

4540

Экз. Чит. зала



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**7 - 4540**

**Ю.Ц.Оганесян**

**ДЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР  
И ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА НОВЫХ ИЗОТОПОВ**

**Специальность 040-экспериментальная физика**

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ

Научный консультант  
действительный член  
АН СССР

Г. Н. ФЛЕРОВ

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР

И. И. ГУРЕВИЧ

член-корреспондент АН СССР

А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ

доктор физико-математи-  
ческих наук, профессор

К. А. ПЕТРЖАК

Ведущее предприятие:

Украинский физико-технический институт.

Автореферат разослан "18" *март* 1969 г.

Защита диссертации  
состоится " " *IX* 1969 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований в конференц-  
зале ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна, Московской области)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института.

Секретарь Ученого совета  
Лаборатории высоких энергий ОИЯИ  
кандидат физико-математических  
наук

*А. А. Кузнецов*  
А. А. КУЗНЕЦОВ

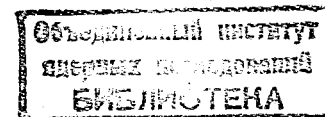
7 - 4540

Ю. Ц. Оганесян

ДЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР  
И ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА НОВЫХ ИЗОТОПОВ

Специальность 040-экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени доктора физико-математических наук



С момента открытия деления урана /1-3/ изучение механизма деления ядер является одной из важных и интересных проблем физики атомного ядра.

Исследованию этого явления посвящается большое количество экспериментальных работ. Однако до настоящего времени нет единой теории деления ядер, и это объясняется тем, что сколь-либо точное теоретическое описание системы, состоящей из многих нуклонов и претерпевающей коренную перестройку в процессе деления, связано с очень большими трудностями. Поэтому для объяснения экспериментальных данных используются различные теоретические модели, каждая из которых основывается на определенных предположениях о механизме деления.

Вследствие этого области применения моделей ограничены, и выводы, которые следуют из них, могут быть разными и даже противоречащими друг другу; тем не менее этот путь является пока, по-видимому, единственно возможным для понимания сложного процесса деления ядер.

При рассмотрении проблемы деления ядер в самом общем аспекте, обращает на себя внимание следующее обстоятельство. Современные представления о механизме деления базируются на экспериментальных результатах, полученных, в основном, для ограниченной области ядер от радия до калифорния. Вместе с тем, деление по своей природе является коллективным процессом, в котором, как принято считать, участвуют все нуклоны ядра, и механизм деления в макроскопическом рассмотрении будет существенно зависеть от соотношения кулоновских и ядерных сил (в модели жидкой капли от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  /. С этой

точки зрения исследованная область ядер оказывается ограниченной, параметр  $\frac{Z^2}{A}$  находится в пределах 34-38, и тот факт, что эта область не была существенно расширена до последнего времени, объясняется уже большими экспериментальными трудностями.

Действительно, процесс деления оказывается энергетически выгодным для всех ядер с  $\frac{Z^2}{A} > 18$ . Однако спонтанное деление, или деление при захвате тепловых нейтронов наблюдается, как известно, лишь для достаточно тяжелых ядер  $\frac{Z^2}{A} > 35$ . С другой стороны самым тяжелым ядром, спонтанное деление которого в настоящее время хорошо изучено, является  $^{252}\text{Cf}$  ( $\frac{Z^2}{A} = 38,1$ ), а синтез ядер тяжелее калифорния оказывается очень затруднительным из-за низкого сечения их образования. Необходимо отметить также, что, хотя из опытов на тепловых нейтронах была получена большая и важная информация о различных аспектах процесса деления, интерпретация экспериментальных данных оказывается в ряде случаев трудной даже в хорошо изученной области ядер. Это связано с тем, что на общие закономерности коллективного движения ядра накладываются эффекты, связанные с образованием ядерных оболочек в процессе деформации. Учет влияния оболочечной структуры ядер в процессе деления весьма сложен, а между тем при анализе опытных данных мы неизбежно сталкиваемся с этой проблемой.

Вместе с тем экспериментально установлено, что с ростом энергии возбуждения делящегося ядра оболочечные эффекты проявляются слабее и практически исчезают при энергии возбуждения  $E \geq 50$  мэв. [4] Кажется, что это обстоятельство должно значительно облегчить интерпретацию опытных результатов.

Здесь, однако, следует иметь в виду, что свойства ядер в основном и возбужденном состояниях могут быть существенно разными и поэтому данные, полученные при высокой энергии возбуждения, не могут во всех случаях непосредственно использоваться для объяснения процесса деления вблизи основного состояния ядра.

Для исследования деления ядер в высоко возбужденных состояниях наиболее удобными являются реакции, протекающие с образованием составного ядра. Однако, если в качестве бомбардирующих частиц используются легкие ядра (нейтроны, протоны, дейтроны), то при достаточно высокой энергии с процессом образования составного ядра сильно конкурируют другие каналы реакции, что вносит большую неопределенность в экспериментальные результаты. Примером этому являются реакции под действием протонов высокой энергии ( $E_p \geq 100$  мэв), где в результате нуклонного каскада на первой стадии процесса деление испытывает целая группа ядер в большом диапазоне  $Z$  и  $A$  и с широким спектром энергии возбуждения.

Нам представляется, что в исследованиях деления возбужденных ядер большую роль могут сыграть реакции под действием тяжелых ионов ( $A_i \geq 10$ ). Первые эксперименты с тяжелыми ионами показали, что эти реакции могут успешно использоваться для количественного изучения деления ядер в широкой области  $Z$  и  $A$  с энергией возбуждения до 100 мэв. [5-9] В настоящее время с помощью ускоренных тяжелых ионов можно исследовать деление ядер в диапазоне  $\frac{Z^2}{A}$  от 25 до 44, и эта область может быть, в принципе, еще более расширена.

Естественно, что сечение деления для столь широкого диапазона ядер меняется в больших пределах, и с процессом деления конкурируют другие каналы распада возбужденного составного ядра. Однако в реакциях с тяжелыми ионами составное ядро является, как правило, нейтронно-дефицитным, и канал деления полностью преобладает уже для всех возбужденных ядер с  $\frac{Z^2}{A} > 36$ . С этой точки зрения продвижение в область тяжелых ядер кажется целесообразным, так как в этом случае деление всегда является практически единственным способом распада возбужденных ядер.

Это обстоятельство в основном и определило области исследования настоящей работы.

Первая глава посвящена вопросам поведения ядра вблизи вершины потенциального барьера, преодолеваемого в процессе деления. В реакциях с участием ускоренных ионов от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$  исследовалась большая группа делящихся ядер от  $Z = 85$  до  $Z = 110$ . Результаты этих опытов [10, 11] вместе с ранее полученными данными в реакциях с дейтронами и  $\alpha$ -частицами [12] дают представление о характере коллективного движения ядра вблизи седловой точки. Проводится сравнение экспериментальных значений эффективных моментов инерции ядер в седловой точке с теоретическими расчетами в модели жидкой капли.

Из зависимости момента инерции в седловой точке от  $\frac{Z^2}{A}$  определяется критическое значение параметра -  $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{крит.}}$  - соответствующего границе устойчивости ядер по отношению к делению.

Во второй главе рассматриваются вопросы, связанные с механизмом разделения ядра на два осколка. Описываются опыты

и приведены результаты по массовым распределениям осколков деления, [13-15] а также данные по флуктуациям массы и заряда осколков (изотопные и изобарные распределения осколков) при делении тяжелых ядер от  $Z = 83$  до 110 [16, 17]

Полученные зависимости используются для проверки основных предположений статистических моделей деления; сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет сделать ряд качественных заключений о процессах, протекающих в конечной стадии движения ядра - вблизи точки разрыва.

В третьей главе рассматривается деление тяжелого ядра на три осколка. [18] Относительно большая вероятность распада возбужденного ядра на три части при взаимодействии ядер урана с ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  объясняется нами механизмом "каскадного деления", при котором начальное ядро испытывает сильно асимметричное двойное деление с последующим делением тяжелого осколка. [19]

Четвертая глава посвящена синтезу изотопов и элементов, далеких от известной области стабильности. В данном случае деление тяжелых ядер рассматривается как метод синтеза изотопов, [20, 21] обладающих большим избытком нейтронов. Проводится сравнение с другими методами получения нейтронно-избыточных ядер. Отдельно рассматривается вопрос синтеза изотопов в предполагаемой области стабильности сверхтяжелых ядер. [22]

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [10-11], [13-22] и были доложены на Гордонской конференции (США, 1966), Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1966), Международном симпозиуме по структуре ядра (Токио, 1967), Всесоюзных XVIII и XIX совещаниях по ядерной спектроскопии, Международном симпозиуме по структуре

ядра (Дубна, 1968). Обзорные доклады по теме диссертации представлены на Международный симпозиум по физике и химии деления (Вена, 1969) и Европейскую конференцию по взаимодействию сложных ядер при высокой энергии (Франция, 1969)

Ниже приводится краткое содержание глав диссертации и даны основные выводы.

