⁵⁴Fm (sf), что позволяет отметить новую особенность - своеобразное "насыщение" зависимости $\bar{\nu}$ от A при $A \gg 254$, сменяющее заметное увеличение $\bar{\nu}$ с ростом A для ядер с $A = 244-254$. Значение $\bar{\nu} = 4,15$ для ²⁵²IO2 оказывается

*) Вопросы применения метода статистической регуляризации для восстановления распределений множественности нейтронов деления рассматриваются в приложении А к диссертации.

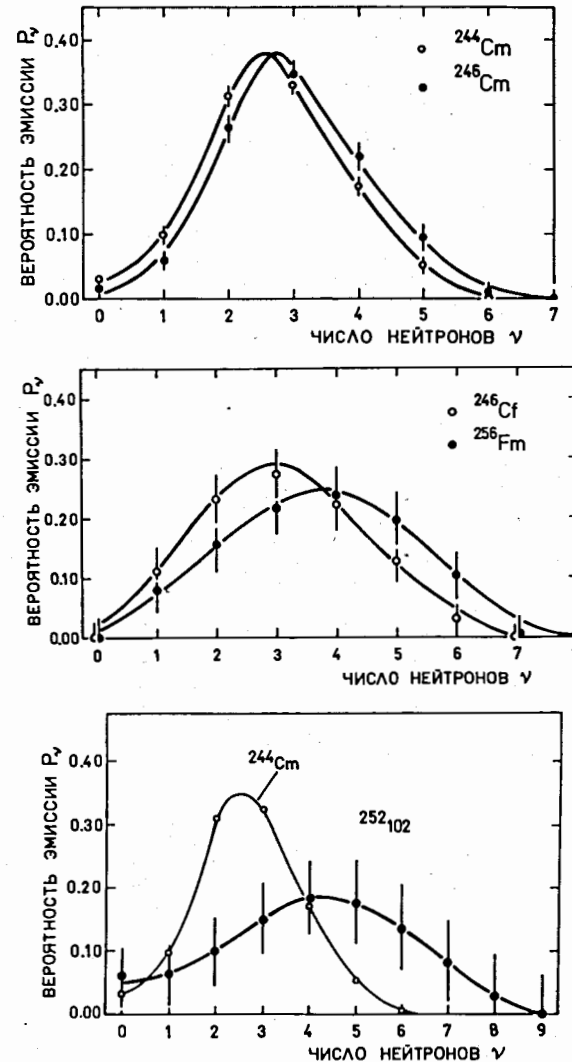


Рис. 3. Распределения множественности мгновенных нейтронов P_n в области кюрия-элемента IO2, измеренные в настоящей работе.

Таблица 2
 Параметры распределений P_n в области кюрия-элемента 102

Изотоп	$\bar{\nu}$	Γ_2	σ_n^2
^{244}Cm	$2,69 \pm 0,01$ ^{ж)}	$0,805 \pm 0,003$	$1,28 \pm 0,02$
^{246}Cm	$2,98 \pm 0,03$	$0,812 \pm 0,003$	$1,31 \pm 0,02$
^{246}Cf	$3,14 \pm 0,09$	$0,850 \pm 0,031$	$1,66 \pm 0,31$
^{256}Fm	$3,73 \pm 0,18$	$0,897 \pm 0,047$	$2,30 \pm 0,65$
$^{252}\text{102}$	$4,15 \pm 0,30$	$0,991 \pm 0,075$	$4,0 \pm 1,3$

ж) Принято в качестве опорного значения.

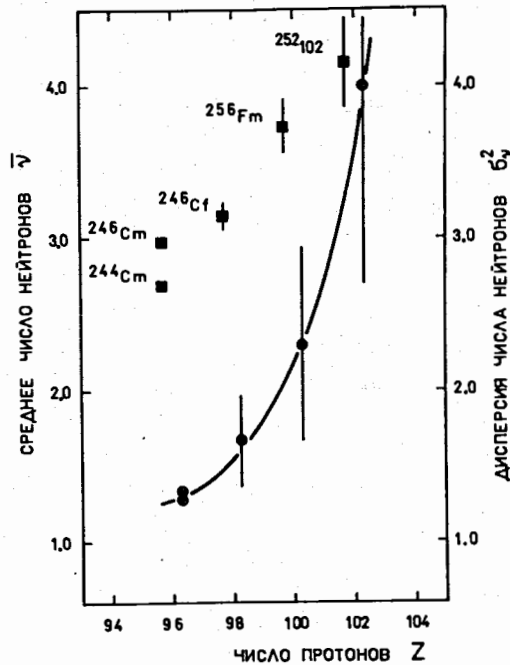


Рис. 4. Совокупность экспериментальных данных о $\bar{\nu}$ (■) и σ_n^2 (●), полученных в настоящей работе (за исключением $\bar{\nu}$ для ^{244}Cm).

