

**ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ИСПУСКАНИЕМ
ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ α -ЧАСТИЦ**

Н. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева

В настоящее время представляет значительный интерес исследование сложных случаев деления тяжелых ядер с образованием трех заряженных частиц. Об этом явлении стало известно в 1946—1947 гг. из работ нескольких групп исследователей, которые использовали как толстослойные фотопластинки (Перфилов¹, Цзен Сан-Цзян и др.², Воллаш и др.³, Демерс⁴, Грин и Ливси⁵), так и специально сконструированные ионизационные камеры (Фарвелл и др.⁶).

Наглядно случаи сложного деления удобно наблюдать в фотослое через микроскоп. Для этого фотолампа пропитывается солью урана

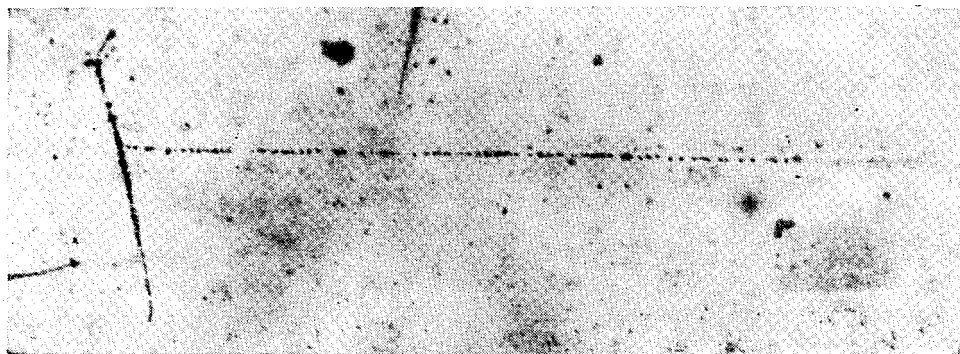


Рис. 1. Деление с третьей длиннопробежной α -частицей.

и облучается тепловыми нейтронами. На фоне большого числа случаев бинарного деления значительно реже встречаются делительные события, когда с точкой деления связан третий след от более легкой частицы с пробегом, значительно превышающим пробеги осколков деления (рис. 1).

Эти третьи частицы были названы длиннопробежными.

Позже появился еще целый ряд работ, посвященных исследованию этого явления, которые представляются интересным рассмотреть.

Наряду с длиннопробежными частицами в некоторых работах^{1,2} исследовались короткопробежные частицы, связанные с процессом деления, но впоследствии^{7,8} оказалось возможным отнести их к ядрам отдачи от столкновения осколков с ядрами среды вблизи точки деления.

1. ПРИРОДА ДЛИННОПРОБЕЖНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Уже в первых экспериментах старались выяснить, что представляют собой длиннопробежные частицы. Судя по плотности зерен, можно отнести их к α -частицам³. К такому же выводу приводит оценка величины производимой ими ионизации⁶.

В работах² производился расчет наблюдаемых в фотослое тройных вилок с целью оценки массы третьей частицы. Угол между тяжелыми осколками деления отличается от 180° на несколько градусов и дает возможность оценить массу третьей частицы, которая оказалась близкой к массе α -частицы. Однако точность измерений не давала возможности утверждать, что среди них нет таких ядер, как He^3 , Li^6 и др.

Исходя из предполагаемого механизма тройного деления, Цзен Сан-Цзян² вычислил максимальные пробеги частиц с различными Z/A . Наблюдаемый на опыте максимальный пробег третьей частицы примерно совпадал с пробегом, рассчитанным для α -частицы.

Дополнительные указания на тождественность третьих частиц α -частицам следуют из опытов Аллена и Дьюэна⁹ по измерению энергетического распределения длиннопробежных частиц (см. ниже).