## ГЛАВА I

Согласно современным представлениям, в процессе деления ядро проходит через выделенное состояние — седловую точку, соответствующую вершине барьера деления. Предполагается, что в седловой точке ядро находится в состоянии термодинамического равновесия, и данное состояние является по-существу начальным для всего дальнейшего пути разделения.

Если такая ситуация имеет место, то, согласно статистической теории, угловое распределение осколков однозначно связано с эффективным моментом инерции  $\mathcal{J}_{эфф}$ , характеризующим форму ядра в седловой точке, [23, 24]

$$\frac{1}{\mathcal{J}_{эфф}} = \frac{1}{\mathcal{J}_{||}} - \frac{1}{\mathcal{J}_{\perp}}$$

где  $\mathcal{J}_{||}$  — момент инерции ядра относительно оси симметрии (совпадающей с направлением деления),

$\mathcal{J}_{\perp}$  — момент инерции относительно оси, перпендикулярной направлению деления.

В качестве предмета исследования были выбраны ядра в области  $Z$  от 86 до 110, образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$  в интервале энергии возбуждения от 35 до 100 мэв.

Угловое распределение осколков деления может быть представлено в виде: [10]

$$\frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} \exp\left(-\frac{\ell^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right)}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} \exp\left(-\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right)}$$

где  $K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} \mathcal{J}_{эфф} T$  — полуширина распределения проекции момента количества движения начального ядра на ось деления,  $I_0$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $T$  — температура ядра,  $\sigma_{\ell} = (2\ell+1) T_{\ell}$  — парциальные сечения образования составного ядра с данным угловым моментом  $\ell$ . Для определения

эффективных моментов инерции вблизи вершины барьера деления из данных по угловым распределениям осколков были поставлены специальные опыты по измерению угловых распределений упруго рассеянных ионов, которые использовались для расчета  $\epsilon_0$  в каждом конкретном случае.

Результаты измерений представлены в таблице I. Зависимость  $\mathcal{J}_{эфф}$  от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  приведена на рис. I. (На рис. дано отношение  $\mathcal{J}_{эфф}/\mathcal{J}_{сф}$ , где  $\mathcal{J}_{сф}$  - твердотельный момент инерции сферического ядра, масса которого равна массе рассматриваемого ядра).

Из сравнения результатов при различной энергии бомбардирующих частиц и экспериментальных данных, полученных ранее в области низких энергий возбуждения в реакциях с дейтронами и  $\alpha$  - частицами [12], следует, что в диапазоне изменения энергии возбуждения от 15 до 100 мэв и углового момента ядра от 10 до 60  $\hbar$  величина  $\mathcal{J}_{эфф}$  в пределах экспериментальной точности остается неизменной и является лишь функцией параметра  $\frac{Z^2}{A}$ .

Интересно сопоставить экспериментальные данные с расчетами седловой деформации ядер в рамках классической капельной модели ядра.

При сравнении с опытом обнаруживается весьма существенное расхождение для больших  $\frac{Z^2}{A}$ , что указывает на малую деформацию ядер в седловой точке по сравнению с формой, полученной в расчетах по капельной модели (кривая а, рис. I). Однако это разногласие практически полностью устраняется, если (по-прежнему в рамках модели жидкой капли) правильно учесть распределение плотности нуклонов в ядре и ввести в расчет  $\mathcal{J}_{эфф}$  зависимость поверхностного натяжения от кривизны

ТАБЛИЦА 1

Реакция	$\frac{Z^2}{A}$	$E^*$ мэв	L	$K_0^2$	$\frac{\mathcal{J}_{эфф}}{\mathcal{J}_{сф}}$
$^{197}\text{Au} + ^{14}\text{N}$	35,1	58	42,3	127	$1,25 \pm 0,12$
		65	50,6	145	$1,30 \pm 0,13$
$^{209}\text{Bi} + ^{12}\text{C}$	35,8	36	28,5	106	$1,23 \pm 0,13$
$^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$	36,2	75	57,0	153	$1,12 \pm 0,10$
		93	67,5	174	$1,11 \pm 0,10$
$^{209}\text{Bi} + ^{16}\text{O}$	36,8	35	35,	216	$0,62 \pm 0,07$
		51	56,	249	$0,64 \pm 0,07$
		71	67	261	$0,70 \pm 0,07$
$^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$	39,4	60	52	385	$0,50 \pm 0,05$
$^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$	43,5	70	92	1500	$0,10 \pm 0,03$

$E^*$  - энергия возбуждения ядра в седловой точке

L - параметр, характеризующий распределение составных ядер по угловому моменту

$K_0^2$  - средний квадрат проекции углового момента ядра на ось деления.

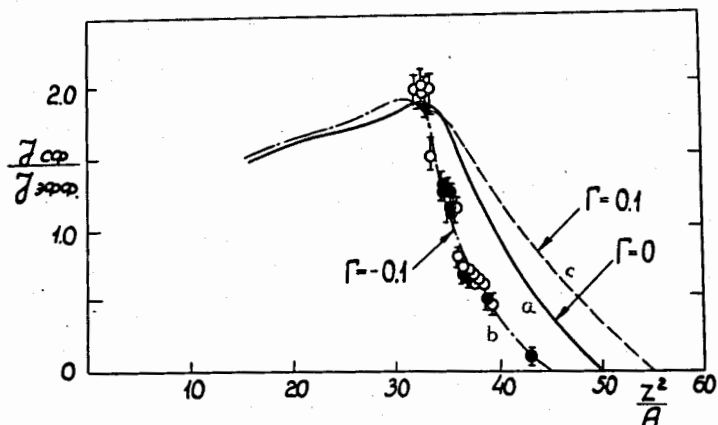


Рис. 1. Зависимость отношения  $\frac{\sigma_{\text{сф}}}{\sigma_{\text{эфф}}}$  от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  возбужденного составного ядра. Черные точки - данные настоящей работы, открытые кружки - результаты измерений в реакциях с дейтронами и  $\alpha$ -частицами [12]. Сплошная кривая (а) - расчет в модели жидкой капли для ядра с резкой границей, кривые b, c - для ядра с диффузной границей.

диффузной (эффективной) поверхности ядра [25] (см. кривая b рис.1).

Согласие подобного расчета с экспериментальными данными является, с нашей точки зрения, важным обстоятельством, и свидетельствует о том, что капельная модель является хорошим приближением при расчете потенциальной энергии и ядерной конфигурации в седловой точке для всей области исследованных ядер. x) Наряду с этим, из совокупности данных, полученных в реакциях с различными ионами и при разной энергии возбуждения, следует, что предположение о статистическом равновесии ядра вблизи вершины барьера деления выполняется с высокой точностью для высоко возбужденных ядер с  $\frac{Z^2}{A}$  вплоть до 43,5.

Отметим, что крайняя точка  $\frac{Z^2}{A} = 43,5$  (рис.1), полученная из углового распределения ядер  $^{140}\text{La}$  при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$ , соответствует значению  $\frac{\sigma_{\text{сф}}}{\sigma_{\text{эфф}}} = 0,1$ . Благодаря этому, непосредственно из опытных данных можно определить достаточно точно основной параметр капельной модели  $(\frac{Z^2}{A})_{\text{крит.}}$ , соответствующей пределу стабильности ядра по отношению к делению на два осколка. Экстраполяция  $\frac{1}{\sigma_{\text{эфф}}} \rightarrow 0$  (сферическая форма ядра в седловой точке) дает  $(\frac{Z^2}{A})_{\text{крит.}} = 46 \pm 1$  (в классической модели жидкой капли  $(\frac{Z^2}{A})_{\text{крит.}} = 50$ .12).

X/ При определении потенциальной энергии деформированного ядра в модели жидкой капли не учитывается внутренняя структура, обусловленная неоднородностями в распределении нуклонов (ядерные оболочки). Оценки показывают, однако, что для всей области изученных нами ядер оболочечная поправка к жидкокапельной энергии деформации практически не влияет на величину деформации, соответствующую экстремуму потенциальной энергии ядра.