примерно таким, какое можно было ожидать на основе экстраполяции имевшихся ранее данных. Это означает, что в тех аспектах, которые определяют величину средней энергии возбуждения осколков, спонтанное деление $^{252}\text{102}$ аналогично, скорее, делению ядер из традиционной области Cm - Cf, нежели "аномальному" во многих отношениях (в т.ч., и в отношении $\bar{\nu}$) делению тяжёлых изотопов Fm. В дополнение к этому в энергетическом спектре зарегистрированных осколков спонтанного деления $^{252}\text{102}$ достаточно определённо выделялись две группы амплитуд, что рассматривалось в [4] как указание на заметную асимметрию массового распределения осколков деления $^{252}\text{102}$. Спустя три года прямые измерения в Ок-Ридже (США) подтвердили это указание.

В диссертации представлена полная совокупность имеющихся в настоящее время данных о $\bar{\nu}$ при делении слабовозбуждённых ($E^* \leq 6,5$ МэВ) ядер с $Z \geq 90$. Особенности систематики $\bar{\nu}$ обсуждаются в рамках сложившихся представлений о влиянии оболочечных эффектов на упругие свойства (жёсткость по отношению к деформации) наиболее вероятных ядер-осколков и, следовательно, на конфигурацию делящегося ядра вблизи точки разрыва. Отмечено, что для количественной интерпретации изменений $\bar{\nu}$ в области известных ядер и более обоснованных предсказаний за её границами необходимо, в первую очередь, существенное улучшение точности расчётов потенциальной энергии ядра в области предельно больших деформаций, достигаемых при делении.

Рис. 4 показывает, что в диапазоне Z от 96 до 102 дисперсия распределения P_n существенно увеличивается в противовес прочно установившемуся после работ Террелла (1957, 1965) мнению о том, что вариации σ_n^2 в зависимости от Z , A и E^* начального ядра незначительны. Необычная и ясно выраженная тенденция изменений σ_n^2 потребовала пересмотра выводов Террелла, что и было сделано в работах [9, 10] с учётом совокупности существующих экспериментальных данных. Оказалось, что σ_n^2 в основном зависит от числа протонов в делящемся ядре, а изменения полного числа нуклонов при данном Z влияют на величину σ_n^2 слабо. С ростом Z от 92 до 102 дисперсия в целом многократно увеличивается, и только в области $Z \approx 94-96$ вариации σ_n^2 незначительны. Дисперсия увеличивается также при переходе от спонтанного деления к надбарьерному.

Характер вариаций $\bar{\nu}$ и σ_n^2 в зависимости от Z и A заметно отличается. По-видимому, изменения этих величин обусловлены в

известной степени разными причинами. Если величина средней энергии возбуждения определяется в основном величиной энергии деформации осколков вблизи точки разрыва, то тогда дисперсия энергии возбуждения обусловлена заметными флуктуациями формы разрывной фигуры, а её величина заключает в себе дополнительные сведения о ландшафте потенциальной энергии предельно деформированного ядра, в частности о характере изменений (степени "крутизны") потенциальной энергии вдоль координат, не связанных с общим удлинением ядра.

Существенная зависимость σ_N^2 от Z позволяет предполагать, что при делении сверхтяжёлых ядер σ_N^2 может быть значительно больше, чем при делении ядер из известной области. Это необходимо принимать во внимание в экспериментах по наблюдению СТЭ методом детектирования нейтронов спонтанного деления.

Глава IV посвящена результатам обобщённого анализа [9, 10] экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков деления слабо возбуждённых ядер с $Z \gg 90$ и сравнению их с предсказаниями теории.

Величины \bar{v} и E_k испытывают сильную (анти)корреляцию, и это позволяет расширить рамки анализа, включив в рассмотрение также дисперсию полной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$. В работе [9] была предложена систематика значений $\sigma_{E_k}^2$ и показано, что дисперсия кинетической энергии осколков, подобно σ_N^2 , преимущественно зависит от Z начального ядра. С ростом Z от 90 до 100 она возрастает в 4 раза, в то время как средняя кинетическая энергия осколков \bar{E}_k увеличивается всего на 20%. Переход от спонтанного деления ($E^* = 0$) к надбарьерному ($E^* \approx 6,5$ МэВ) также приводит к увеличению $\sigma_{E_k}^2$ на 20-40%; при этом \bar{E}_k изменяется не более чем на 1-1,5%. Сравнение зависимостей $\sigma_{E_k}^2$ и σ_N^2 от Z и A приводит к заключению о том, что качественно характер изменений обеих величин одинаков как при $E^* = 0$, так и при $E^* \approx 6,5$ МэВ. Количественный анализ отношения $\sigma_{E_k}^2 / (\sigma_N^2 - I/12) = E^2$ показывает, что в широкой области делящихся ядер величина E^2 практически постоянна и составляет в среднем 94 ± 15 МэВ² (здесь $I/12$ - поправка Шепарда, обусловленная переходом от непрерывного распределения энергии возбуждения осколков к дискретному распределению P_N). В соответствии с этим на рис. 5 представлена зависимость дисперсии энергии $\sigma_{E_k}^2$ от параметра делимости ядра x . Способ построения систематики, таблица численных значений и анализ точности измерений даны в приложении Б к диссертации.