В 1957 г. Фалмер и Коэн¹⁰ еще раз и наиболее четко подтвердили, что частицами, сопровождающими деление ядер урана, являются α -частицы. Авторами был использован метод магнитного отклонения в сочетании с амплитудным анализатором. Мишень с препаратом U^{235} и слоем Po^{210} помещалась вблизи центра реактора. На выходе из реактора располагался секторный магнитный спектрометр, за которым находился сцинтилляционный счетчик с амплитудным анализатором. Небольшое давление воздуха в установке обеспечивало полное торможение всех осколков деления. Радиус q траектории частиц был постоянным. На опыте находилась зависимость амплитуды импульса A от величины $(Hq)^2$. Оказалось, что все точки, включая и точку, соответствующую α -частицам полония, хорошо укладываются на одну прямую линию. Наклон прямой, очевидно, определяется значением Z^2/m , так как амплитуда импульса A пропорциональна энергии частицы E , а между энергией E и Hq имеется связь $E = \frac{Z^2 (Hq)^2}{m \cdot 2c^2}$. Этим было показано, что длиннопробежные частицы имеют то же самое значение Z^2/m , как и α -частицы. Вторая часть опыта состояла в измерении потери энергии частиц в алюминиевых фольгах известной толщины, которые ставились непосредственно у детектора. Потеря энергии частицами находилась по величине Hq и по уже найденной зависимости $A(E)$. Экспериментальные данные хорошо совпали с расчетными, которые были получены на основе известной связи между пробегом и энергией α -частиц в алюминии. Отсюда сделан вывод, что величина mZ^2 для исследуемых частиц совпадает с mZ^2 для α -частиц. Так как у сравниваемых частиц Z^2/m и mZ^2 одинаковы, то у них одни и те же заряды и массы.

Итак, твердо установлено, что при тройном делении ядер длиннопробежные частицы являются в подавляющем большинстве α -частицами.

2. О ВЕРОЯТНОСТИ СЛОЖНОГО ДЕЛЕНИЯ

Деление с образованием длиннопробежных α -частиц является довольно редким событием. Для характеристики частоты этого процесса обычно используется понятие относительной вероятности, определяющей, на сколько случаев двойного деления приходится один акт тройного. Измерение относительной вероятности двойного и тройного делений про-

изводилось многими исследователями. Были использованы различные методы ядерной физики. Наиболее подробно изучено деление изотопа U^{235} под действием медленных нейтронов. Однако между данными различных авторов нет хорошего согласия, что, по-видимому, объясняется малой статистической точностью измерений и различиями в энергетических спектрах нейтронов, облучавших делящиеся ядра.

Рассмотрим кратко основные методы измерения относительной вероятности тройного деления.

С помощью фотоэмульсий вероятность определяется следующим образом. При просмотре регистрируются случаи тройного деления и одновременно подсчитывается полное число двойных делений в фотослое. Этот метод трудоемок, но сравнительно прост и надежен. Большинство работ выполнено именно этим методом. Оказывается, что на один случай сложного деления приходится около 350 бинарных делений. Недостаток такого способа определения вероятности сложного деления состоит в том, что он практически непригоден при изучении деления изотопов, обладающих сильной альфа-активностью (U^{233} и Pu^{239}). В связи с этим были разработаны другие методы, которые способны предоставить большой статистический материал с большой объективностью данных.

В работе⁶ для измерения относительной вероятности тройного деления использовалась двойная ионизационная камера. Мишень, на которой был нанесен исследуемый изотоп, помещалась на центральном электроде камеры. В одной половине камеры регистрировались осколки деления, что достигалось выбором определенной дискриминации, а в другой половине — длиннопробежные α -частицы. Подложка мишени имела такую толщину, которая была достаточна для поглощения всех осколков деления и естественных α -частиц. Таким образом альфа-камера регистрировала лишь α -частицы, возникающие при тройном делении ядер. Для исключения фоновых импульсов на выходе установки фиксировались совпадения между осколками деления и α -частицами. Если осколки и α -частицы регистрируются в телесном угле 2π , то относительная вероятность равна числу зарегистрированных осколков, отнесенному к удвоенному числу совпадений.