Выше показано, что основные характеристики ядра в квази-стационарном состоянии вблизи вершины барьера могут быть определены достаточно точно. Дальнейшее движение ядра от седла до точки разрыва является весьма сложным, и сведения о нем могут быть получены лишь в начальный момент (вершина барьера) и в самой конечной стадии (разделение на два осколка). В этих условиях зарядовые и массовые распределения осколков, суммарная кинетическая энергия и флуктуация кинетической энергии осколков исчерпывают, по-существу, данные, отражающие механизм деления.

Очевидно, что для сложной ядерной системы со многими степенями свободы, испытывающей коренную перестройку при делении, этих данных явно недостаточно. Поэтому для описания явления применяется та или иная модель, в которой принимается заранее определенная закономерность развития процесса.

В начальной стадии процесса — вблизи вершины барьера деления — состояния возбужденного ядра характеризуются медленными изменениями деформации по отношению к характерным временам обмена энергии между различными степенями свободы. При дальнейшем движении к точке разрыва скорость изменения деформации будет возрастать. Предполагается, однако, что по всему пути движения от седла до момента разрыва это изменение деформации будет происходить медленнее по сравнению с характерным временем ядерной релаксации. Это позволяет представить ядро как изолированную систему, находящуюся в термодинамическом равновесии на всех этапах движения от седла до точки разрыва [26]. Тогда весь процесс можно рассматривать на самом

последнем этапе — в точке разрыва, и применить методы статистической теории для описания основных закономерностей деления.

В применении к делению из возбужденных состояний такой подход кажется оправданным из общих соображений, поэтому экспериментальная проверка применимости статистической теории в этом случае является принципиальной.

Необходимо отметить, что с помощью статистической модели были объяснены некоторые экспериментальные данные [7,8,27] при делении возбужденных ядер. Однако, до последнего времени систематически исследовался лишь ограниченный круг легких ядер с  $\frac{Z^2}{A}$  от 31 до 35.

Ниже будут кратко представлены основные результаты опытов по измерению массовых и зарядовых распределений осколков деления для ядер с  $\frac{Z^2}{A}$  от 34,5 до 43,5 в широком интервале энергий возбуждения.

При облучении  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{238}\text{U}$  ускоренными ионами от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$  радиохимическим методом выделялись осколки в широкой области масс от 90 до 210.

В дальнейшем с помощью  $\text{Ge(Li)}\gamma$ -спектрометра измерялась  $\gamma$ -радиоактивность осколков, полученный спектр обрабатывался с целью идентификации изотопов и определения их выхода по известным  $\gamma$ -переходам, соответствующим данным ядрам. Для идентификации  $\alpha$ -радиоактивных осколков деления использовался  $\text{Si(Au)}$ -поверхностно-барьерный  $\alpha$ -спектрометр.

I. Было найдено, что для всех исследуемых ядер массовое распределение осколков деления хорошо описывается гауссовским распределением:

$$P(A_f) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp - \frac{(A_f - \frac{A_0}{2})^2}{2\sigma^2},$$

где  $A_0$  - масса делящегося ядра.

Зависимость параметра ширины массового распределения от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  для ядер с энергией возбуждения  $\sim 100$  мэв представлена на рис.2.

2. Для измерения зарядового распределения осколков деления /флуктуация заряда осколков фиксированной массы/ применялась методика поэлементного выделения осколков в широкой области масс ядер, и полученные выходы изотопов использовались для построения изобарных и изотопных распределений. Из опытов следует, что выходы изобаров с  $Z$ , отличных от наиболее вероятного значения  $Z_p$ , описываются гауссовской кривой:

$$W(z-z_p) = \frac{1}{(2\pi\sigma_z^2)^{1/2}} \exp - \frac{(z-z_p)^2}{2\sigma_z^2}.$$

Зависимости дисперсии заряда осколков от параметра  $\frac{Z^2}{A}$ , энергии возбуждения и асимметрии разделения возбужденных ядер представлены на рис.3 (а,б,в.)

3. Для широкой области делящихся ядер при различной энергии возбуждения было измерено также угловое распределение и среднее число нейтронов  $-\bar{\nu}$ , возникающих при делении. Экспериментальные данные для различных реакций представлены в таблице II.

Проведено сравнение экспериментальных данных по массовым и зарядовым распределениям осколков с предсказанием статистических моделей деления ядер. В рамках статистической модели вероятность деления возбужденного ядра с данным отношением масс осколков определяется как:

$$P(\bar{\delta}_f) \sim \exp - \left[ \frac{(A_f - \bar{A}_f)^2}{\bar{A}_f^2 \langle \Delta \delta^2 \rangle} \right],$$

$$\text{где } \bar{A}_f = \frac{A_0}{2} \quad \langle \Delta \delta^2 \rangle = T \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial \delta^2} \right]_{A_f = \bar{A}}^{-1}.$$

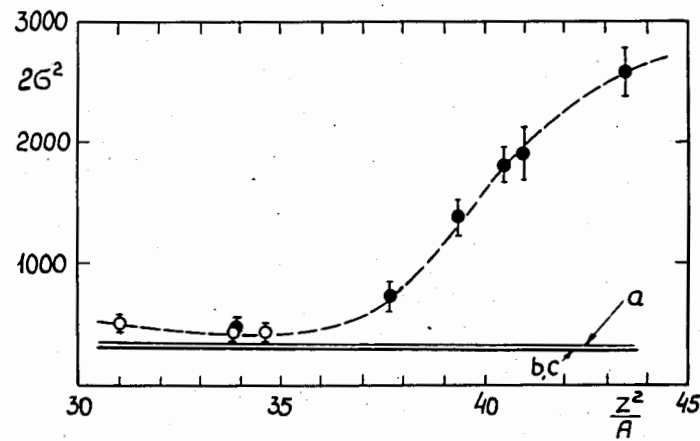


Рис. 2. Зависимость ширины массового распределения осколков от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$ . Черные точки - данные настоящей работы, кружки - результаты полученных при делении легких ядер в реакциях с тяжелыми ионами [27]. Кривые a, b, c - результаты расчетов в рамках статистической модели деления [28] с использованием различных формул для масс ядер: (a) - формула Камерона [29] (b) - формула Грина [30], (c) - Майерса и Святецкого [31].

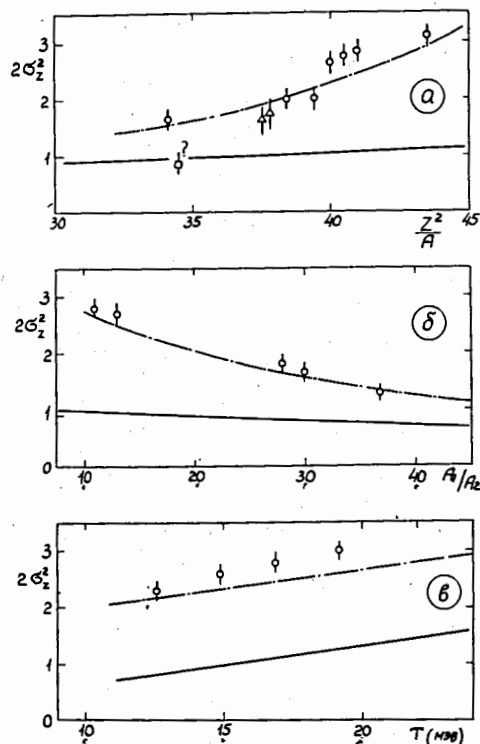


Рис. 3. Зависимость ширины зарядового распределения осколков от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  (а), асимметрии разделения (б) и температуры (в) при делении ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Сплошные линии - данные расчета флуктуации заряда осколков в статистической модели деления [28], штрих-пунктирные линии - учет дополнительной флуктуации заряда, связанной с конечным размером шейки в момент разрыва. Экспериментальные точки: кружки - данные настоящей работы, квадрат и треугольники - результаты работ [7, 32].