гетических распределений осколков $\sigma_{E_k}^2 = \sigma_{E_k}^2 \approx (\sigma_N^2 - I/12) E^2$ от параметра делимости ядра x , основанная на результатах измерений $\sigma_{E_k}^2$ и дополненная результатами измерений σ_N^2 . Подчеркнём, что по абсолютной величине дисперсия полной энергии возбуждения осколков $\sigma_{E_k}^2$ меньше, чем $\sigma_{E_k}^2$, поскольку $\sigma_{E_k}^2 \approx (\sigma_N^2 - I/12) E_0^2$, где $E_0 \approx 6,7$ МэВ - энергия, затрачиваемая на эмиссию одного нейтрона из осколка. Однако характер изменений $\sigma_{E_k}^2$ и $\sigma_{E_k}^2$ практически одинаков. Из сравнения рис. 4 и рис. 5 следует, что проявившаяся

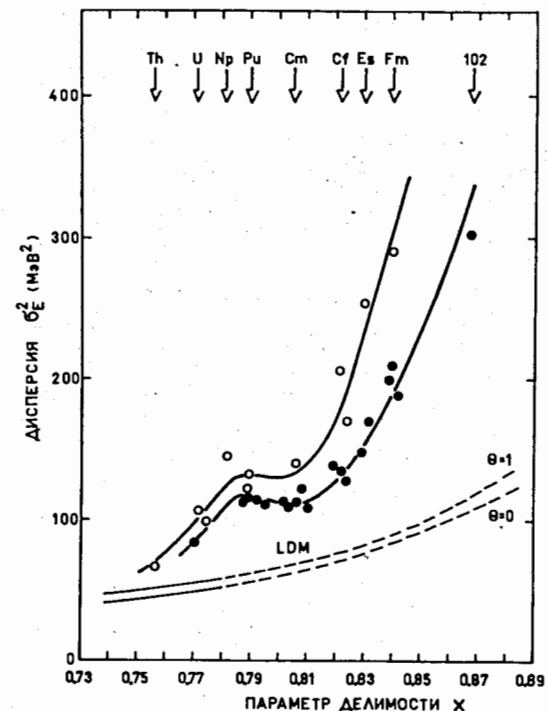


Рис. 5. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от параметра делимости ядра для спонтанного деления (●) и деления тепловыми нейтронами (○). Кривые (LDM) в нижней части рисунка - результаты расчёта дисперсии по динамической модели жидкой капли Никса и Святецкого; Θ - температура ядра в седловой точке (МэВ). Сплошные линии, проведенные через экспериментальные точки, лишь подчеркивают тенденцию изменений $\sigma_{E_k}^2$.

ся в экспериментах тенденция к быстрому увеличению ϵ_n^2 с ростом Z отражает общее свойство осколков деления тяжёлых слабо-возбуждённых ядер. В главе IV также показано, что увеличение ϵ_E^2 с ростом Z или x не обусловлено зависимостью $\bar{\nu}$ или E_k от отношения масс осколков; оно характерно в среднем и для индивидуальных осколков деления.

В диссертации дано подробное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории. Результаты расчёта ϵ_E^2 по динамической модели жидкой капли Никса и Святецкого (1965, 1969) показаны на рис. 5. Расчёты по статистической теории деления (Фонг, 1956; Рубчюня, 1978) приводят к многократно заниженной величине дисперсии, слабо зависящей от Z ; так, расчёты Рубчюня дают $\epsilon_E^2 = 40-80 \text{ МэВ}^2$ для деления ядер с Z от 88 до 116. Модели частичного равновесия разного типа также не воспроизводят ни величину ϵ_E^2 , ни характер её вариаций при изменении начальных параметров делящегося ядра. Таким образом, расчёты, основанные на весьма различных предположениях о движении ядра на последних стадиях деления, противоречат экспериментальным данным. По мере перехода в область более тяжёлых ядер увеличивается полное энерговыделение, значительно удлиняется путь от седловой точки до разрыва и претерпевает существенные изменения структура поверхности потенциальной энергии в окрестности седловой точки и далее на всём пути до разрыва. Вероятно, в результате совокупного влияния этих факторов и становится более заметным вклад тех степеней свободы делящегося ядра, которые играли весьма второстепенную роль при делении более лёгких ядер.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Создан комплекс специальной высокочувствительной аппаратуры для исследования множественности мгновенных нейтронов при спонтанном делении короткоживущих ($T_{1/2} \gtrsim 0,3 \text{ с}$) ядер, образуемых в ядерных реакциях с ускоренными тяжёлыми ионами.