Последние данные приводятся в работе Фалмера и Коэна¹⁰, о которой упоминалось выше. Число случаев тройного деления было найдено путем численного интегрирования распределения α -частиц по $H\alpha$. С помощью той же установки было измерено распределение осколков деления по $H\alpha$ и найдено их число в единицу времени. В результате оказалось, что на один акт деления с образованием длиннопробежной α -частицы приходится 310 случаев двойного деления. Авторами, к сожалению, не приводится ошибка полученного результата.

Вероятность тройного деления ядер U^{235} измерялась также Алленом и Дьюэном⁹. Для регистрации длиннопробежных α -частиц использовался пропорциональный счетчик больших размеров. Над счетчиком помещалась ионизационная камера, с помощью которой регистрировались осколки деления (рис. 2). Эта камера была отделена от счетчика фольгой, в которой тормозились осколки деления и α -частицы естественной радиоактивности. Облучение производилось нейтронами из реактора. Для расчета вероятности определялось число двойных делений, число совпадений между осколками и длиннопробежными α -частицами и эффективный телесный угол, в котором производилась регистрация. Полученная вероятность 550 ± 50 не согласуется с данными других работ, свидетельствующими о том, что тройное деление является более частым событием. Авторы предполагают, что расхождение результатов объясняется различием в энергетическом распределении нейтронов, вызывающих деление.

В таблице I приведены данные для относительной вероятности сложного деления изотопа U^{235} на тепловых нейтронах, которые получены в разных работах.

Таблица I

Автор	Методика	Относительная вероятность
Грин, Ливси ⁵	Фотометод	1 : (340 ± 40)
Фарвелл ⁶	Ионизационная камера	1 : 250
Маршалл ¹¹	Фотометод	1 : 230
Цзен Сан-Цзян и др. ²	»	1 : (330 ± 110)
Титтертон ¹²	»	1 : (422 ± 50)
Аллен, Дьюэн ⁹	Ионизационная камера	1 : (505 ± 50)
Хилл ¹³		1 : (220 ± 33)
Фалмер, Коэн ¹⁰	Магнитное отклонение	1 : 310

Оклером^{13а} измерена зависимость вероятности тройного деления с испусканием длиннопробежной частицы от энергии падающих нейтронов в тепловой области. В пределах статистических ошибок (около 10%) вероятность деления не зависит от энергии нейтронов.

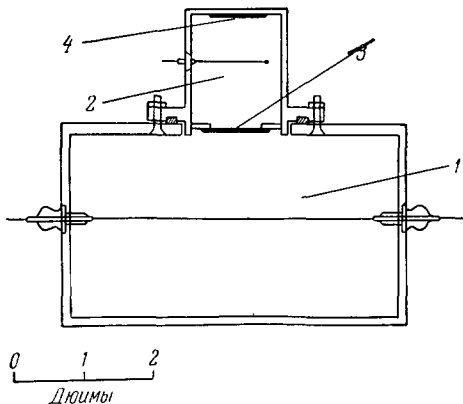


Рис. 2. Прибор для определения вероятности тройного деления ядер⁹.

1 — пропорциональный счетчик, 2 — ионизационная камера, 3 — фольга для торможения осколков деления и α -частиц естественной радиоактивности, 4 — урановая мишень.

меньшую вероятность сложного деления, (получено в работе²) чем U^{235} , т. е. у ядра Pu^{239} уровень возбуждения при захвате нейтрона с нулевой энергией выше, чем у U^{235} .

Однако, позднее^{7,14} было найдено, что уран делится быстрыми нейтронами с образованием длиннопробежных частиц. Кроме того, по данным работы Аллена и Дьюэна⁹ вероятность сложного деления Pu^{239} и U^{233} на тепловых нейтронах даже несколько больше, чем для U^{235} , а именно $Pu^{239}—1 : (445 \pm 35)$ и $U^{233}—1 : (405 \pm 30)$.