ТАБЛИЦА 2

Реакция	$\frac{Z^2}{A}$	$E^*$ мэВ	$\bar{\nu}$
$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$	35,5	88	$9,8 \pm 1,0$
$^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$	36,2	109	$11,5 \pm 1,0$
$^{209}\text{Bi} + ^{16}\text{O}$	36,8	74	$10,5 \pm 1,0$
$^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$	37,4	97	$11,0 \pm 1,0$
$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$	38,4	45	$8,5 \pm 1,0$
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	40,0	105	$14,0 \pm 1,2$
$^{209}\text{Bi} + ^{40}\text{Ar}$	41,0	105	$13,0 \pm 1,5$

Дисперсия заряда осколков с массой  $A_f$  представляется простым выражением: /28/

$$\sigma_z^2 \sim T \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right]_{z=z_p}^{-1} \approx \frac{A_0 T}{16\beta}$$

где  $T$  - температура ядра и  $\beta$  - коэфф. в массовой формуле /типа формулы Вайцзеккера/ при энергии симметрии ядра

$$\epsilon_{сим} = \beta \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

Сплошные кривые на рис. 2 и 3 /а, б, в/ представляют расчет, проведенный в рамках статистической модели. При  $\frac{Z^2}{A} > 37$  наблюдается сильное противоречие экспериментальных данных с предсказаниями модели, которое проявляется практически во всех измеряемых зависимостях массовых и зарядовых распределений осколков. Отметим, что эти разногласия не могут быть устранены никакими вариациями параметров расчета в разумных пределах.

Суть разногласий экспериментальных данных с предсказаниями статистической модели заключается, как нам кажется, в том, что сделаны в ряде случаев неоправданные предположения о механизме процесса деления. Существование статистического равновесия для возбужденного ядра в точке разрыва, которое используется для расчета потенциальной энергии ядра, а затем и всех других величин, кажется сомнительным по следующим причинам:

В применении к распределениям масс осколков деления статистическое описание справедливо, как нам кажется, лишь в том случае, если характерное время асимметричных колебаний системы при спуске с седловой точки существенно меньше времени изменения деформации [32]  $1/\tau_{ДЕФ} \gg \tau_{КОЛ.}^{ас.}$ . Вместе с

тем скорость изменения деформации ядра минимальна на вершине барьера деления и максимальна вблизи точки разрыва; в последнем случае оценки показывают, что рост деформации происходит настолько быстро, что процесс движения уже нельзя рассматривать как квазиравновесный. Это обстоятельство противоречит предположениям статистической модели деления.

Для разных значений  $\frac{Z^2}{A}$  стартовые фигуры /седловая точка/ могут быть существенно разными /рис.1/, поэтому различным будет и число ядерных конфигураций на всем пути до точки разрыва. Если учесть ускоренный характер движения, то следует предположить, что основную часть времени ядро имеет деформацию, сильно отличающуюся от фигур в точке разрыва. Это означает, что судьба разделения решается значительно раньше момента, когда ядро уже близко к форме двух индивидуальных осколков. В процессе изменения деформации каждая из фигур характеризуется определенной устойчивостью  $C(\frac{Z^2}{A})$  по отношению к асимметричным вариациям формы [33]. При таком рассмотрении флуктуация массы и заряда осколков будет зависеть от скорости изменения деформации и от начальной формы ядра. Точный расчет представляет определенные трудности, однако, интересно указать два предельных случая, для которых спектр масс осколков может быть рассчитан достаточно точно.

а/ Процесс спуска с седла происходит настолько быстро, что  $\tau_{ДЕФ} < \tau_{КОЛ.}^{ас.}$ . Тогда массовое распределение определяется в основном седловой конфигурацией ядра и описывается гауссовским распределением с дисперсией, рассчитываемой с помощью значений  $C(\frac{Z^2}{A})$  в седловой точке [33];

б/ процесс протекает настолько медленно, что в каждый момент времени устанавливается статистическое равновесие ( $\tau_{\text{ДЕР}} \gg \tau_{\text{КОЛ}}^{\text{АС}}$ ), и система занимает положение, соответствующее минимуму ее потенциальной энергии. Тогда массовое распределение определяется устойчивостью ядра по отношению к асимметричным вариациям формы в точке разрыва /статистическая модель деления/.

Зависимость  $\sigma^2(\frac{Z^2}{A})$  для двух этих случаев представлена на рис.4. Экспериментальные точки занимают некоторое промежуточное значение между рассчитанными кривыми, и это свидетельствует о том, что вероятность различных способов деления возбужденных тяжелых ядер определяется всей историей развития процесса от седла до точки разрыва.

Количественное сравнение с опытными данными может быть получено лишь на основе динамических расчетов, которые в настоящее время связаны с большими трудностями.

Наблюдаемое согласие экспериментальных значений  $\sigma^2$  с расчетами в статистической модели деления для легких ядер  $\frac{Z^2}{A} = 31-34$  объясняется тем, что в этой области форма ядра мало меняется от седла к точке разрыва. Поэтому массовое распределение осколков, независимо от предположений о характере движения, оказывается практически одинаковым /достаточно выполнения условия статистического равновесия системы в седловой точке/.

В отличие от массового распределения осколков, процесс распределения заряда между будущими осколками можно, по-видимому, рассматривать как процесс квазиравновесный, так как время движения от седла к точке разрыва оказывается существенно большим характерного времени дипольных колебаний ядра ( $\tau_{\text{ДЕР}} \gg \tau_{\text{ДИП. КОЛ.}}$ )

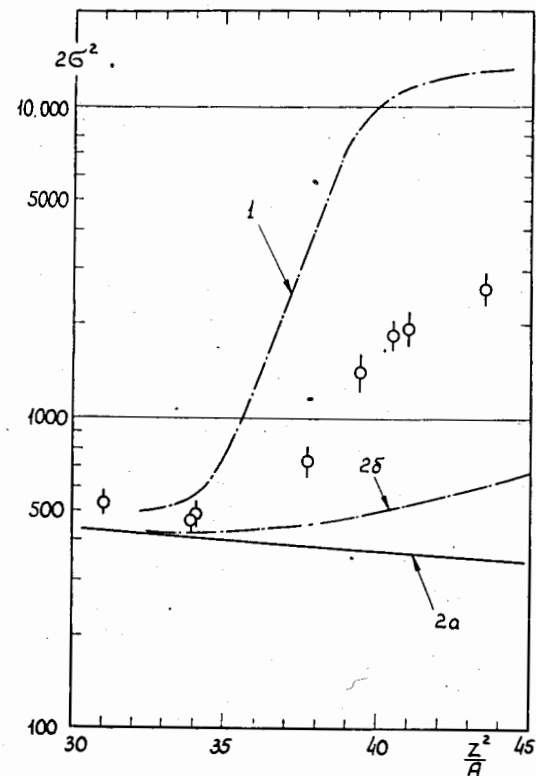


Рис. 4. Зависимость ширины массового распределения осколков деления от параметра  $\frac{Z^2}{A}$ , рассчитанная в предположениях:

1 - массовая дисперсия осколков определяется целиком устойчивостью седловых фигур к асимметричным вариациям формы,

2 - массовое распределение определяется устойчивостью конфигурации в точке разрыва,

2а - зависимость  $\sigma^2$  от  $\frac{Z^2}{A}$  в статистической модели деления, 2б - учет дополнительной дисперсии массы осколков, связанной с возможной флуктуацией линии разрыва.

Вследствие этого, как нам кажется, получено хорошее согласие экспериментальной зависимости наиболее вероятного заряда от массы осколка с гипотезой распределения заряда осколков из условия минимума потенциальной энергии системы в точке разрыва /рис.5/. Тогда разногласие между теоретическими и экспериментальными данными флуктуации заряда осколков должно объясняться иными причинами.

Нам представляется, что наблюдаемые зависимости  $\epsilon_z^2$  от параметра  $\frac{Z^2}{A}$ , энергии возбуждения и асимметрии деления могут найти объяснение, если учитывать конечный размер рвущейся шейки.

Нуклоны, находящиеся в шейке в районе плоскости разрыва, распределяются случайным образом между осколками, вследствие чего появляется дополнительная дисперсия заряда осколков относительно наиболее вероятных значений. Принимая во внимание это обстоятельство, можно представить полную дисперсию заряда осколков в виде суммы:

$$\epsilon_z^2 = (\epsilon_z^2)_T + (\epsilon_z^2)_{\text{РАЗР.}}$$

где  $(\epsilon_z^2)_T$  - температурная флуктуация заряда осколка, определяемая в статистической модели деления. На основе данных представлений проведен расчет  $\epsilon_z^2$  для всех исследуемых нами ядер. Результаты расчетов приведены на рис.3 а, б, в /пунктирные кривые/.

Показано, что расчет правильно передает, в общих чертах, характер изменения зарядовой дисперсии от  $\frac{Z^2}{A}$ , энергии возбуждения и асимметрии разделения начального ядра.

Более детальное рассмотрение требует дальнейшего развития теории деления.