2. Выявлен некорректный характер задачи о восстановлении распределений множественности частиц по экспериментальным данным, полученным при эффективности их регистрации, заметно отличающейся от 100%. Найдено и исследовано статистически регуляризованное (приближённое) решение задачи о восстановлении распределения множественности нейтронов деления P_n при $\epsilon \gtrsim 25\%$.

3. а) В экспериментах "on-line" на пучке тяжёлых ионов впервые получена информация о характеристиках спонтанного деле-

ния ядра с $Z > 100$: для изотопа $^{252}\text{102}$ ($T_{1/2} = 2,4 \text{ с}$) измерено распределение числа нейтронов P_n и определены его параметры - $\bar{\nu}$, ϵ_n^2 , Γ_2 ; получено указание на асимметрию массового распределения осколков спонтанного деления $^{252}\text{102}$. Предварительно в специальных опытах исследованы радиоактивные свойства и закономерности образования $^{252}\text{102}$ в ядерных реакциях $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ и $^{239}\text{Pu}(^{18}\text{O}, 5n)$.

б) Впервые получена экспериментальная информация о распределениях P_n для спонтанного деления короткоживущих изотопов ^{246}Cf и ^{256}Fm ; определены $\bar{\nu}$, ϵ_n^2 и Γ_2 для этих нуклидов. Измерены распределения P_n и определены их первые два момента для спонтанного деления ^{246}Cm и ^{244}Cm .

Отмечены значительное увеличение $\bar{\nu}$ с ростом массы делящегося ядра при $A \gtrsim 244$ и стабилизация $\bar{\nu}$ в области $A \gtrsim 254$. В рамках представлений о влиянии оболочечных эффектов в осколках на конфигурацию делящегося ядра в момент разрыва обсуждена зависимость $\bar{\nu}$ от Z и A начального ядра.

4. В области кюрия-элемента 102 обнаружено существенное увеличение дисперсии числа нейтронов ϵ_n^2 с ростом Z делящегося ядра, что требует пересмотра сделанных ранее выводов о слабых изменениях ϵ_n^2 .

5. С учётом всей совокупности существующих экспериментальных данных исследована зависимость дисперсии полного числа нейтронов ϵ_E^2 и дисперсии полной кинетической энергии осколков $\epsilon_{E_k}^2$ от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что сильное увеличение дисперсии энергетических распределений осколков с ростом параметра делимости x или Z начального ядра и заметное её увеличение при переходе от спонтанного деления к надбарьерному является общим свойством деления слабо-возбуждённых ядер с $Z \gtrsim 90$; в узкой области ядер при $x \sim 0,8$ ($Z \approx 94-96$) имеет место характерная особенность - ослабление зависимости дисперсии от Z .

6. Показано, что современные теории и модели деления не дают даже качественного описания наблюдаемых на опыте закономерностей: расчёты приводят к значительно заниженным значениям дисперсии, слабо зависящим от Z . Следовательно, вне рассмотрения остаются некоторые существенные степени свободы, вклад которых в формирование энергетических распределений осколков прогрессирует по мере утяжеления делящегося ядра.

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на Международной конференции по физике тяжёлых ионов (Дубна, 1971), на 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1977) и опубликованы в следующих работах:

1. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, С.П.Третьякова, Ю.А.Лазарев, И.В.Колесов, К.А.Гаврилов, В.М.Плотко, Ю.В.Полубояринов. АЭ, 28, 393 (1970).
2. Г.Н.Флёров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Ю.А.Лазарев, С.П.Третьякова, И.В.Колесов, В.М.Плотко. АЭ, 29, 243 (1970); Nucl.Phys., A160, 181 (1971).
3. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, И.Ланг, О.К.Нефедьев, М.С.Бирулёв. Сообщения ОИЯИ 13-6520, Дубна, 1972.
4. Yu.A.Lazarev, O.K.Nefediev, Yu.Ts.Oganessian, M.Dakowski. Phys.Lett., 52B, 321 (1974).
5. M.Dakowski, Yu.A.Lazarev, et al. Nucl.Instr.Meth., 113, 195 (1973).
6. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян. ЯФ, 16, 1167 (1972).
7. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян, Г.В.Букланов. ЯФ, 17, 692 (1973).
8. М.Даковский, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц.Оганесян. ЯФ, 18, 724 (1973).
9. Yu.A.Lazarev. Atomic Energy Review, 15, 75 (1977).
10. Ю.А.Лазарев. Нейтронная физика (материалы 4-й Всесоюзной конференции). ЦНИИатоминформ, М., 1977, часть 3, стр.175.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1978 года