Новые экспериментальные результаты, касающиеся этого вопроса, были получены в работах Перфилова и Соловьевой^{15,16}. Нейтроны получались от реакций $(D+T)$ и $(D+D)$ и имели соответственно энергию 14 и 2,5 Мэв. Фотопластинки экранировались от тепловых

В работе² указывалось, что на быстрых нейтронах (от реакции $Be(d,n)$ при $E_d=6,7$ Мэв) не наблюдается деления урана и тория с испусканием длиннопробежных α -частиц. Авторами был сделан вывод, что такой тип деления характерен лишь для низких уровней возбуждения делящихся ядер. Захват быстрого нейтрона, по мнению авторов, приводит ядро в состояние, когда его энергетический уровень заметно выше порога деления составного ядра, и в этом случае образования длиннопробежных частиц не происходит. Этому утверждению способствовало также то, что более «легко делимое» ядро Pu^{239} имеет вдвое

и рассеянных нейтронов кадмием и бором, в связи с чем тепловые и рассеянные нейтроны могли вызвать не более 2% случаев делений от полного числа делений. В результате оказалось, что на один случай сложного деления естественного урана под действием нейтронов с энергией 2,5 *Мэв* приходится 600 случаев двойного деления, а при энергии нейтронов 14 *Мэв* от 1000 до 1300 актов двойного деления, т. е. процесс в несколько раз менее вероятен, чем при делении U^{235} на тепловых нейтронах.

Группа французских исследователей¹⁷, использовавших метод Аллена и Дьюэна⁹, получила, что при $E_n = 300$ *кэв* на одно тройное деление Pu^{239} приходится 1500 двойных делений. Кроме того, примерно такая же вероятность имеет место для U^{233} . Эти авторы в настоящее время предпринимают изучение вероятностей тройного деления изотопов U^{233} , U^{235} , U^{238} , Pu^{239} под действием нейтронов разных энергий. Источниками нейтронов будут являться: тепловые нейтроны, определенные группы которых до 1,5 *эв* будут выделяться кристаллическим монохроматором, быстрые нейтроны из реактора, а также от реакции $T(p,n) He^3$, осуществляемой с помощью генератора Ван-де-Граафа (энергии нейтронов 340, 700 и 2000 *кэв*). В этой работе будет использован метод фотопластинок, причем делящаяся вещь будет расположено вне эмульсии, а число делений в образце определится по количеству треков от протонов отдачи, вызываемых нейтронами деления.

Вероятность сложного деления U^{238} и Th^{232} изучалась также на γ -лучах с максимальной энергией 23 *Мэв*^{18,19} и оказалась примерно такой же, как при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

При делении тория на быстрых нейтронах²⁰ и урана на γ -лучах²¹ найдено два случая, когда с точкой деления связаны две длиннопробежные α -частицы. Энергия каждой частицы в обоих случаях около 10 *Мэв*, угол между ними -7° и 9° . Энергетические соображения не противоречат предположению, что здесь имеет место испускание в момент деления ядра Be^8 , которое распадается, находясь еще в поле осколков, на две α -частицы. В других опытах подобных случаев не наблюдалось.

Интересен вопрос о сложном спонтанном делении.

В 1955 г. на первой Женевской конференции указывалось²², что по данным Мостовой вероятность тройного спонтанного деления Pu^{240} в $1,60 \pm 0,15$ раз больше, чем вероятность тройного деления изотопа Pu^{239} на медленных нейтронах.