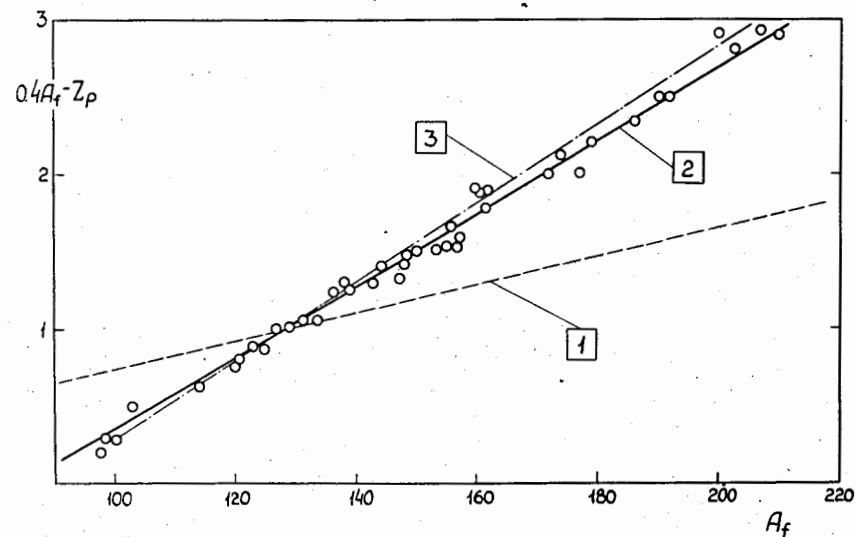


Рис. 5. Зависимость наиболее вероятного заряда от массы осколков, образующихся в реакции  $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$ . Линии соответствуют предсказаниям различных гипотез распределения зарядов осколков:  
 1 - равная плотность зарядов,  
 2 - равное смещение зарядов [30],  
 3 - распределение зарядов осколков из условия минимума потенциальной энергии ядра в точке разрыва [28].

Одним из важных и интересных вопросов при изучении распада тяжелых ядер является деление на три осколка.

Известно, что при вынужденном делении  $^{236}\text{U}$  и спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  примерно в  $\frac{1}{400}$  доле случаев наблюдается распад ядра на три части с образованием двух осколков и  $\alpha$ -частицы. Дальнейшее изучение тройного деления ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $\text{Pu}$  и  $^{252}\text{Cf}$  показало, что наряду с  $^4\text{He}$  в процессе деления возможно образование более тяжелых ядер  $^6,8\text{He}$ ,  $^7,8,9,10\text{Li}$ ,  $^9,10,11\text{Be}$ ,  $^{11,13,15}\text{B}$ ,  $^{12-16}\text{C}$  и т.д. [34-36]

Однако, с ростом массы третьей частицы вероятность тройного деления резко уменьшается, и в случае образования ядер с  $Z > 8$  сечения оказывается равным  $\sim 10^{-8}$  от полного сечения деления начального ядра. Экстраполяция известных данных в области более тяжелых масс третьей частицы дает относительную вероятность процесса тройного деления с образованием ядра  $A \geq 40$  уже  $10^{-13} - 10^{-14}$  от сечения двойного деления.

Вместе с тем механизм деления ядра на три осколка примерно равной массы может быть совершенно иным. В работе [37] в рамках модели жидкой капли рассчитывались равновесные формы ядер в седловой точке и было показано, что наряду с обычной формой с одной шейкой возможны более сложные конфигурации - с двумя шейками, которые, в принципе, могут приводить к делению на три осколка. Потенциальная энергия ядра, соответствующая этим сложным конфигурациям, оказывается, однако, существенно выше энергии ядра с одной шейкой, и это, конечно, должно явиться причиной очень малой вероятности тройного деления. x/

x/ Здесь и далее под тройным делением подразумевается деление на три осколка примерно равной массы.

Попытки экспериментального наблюдения деления ядер на три осколка давали до последнего времени лишь верхнюю границу сечения тройного деления.

Нами исследовалось деление возбужденных ядер на три осколка при облучении  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ .

Регистрация событий деления на три осколка производилась с помощью поверхностно-барьерных кремниевых детекторов, включенных в быстро-медленную схему тройных совпадений /рис.6/.

В работе измерены спектры кинетических энергий осколков тройного деления, образующихся при облучении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ . На рис.7 приведены отношения сечений тройного деления к двойному ( $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$ ) в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра. Экспериментальные точки представляют все известные в настоящее время данные по делению ядер на три осколка в реакциях с тяжелыми ионами [18,38,39]. Для объяснения полученных результатов рассмотрим кратко возможный механизм деления тяжелого ядра на три осколка.

Как показано было ранее, при измерении массовых распределений осколков деления, возбужденное составное ядро испытывает в определенной доле случаев сильно асимметричное деление, вклад которого быстро растет с ростом энергии возбуждения и параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$ . Если энергия возбуждения тяжелого осколка выше его барьера деления, то принципиально он может, в свою очередь, разделиться еще раз на два осколка. В результате этого процесса первоначальное составное ядро окажется разделившимся на три части. Следует отметить, что при делении

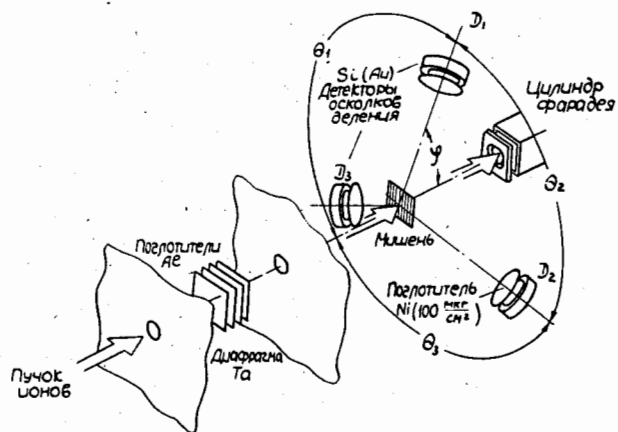


Рис. 6. Схема опытов для регистрации деления ядер на три осколка.

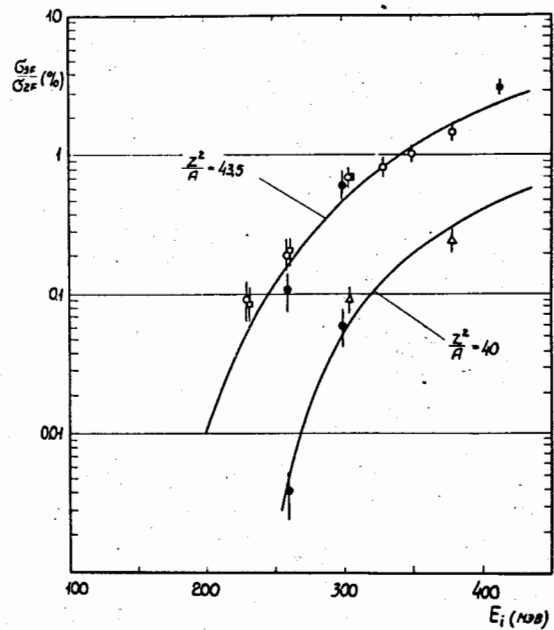


Рис. 7. Сечения тройного деления ядер по отношению к двойному при облучении  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$ .

Экспериментальные точки представляют данные работ [18, 38, 39].



исходного ядра и при делении тяжелого осколка мы имеем дело с обычным двойным делением при больших энергиях возбуждения. Такой процесс условно назовем "каскадным делением". [19]

Для ядра с заданной энергией возбуждения  $E$  вероятность "каскадного деления" может быть представлена в виде:

$$P_{3f} \sim \sum_{A_f, Z_f} P_E(A_f, Z_f) W_E(A_f, Z_f),$$

где  $P_E(A_f, Z_f)$  - относительный выход тяжелого осколка ( $Z_f, A_f$ ) с энергией возбуждения  $E_f$

$W_E(A_f, Z_f)$  - вероятность деления этого осколка.

Функция  $P_E(A_f, Z_f)$  может быть найдена из массовых и зарядовых распределений осколков деления, полученных ранее /см. главу II/.

Вероятность  $W_E(A_f, Z_f)$  определяется конкуренцией двух процессов - деления и испарения нейтронов ( $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ ) - которая, в свою очередь, является функцией параметра делимости ( $\frac{Z^2}{A}$ )<sub>f</sub> и энергии возбуждения -  $E_f$  делящегося осколка.