На Менделеевском съезде 1959 г. Томпсоном²³ было сделано сообщение о сложном спонтанном делении Cf^{252} . Путем усовершенствования методики получения изотопа Cf^{252} группой сотрудников из Беркли было выделено около 1 μg Cf^{252} . В связи с этим представилась возможность исследовать сложные случаи спонтанного деления Cf^{252} . Как известно, период спонтанного деления этого изотопа равен 66 годам. Поэтому в изготовленном препарате происходило примерно $5 \cdot 10^7$ делений в минуту. Так как Cf^{252} обладает малым периодом α -распада (2,2 года), то изучение его деления методом фотопластинок представляет собой сложную задачу. Из-за сравнительно благоприятного соотношения периодов спонтанного деления и α -распада препарат Cf^{252} можно было ввести в фотоэмульсию на несколько часов и после ее проявления наблюдать большое число треков от осколков деления на фоне треков от α -частиц. (До проявления эмульсия промывалась с целью выделения Cf^{252} .) Авторами обнаружено, что наряду с делением на два осколка существует деление с образованием длиннопробежных α -частиц. По предварительным данным, на один акт тройного деления приходится около 300 случаев двойного деления.

Таким образом, вопрос о вероятностях деления, сопровождаемого длиннопробежными α -частицами, изучен далеко не достаточно. Поэтому в настоящее время нельзя сделать какие-либо выводы и произвести систематику данных о вероятностях тройного деления различных изотопов.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ α -ЧАСТИЦ

Энергетический спектр α -частиц, возникающих при сложном делении урана, изучался методом фотопластинок^{2, 5, 7, 12} по поглощению в тонких алюминиевых фольгах^{9, 13}, с помощью ионизационной камеры с сеткой⁹ и путем отклонения α -частиц в магнитном поле¹⁰.

Энергии α -частиц в отдельных актах сложного деления определялись, как обычно: путем измерения их пробегов в фотоэмульсии, для которой найдена связь между пробегом и энергией α -частиц. Зависимость числа случаев, при которых энергии α -частиц заключены в интервале от E до $E+dE$, от величины E дает искомое распределение. Установлено, что спектр α -частиц является непрерывным и обладает широким максимумом вблизи 15—17 Мэв. Энергии α -частиц заключены в пределах от 7 до 28 Мэв. Полуширина максимума распределения составляет примерно 12 Мэв.

В работе Аллена и Дьюэна⁹ для исследования спектра α -частиц был применен метод поглощения частиц в алюминиевых фольгах разной толщины. Мишень из делящегося вещества помещалась на торце ионизационной камеры, имеющей наклон по отношению к оси камеры в 45°. Получающиеся длиннопробежные частицы попадали через слюдяное окно камеры в пропорциональный счетчик. Осколки и частицы регистрировались на совпадение. Между камерой и счетчиком на пути длиннопробежных частиц ставились тонкие алюминиевые фольги. При этом регистрировались лишь те частицы, которые создавали максимальную ионизацию в объеме счетчика, т. е. выделялись частицы с определенным остаточным пробегом.

Зная толщину слюдяных окон и алюминиевой фольги, можно было определить, какова энергия регистрируемых частиц (каков их пробег в воздухе). По изменению числа совпадений в зависимости от толщины фольги рассчитывалось полное энергетическое распределение длиннопробежных α -частиц. Авторами получено, что максимум распределения приходится на пробег 25 см воздуха, что соответствует энергии в 15 Мэв.

Аналогичный метод исследования энергий α -частиц применялся в работе Хилла¹³. Полученная им форма энергетического распределения длиннопробежных α -частиц согласуется с результатами Аллена и Дьюэна и приблизительно подчиняется закону Гаусса

$$W(E) \sim \exp \left[- \left(\frac{E - 15,15}{6,05} \right)^2 \right].$$

Здесь учтено, что полученный в этой работе максимум распределения приходится на 15,15 Мэв.

В той же работе Аллена и Дьюэна энергетическое распределение α -частиц при делении U^{235} под действием медленных нейтронов изучалось и с помощью ионизационной камеры с сеткой. В опыте использовалась двойная ионизационная камера с давлением газа около 10 ат, в одной половине которой регистрировались осколки деления, в другой — длиннопробежные частицы, сопровождающие деление. Мишень помещалась на центральном высоковольтном электроде камеры. Подложка мишени полностью поглощала осколки деления и α -частицы естественной радиоактивности урана. Так как альфа-камера была снабжена сеткой, экранирующей собирающий электрод от влияния положительных ионов, амплитуда импульса на собирающем электроде была пропорциональна

энергии α -частиц. При совпадении импульсов от двух камер с помощью амплитудного анализатора измерялась амплитуда импульса от длиннопробежной частицы. Для энергетической калировки импульсов использовался препарат Pu^{239} , нанесенный на подложку мишени со стороны большой камеры.