Основываясь на данных представлениях, можно рассчитать отношение  $\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}}$  для различных реакций в зависимости от энергии возбуждения делящихся ядер. Сплошные кривые на рис. 7, соответствующие данному расчету, хорошо согласуются с экспериментальными точками. Отметим, что на первой ступени процесса - деление составного ядра - с ростом массы тяжелого осколка выход его существенно уменьшается, в то время как вероятность деления значительно возрастает. Расчеты показывают, что для реакций  $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 3f)$  и  $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, 3f)$  вероятность "каскадного" деления максимальна, когда образуются три осколка с массами, не сильно отличающимися друг от друга. Это качественно согласуется со спектрами кинетических энергий осколков, измеренными для этих реакций.

Таким образом, из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что основной вклад деления на три осколка для возбужденных ядер с  $\frac{Z^2}{A} \geq 40$  может объясняться механизмом последовательного или каскадного деления, сечение которого быстро растет с увеличением энергии возбуждения и параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$ . Поэтому в реакциях с ионами большей массы, например Kr или Xe, можно предполагать, что сечение "каскадного деления" будет существенно возрастать. Более подробно влияние этого процесса обсуждается в главе IV, в связи с вопросом синтеза сверхтяжелых стабильных элементов в области  $Z = 110-114$ .

При изучении деления возбужденных ядер, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, определенный интерес представляет вопрос о том, каким образом этот процесс может быть использован для синтеза изотопов, находящихся далеко от области стабильности.

Известно, что число стабильных изотопов около 300. Количество радиоактивных ядер, полученных в реакциях различного типа, значительно больше, и составляет в настоящее время около 1500. Эти ядра являются предметом детальных спектроскопических исследований, которые несут важную информацию о свойствах ядерной материи и природе ядерных сил. Отметим однако, что большинство известных радиоактивных изотопов находится, как правило, вблизи области стабильности, то есть соотношение протонов и нейтронов в этих ядрах близко к тому, что соответствует стабильным изотопам. Наибольший интерес в настоящее время представляет изучение свойств ядер, удаленных по возможности дальше от стабильной области, где в силу значительного изменения соотношения кулоновских и ядерных сил можно ожидать качественно новые проявления свойств ядерной материи (новые области стабильности, деформации, изометрии ядер, новые типы распада и т.д.)

На рисунке 8 условно представлена карта известных изотопов. Черные точки соответствуют стабильным ядрам ( $\tau_{1/2} > 10^{16}$  лет), сплошная линия ограничивает область известных изотопов, полученных в различных ядерных реакциях. Пунктирной линией показаны формальные границы стабильности ( $B_n = 0$ ;  $B_p = 0$ ), полученные из теоретических оценок. В диссертации анализируются возможности различных ядерных реакций для синтеза изотопов,

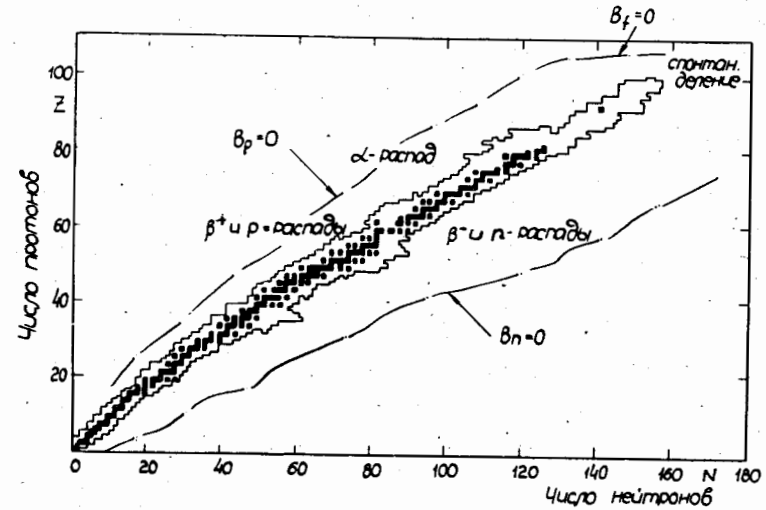


Рис. 8.

максимально удаленных от линии стабильности. Результаты подобного анализа заключаются в следующем. Ядерные реакции, используемые для синтеза нейтронноизбыточных и нейтроннодефицитных изотопов, можно условно разбить на 4 группы.

### 1. Реакции полного слияния с образованием составного ядра.

Этот тип реакций имеет относительно большое сечение и ряд преимуществ, связанных с простотой идентификации полученных изотопов. Ввиду того, что возбуждение ядра снимается, в основном, посредством вылета нейтронов, реакции полного слияния оказываются весьма удобными для получения нейтроннодефицитных изотопов.

В случае использования тяжелых ионов для ядер с  $Z \geq 40$  можно получать изотопы, отстоящие от наиболее стабильного ядра на 15-20 массовых единиц. Отметим, что этим методом были синтезированы ядра, испытывающие протонный распад [40] и большое количество  $\alpha$  - радиоактивных изотопов в области  $Z$  от 50 до 88 [41].

### 2. Реакции неполного слияния.

В отличие от образования составного ядра механизм реакций неполного слияния оказывается, как правило, весьма сложным, в особенности при взаимодействии сложных ядер, где возможен обмен большим комплексом нуклонов. [42, 43] Количество экспериментальных данных здесь, к сожалению, ограничено, поэтому были проведены опыты по изучению закономерностей образования различных изотопов в реакциях типа:  $A_0 (A_i; \pm \nu p, \pm \nu n) A_k$ , где  $A_0$ ,  $A_i$  и  $A_k$  - массы ядер мишени, частицы и конечного продукта. На рис. 9 представлены сечения образования ядер - продуктов реакций многонуклонных передач при облучении  $^{127}_{53}\text{Cs}$  и  $^{139}_{55}\text{La}$  ионами  $^{20}_{10}\text{Ne}$ . Каждая кривая представляет,

по-существу, изотопное распределение элементов, образующихся при передаче заданного числа протонов.

Полная массовая дисперсия продуктов реакции относительно массы ядра мишени оказывается достаточно большой (с сечением  $\sim 10^{-29} \text{ см}^2$  ядро мишени приобретает 8-10, а теряет до 15-17 нуклонов). Однако, с точки зрения получения далеких от линии стабильности изотопов интерес представляет не полная массовая дисперсия, а соотношение протонов и нейтронов в передаваемом комплексе нуклонов и, в конечном итоге, изотопное распределение ядер с данным атомным номером. Если теперь обратить внимание на полученные результаты (рис. 9), то видно, что максимум сечения изотопных распределений соответствует массе, расположенной вблизи наиболее стабильного ядра, а дисперсия по массе при данном  $Z$  невелика. Положение практически не меняется с ростом энергии, и масса бомбардирующей частицы (в интервале от 10 до 40) и во всех случаях дисперсия массы изотопов при данном  $Z$  оказывается существенно меньшей того, что наблюдается для осколков деления.

### 3. Реакции под действием протонов высоких энергий.

Механизм взаимодействия здесь существенно отличается от рассмотренных ранее реакций. На первой стадии процесса в результате быстрого нуклонного каскада образуется большая область ядер с широким спектром энергии возбуждения. Вторая - "медленная" ступень реакции аналогична тому, что имеет место при распаде возбужденного составного ядра. Поскольку возбуждение образовавшихся после нуклонного каскада ядер снимается, в основном, испарением нейтронов, реакции подобного типа являются весьма удобными для синтеза нейтроннодефицитных

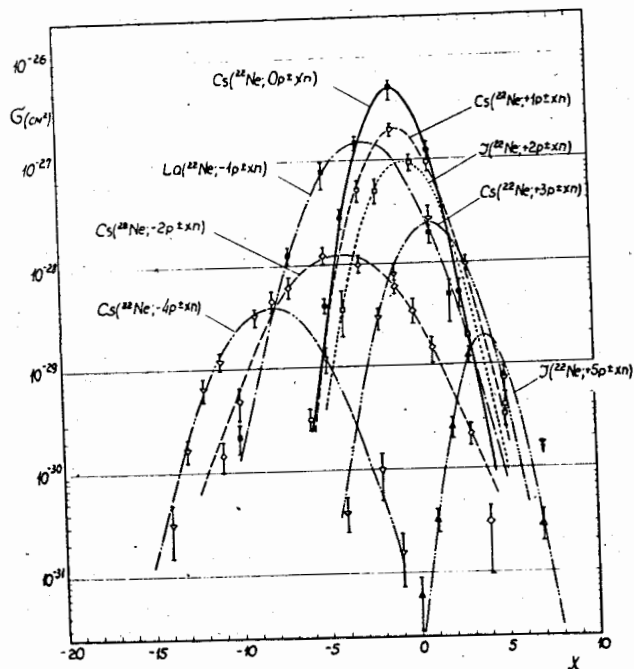


Рис. 9. Выход различных изотопов полученных в реакциях много-  
нуклонных передач (типы реакций указаны на кривых)  
при облучении  $^{127}\text{J}$ ,  $^{133}\text{Cs}$  и  $^{139}\text{La}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$   
с энергией 170 мэв. Кривые, проведенные через экспери-  
ментальные точки, представляют гауссовское распреде-  
ление:

$$P_y(x) \sim \exp - \left[ \frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2} \right]$$