Измеренное энергетическое распределение длиннопробежных частиц хорошо совпало с распределением, полученным методом поглощения. Это обстоятельство свидетельствует о том, что все длиннопробежные частицы, сопровождающие деление урана, являются α -частицами, а не He^3 , Li^6 и т. п. Действительно, распределение частиц по энергиям, рассчитанное из результатов опыта по поглощению, было найдено в предположении, что все частицы являются α -частицами. Совпадение этого распределения с распределением, полученным путем непосредственного измерения ионизации, производимой частицами, доказывает, что при тройном делении не возникают какие-либо ядра с большими пробегами, за исключением ядер He^4 .

Наконец, энергетический спектр α -частиц при делении U^{235} на тепловых нейтронах изучался с помощью магнитного спектрографа в работе Фалмера и Коэна¹⁰, о которой упоминалось выше. Высокая разрешающая способность установки позволила получить данные с большой степенью точности. Результаты этих измерений показывают, что в энергетическом распределении α -частиц отсутствует какая-либо тонкая структура. Интересно отметить, что данные, полученные разными методами, хорошо согласуются друг с другом (рис. 3). Некоторое расхождение результатов измерений, соответствующих малым энергиям, объясняется, по-видимому, неточностями методов поглощения и фотопластинок. Энергетические спектры α -частиц, сопровождающих деление U^{233} и Pu^{239} , по данным Аллена и Дьюэна, имеют тот же характер, что и при делении U^{235} . При этом наблюдается некоторый сдвиг максимумов в сторону больших энергий.

Таковы основные результаты исследований энергетических спектров α -частиц при делении ядер на медленных нейтронах.

Из работ Перфилова и Соловьевой^{15,16} следует, что энергетическое распределение длиннопробежных α -частиц, возникающих при делении естественного урана под действием нейтронов с энергиями 2,5 Мэв и 14 Мэв, не сильно отличается от спектра α -частиц, наблюдаемого при делении U^{235} на тепловых нейтронах.

4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ α -ЧАСТИЦ

Очень простым и надежным методом измерения углового распределения α -частиц относительно осколков деления является метод фотопластинок. В настоящее время другие методы еще не разработаны. Угол ψ между направлением полета α -частицы и одного из осколков деления находится

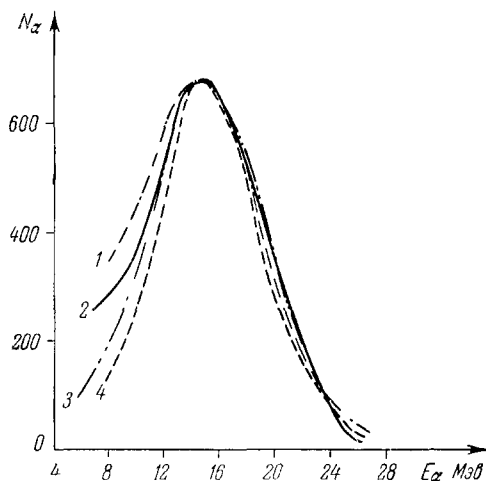


Рис. 3. Энергетическое распределение длиннопробежных α -частиц:
1—по данным 9, 2—10, 3—13; 4—11.

путем измерения горизонтальных и вертикальных проекций их треков и угла между горизонтальными проекциями. Угол вычисляется согласно формуле

$$\cos \psi = \frac{x_a x_f \cos \varphi + z_a z_f}{\sqrt{x_a^2 + z_a^2} \sqrt{x_f^2 + z_f^2}},$$

где x_a , x_f и z_a , z_f — соответственно горизонтальные и вертикальные проекции следов α -частиц и осколка, а φ — проекция угла между ними.