изотопов. [44] Если в качестве мишени используются тяжелые  
ядра - например  $^{238}\text{U}$ , то образовавшиеся возбужденные ядра  
могут испытывать деление. В этом случае образуется большое  
число нейтронноизбыточных осколков, расположенных в средней  
области масс ядер. [45]

#### 4. Деление ядер.

Уже первые опыты по изучению массовых и зарядовых рас-  
пределений осколков при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами  
показали, что эта реакция может быть успешно использована для  
синтеза нейтронноизбыточных изотопов. Реакция имеет большое  
сечение, наиболее вероятная масса осколков соответствует ней-  
тронноизбыточному изотопу, и дисперсия по массе относительно  
наиболее вероятного значения оказывается достаточно большой.  
Естественно, что деление может быть использовано для получения  
изотопов в области масс ядер, ограниченных массовым распреде-  
лением осколков (примерно от  $A = 75$  до  $A = 155$ ). Существенные  
преимущества имеют реакции деления ядер с  $\frac{Z^2}{A} \geq 40$ . Из дан-  
ных, полученных в настоящей работе, следует, что для этих  
ядер при энергии возбуждения  $\geq 50$  мэв массовое распределение  
осколков значительно расширяется, и массовая дисперсия изото-  
пов (изотопное распределение при заданном заряде осколка)  
оказывается значительно большей, чем это имеет место в обла-  
сти U-Pu.

При сравнении различных методов синтеза изотопов можно  
сделать следующие выводы.

Для синтеза нейтронно-дефицитных ядер в широкой области  
масс наиболее эффективными являются реакции под действием  
тяжелых ионов с образованием составного ядра. С помощью этих  
реакций можно получать изотопы ( $Z \geq 40$ ), отстоящие от линии

стабильности на 15–20 массовых единиц. Синтез нейтронно-избыточных изотопов оказывается более сложным.

В области легких ядер ( $Z \leq 20$ ) наиболее эффективным методом синтеза можно считать в настоящее время реакции много-нуклонных передач под действием тяжелых ионов.

В области  $Z$  от 35 до 60 большие возможности для синтеза нейтронноизбыточных ядер имеет реакция деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Здесь можно принципиально получать ядра с избытком нейтронов относительно стабильного изотопа до 15 массовых единиц. [46] Однако, для этой реакции сечение образования изотопов с  $Z > 60$  резко падает, и синтез нейтронно-избыточных изотопов более тяжелых ядер может быть осуществлен только в реакциях с заряженными частицами. Из рис.10, где представлены сечения образования изотопов иода, полученных в различных реакциях с протонами высокой энергии ( $E_p \sim 600$  мэв) и ионами  $^{22}\text{Ne}$ , следует, что наиболее эффективными являются реакции деления урана протонами высокой энергии и тяжелыми ионами. Однако, с ростом  $Z$  осколка сечение его образования в реакции ( $p, f$ ) резко уменьшается, в то время как в реакции деления под действием тяжелых ионов ( $A_i \leq 40$ ) в виду широкого массового распределения осколков можно успешно синтезировать изотопы вплоть до  $Z = 85$ . [16,47]

Наряду с этим рассмотрено образование осколков в изомерных состояниях. Из сравнения изомерных отношений полученных нами в реакциях деления  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 680 мэв и тяжелыми ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  ( $E_i \sim 8 \frac{\text{мэв}}{\text{нуклон}}$ ) для широкой области ядер следует, что выход изомеров в реакции деления под действием тяжелых ионов, вследствие относительно высокого углового момента осколков, оказывается заметно

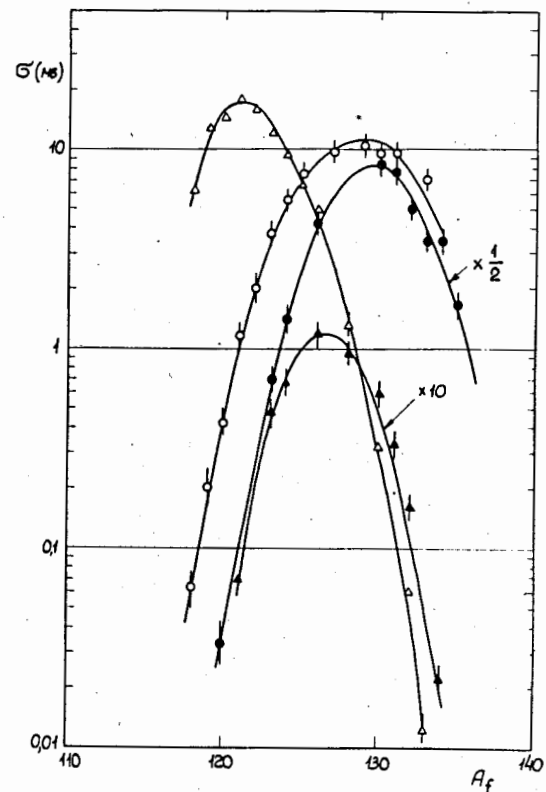


Рис.10. Сечения образования изотопов иода в качестве продуктов ядерных реакций при облучении  $^{139}\text{La}$  протонами 590 мэв - открытые треугольники;  $^{133}\text{Cs}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  170 мэв (реакция -  $2p \pm xn$ ) - черные треугольники;  $^{238}\text{U}$  протонами 590 мэв - открытые кружки, и ионами  $^{22}\text{Ne}$  - 170 мэв - черные точки.

выше, что дает новые возможности синтеза и исследования свойств ядер, далеких от области стабильности, находящихся в изомерных состояниях.

Более значительное продвижение в области нейтронно-избыточных ядер можно ожидать, согласно оценкам, с ростом массы бомбардирующих ионов ( $A_i > 40$ ).

В связи с этим в диссертации рассмотрены некоторые вопросы, связанные с синтезом тяжелых элементов, образующихся в качестве осколков деления в реакциях деления под действием ионов с массой  $\sim 100$ .

Качественно показано, что для синтеза далеких транс-фермиевых элементов деление возбужденных ядер может иметь существенные преимущества перед известными методами синтеза элементов (импульсные потоки нейтронов большой мощности или реакции с образованием составного ядра). [22] Можно ожидать также, что деление ядер будет наиболее эффективным методом синтеза изотопов в предполагаемой новой области стабильности сверхтяжелых нейтроннообогатенных ядер вблизи  $Z = 110-114$  и  $N = 184$ . [48, 49]

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы, которые можно сделать из данной работы, заключаются в следующем.

1. Из экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления и упруго рассеянных ионов получены значения эффективных моментов инерции в седловой точке для большой области возбужденных ядер, образующихся в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами.
2. Показано, что эффективный момент инерции ядра в седловой точке не зависит в пределах экспериментальной точности от способа образования, энергии возбуждения и углового момента делящегося ядра, и является лишь функцией параметра  $\frac{Z^2}{A}$ .
3. Все расчеты  $\mathcal{J}_{эфф}$  проведены в предположении квазистационарности процесса деформации ядра вблизи вершины барьера деления (время нахождения возбужденного ядра в этом состоянии существенно превышает характерное время вращения ядра). Из совокупности экспериментальных данных можно сделать заключение, что это предположение выполняется с хорошей точностью для всех исследованных нами составных ядер с  $\frac{Z^2}{A}$  от 35 до 48,5.
4. Полученная в опытах зависимость эффективного момента инерции от параметра  $\frac{Z^2}{A}$  хорошо согласуется с расчетом, проведенным в рамках модели жидкой капли с учетом зависимости поверхностного натяжения от кривизны диффузной (эффективной) поверхности ядра. Из зависимости  $\mathcal{J}_{эфф}(\frac{Z^2}{A})$  определен параметр  $(\frac{Z^2}{A})_{крит.}$ , соответствующий в модели жидкой капли пределу стабильности ядер по отношению к делению.

5. Измерены массовые и зарядовые распределения осколков при делении возбужденных ядер в интервале  $\frac{Z^2}{A}$  от 34 до 43,5 и в широкой области энергии возбуждения. Показано, что ширина массовых и зарядовых распределений осколков существенно увеличивается с ростом параметра  $\frac{Z^2}{A}$  в области  $\frac{Z^2}{A} > 37$ .
- Из опытных данных следует также зависимость дисперсии заряда осколка от способа разделения ядра. Измерена зависимость ширины зарядового распределения осколков от энергии возбуждения начального ядра.
6. Дано сравнение опытных данных с предсказаниями статистических моделей деления и результатами динамических расчетов, проведенных в рамках определенных предположений. Показано, что в области  $\frac{Z^2}{A} > 37$  экспериментальные результаты существенно отличаются от теоретически предсказанных значений.
7. Дается качественная интерпретация опытных данных. Предполагается, что существенное расширение массового распределения с ростом  $\frac{Z^2}{A}$  связано с нестационарностью процесса коллективной деформации по отношению к асимметричным колебаниям формы возбужденного ядра при движении его от седла к точке разрыва. С другой стороны, для объяснения экспериментальных зависимостей зарядовой дисперсии осколков от асимметрии деления и энергии возбуждения необходимо учитывать процессы, которые могут играть большую роль в самой конечной стадии процесса - в момент разрыва шейки.
8. При облучении  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  обнаружено деление возбужденных ядер на три осколка, примерно, равной массы (тройное деление). Измерена зависимость сечения

тройного деления от энергии возбуждения составного ядра и энергетические спектры осколков тройного деления ядер с  $\frac{Z^2}{A} = 40$  и 43,5.

9. Для объяснения опытных данных по тройному делению предложен механизм "каскадного деления", при котором возбужденное составное ядро испытывает сильно асимметричное двойное деление с последующим делением тяжелого осколка. Расчеты, проведенные в рамках этой модели, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.
10. Рассмотрены возможности реакции деления тяжелых ядер для синтеза изотопов, далеких от области стабильности. Для сравнения с другими методами синтеза экспериментальным путем определены закономерности образования изотопов в реакциях многонуклонных передач под действием ионов  $^{12}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  с различной энергией. Дается анализ существующих способов синтеза изотопов и показано, что в настоящее время реакция деления тяжелых возбужденных ядер открывает новые возможности для получения большого количества нейтронно-избыточных ядер в области  $Z > 65$ .
11. Отдельно рассмотрены вопросы, связанные с получением трансурановых элементов и возможностями синтеза сверхтяжелых ядер в предполагаемой новой области стабильности  $Z > 108$ . Приводятся результаты оценочных расчетов, из которых следует, что реакция деления  $^{238}\text{U}$  ионами с массой более 100 может быть весьма перспективной для синтеза тяжелых изотопов в области  $Z = 90-98$ , а также может явиться уникальным способом искусственного синтеза наиболее стабильных сверхтяжелых ядер в области  $Z = 110 + 114$ .

Литература:

1. O.Hahn, F. Strassmann Naturwiss. 27, 11(1939)
2. L. Meitner, O. Frisch Nature 143, 239(1939)
3. Г.Н.Флеров, К.А.Петржак ЖЭТФ 10, 1013 (1940)
4. L.J. Colby, J.W.Cobble Phys.Rev. 121, 1910(1961)
5. J.P.Unik, J.R.Huizenga Phys.Rev. 139, B90 (1964)
6. В.А.Друин, С.М.Поликанов, Г.Н.Флеров ЖЭТФ 32 1298 (1957)
7. Н.И.Тарантин, Д.Б.Герлит, Л.И.Гусева и др. ЖЭТФ 34, 316 (1958)
8. Н.М.Влаан Phys.Rev. 123, 1356(1962)
9. J.Gilmore, S.G.Thompson, I.Perlman Phys.Rev. 128, 2276(1962)
10. I.Zvara Proc.of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei Univ.of Calif.Press p.389(1963)
11. С.А.Карамян, И.В.Кузнецов, Д.Ц.Оганесян и др. Я.ф. 6, 494 (1967)
12. Yu.Tz.Oganessian Proc.of the Symposium on Nuclear Structure IAEA Vienna 1968.p.489.
13. R.Chaudry, R.Vandenbosch, J.R.Huizenga Phys.Rev. 126, 220(1962)
14. 131, 722(1963), 136, B 1333(1964)
15. С.А.Карамян, Я.Липтак, Д.Ц.Оганесян и др. А.Э. 23, 864 (1967)
16. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Д.Ц.Оганесян и др. Я.ф. 8, 690 (1968)
17. Б.А.Гвоздев, С.А.Карамян, Н.С.Мальцева, Д.Ц.Оганесян и др. Препринт ОИЯИ 13-3771 (1968)
18. И.В.Кузнецов, Н.С.Мальцева, Д.Ц.Оганесян и др. Я.ф. 8, 448 (1968)
19. С.А.Карамян, Д.Ц.Оганесян, Д.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Я.ф. 9, 715 (1969)
20. С.А.Карамян, И.В.Кузнецов, Д.Ц.Оганесян, Д.Э.Пенионжкевич, Я.ф. 5, 959 (1967)
21. Д.А.Музичка, Д.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Я.ф. 6, 306 (1967)
22. G.N.Flerev Nucleonika 12, 1081(1967)
23. G.N.Flerev Proc.of the Intern.Conf.on Nucl.Structure (Токуе 1967) p.VII-A.
24. С.А.Карамян, Д.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ P7-4339 (1969)
25. I.Halpern, V.M.Strutinski Proc.of the Second UN Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (UN Geneva 1958) 15, 408
26. В.М.Струтинский ЖЭТФ 30, 606 (1956), АЭ 2, 508 (1957)
27. В.М.Струтинский ЯФ 2, 821 (1965)
28. P.Feng Phys.Rev. 102, 434 (1956)
29. T.D.Newton Proc.of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River(Ontario 1956)
30. А.В.Игнатюк. ЯФ, 7, 1043 (1968).
31. D.S.Burnett, R.C.Gatti et al. Phys.Rev. F.Flasil, D.S.Burnett, H.C.Britt, S.G.Thompson Phys.Rev. 142, 696 (1966)
32. Г.А.Пик-Пичак, В.М.Струтинский "Физика деления атомных ядер" М.Госатомиздат, 1962.
33. Q.G.W.Cameron Canad.J.Phys. 35, 1021(1957)
34. А.Е.С.Грин Phys.Rev. 95, 1006(1954)
35. W.D.Myers, W.J.Swiatecki Report UCRL-11980(1965)
36. H.A.Wegman, J.A.Powers, J.W.Cobble Phys.Rev. 152, 1008(1966)
37. Б.Т.Гейликман А.Э. 6, 298 (1959)
38. В.М.Струтинский ЖЭТФ 45, 1900 (1963)
39. S.W.Sewer, J.Cerny, R.C.Gatti Phys.Rev. 154, 1193 (1967)
40. В.Н.Андреев, В.Г.Недопекин, В.И.Рогов ЯФ 8, 38 (1968)
41. А.А.Воробьев, В.Т.Грачев и др. Препринт ФТИ АН СССР-167 (1969)
42. В.М.Струтинский. Препринт ИАЭ-408 (1963)
43. R.L.Fleischer, R.V.Price, R.M.Walker, E.L.Hubbard Phys.Rev. 143, 943(1966)
44. V.P. Perelygin, S.P.Tretiakova et al. Preprint JINR E7-4140(1968)
45. V.A.Karnaikhov, G.M.Ter-Akopyan et al. Nucl.Phys. A90, 23(1967)
46. R.D.Macfarlane Ark.für Physik 36, 431 (1966)



42. Г. Кумпф, Е. Донец ЖЭТФ, 44, 799 (1963)
43. W. Grochulski, T. Kwiecinska et al. Proc. of the Third Conf. on Nucl. Reactions between Complex Nuclei, held at Asimolar (Univ. of Calif. Press, 1963)
44. G. Rudstam, S. Sørensen J. Inorg. Nucl. Chem. 28, 3, 771 (1966)
45. A. C. Pappas, E. Hagebo J. Inorg. Chem. 28, 1769 (1966)  
29, 2515 (1967)
46. G. Rudstam Ark. für Fysik 36, 9 (1966)
47. З. Г. Гритченко, Т. П. Макарова, Д. Ц. Оганесян и др. Препринт ОИИИ Р7-4387 (1969)
48. Д. А. Музычка, В. В. Пашкевич, В. М. Стругинский ЯФ 8, 716 (1968)
49. S. G. Nilsson et al. Nucl. Phys. A115, 545 (1968)

Рукопись поступила в издательский  
отдел 16 июня 1969 года.