Результаты работ ^{2,12,24}, в которых изучалось угловое распределение длиннопробежных α -частиц относительно осколков деления, свидетельствуют, что α -частицы испускаются в основном в области углов

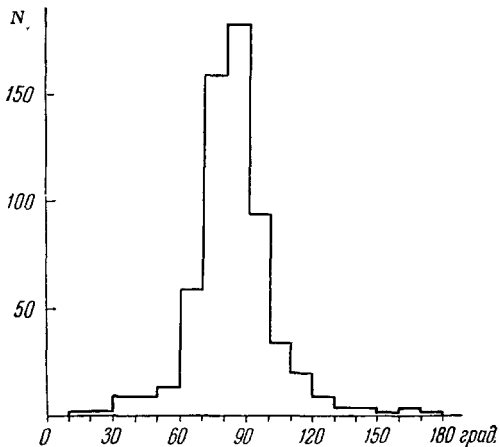


Рис. 4. Угловое распределение длиннопробежных α -частиц относительно легкого осколка деления ⁷.

около 80° относительно направления движения легкого осколка (осколка, имеющего больший пробег). Таким образом, длиннопробежные α -частицы преимущественно попадают в полусферу, соответствующую легкому осколку деления. На рис. 4 дано характерное угловое распределение α -частиц по отношению к легкому осколку деления ²⁴.

Из рис. 4 видно, что имеется заметное количество случаев, когда отклонения от наиболее вероятного значения велики.

По данным Перфилова и Соловьевой ²⁴, угловое распределение α -частиц становится все более широким с увеличением их пробегов и для α -частиц с пробегами выше 200 мк ($E > 21 \text{ Мэв}$) приближается к изотропному. Кроме того, угол вылета α -частиц не зависит от асимметрии в пробегах осколков деления. Из этой связи углового и энергетического распределения α -частиц можно сделать заключение, что α -частица как временная подструктура, имеющая определенное распределение по энергиям внутри ядра, освобождается при делении с начальной скоростью, определяемой этим распределением, а уже потом попадает в область действия кулоновских сил осколков деления.

При сложном делении естественного урана под действием нейтронов с энергиями $2,5 \text{ Мэв}$ и 14 Мэв обнаружено ^{15,16}, что характер углового распределения сохраняется и максимум приходится примерно на 80° .

При фотоделении ²⁰ и при делении U^{238} и Th^{232} на быстрых нейтронах ¹⁴ α -частицы также испускаются под углом, близким к 90° .

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ОСКОЛКОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Интересен вопрос об энергетическом распределении осколков деления, сопровождаемого вылетом длиннопробежной α -частицы. При изучении тройного деления урана методом фотопластинок было отмечено ^{2,7}, что осколки в большинстве случаев имеют разные пробеги. Отношение пробегов составляет около 1,3. Для измерения точного энергетического распределения осколков метод фотопластинок является непригодным.

Попытка измерить энергетический спектр осколков при тройном делении U^{235} впервые сделана Алленом и Дьюэном⁹. Осколки и α -частицы регистрировались с помощью двойной ионизационной камеры, о которой упоминалось выше. Регистрировались совпадения между осколками и α -частицами. Амплитуды импульсов от осколков измерялись многоканальным анализатором. Найдено, что спектр осколков имеет двугорбый характер и сдвинут относительно спектра двойного деления в сторону меньших энергий. Максимум, соответствующий легким осколкам деления (большие энергии), сдвинут на 10 Мэв , а «горб» тяжелых осколков—на 7 Мэв . На результатах измерений Аллена и Дьюэна сказалась угловая корреляция между осколками и α -частицами. Так как в полусфере легкого осколка попадает большее число длиннопробежных α -частиц, чем в полусферу тяжелого, а осколки и α -частицы регистрируются с противоположных сторон от мишени из делящегося вещества, то в полученном распределении «тяжелый горб» оказался значительно выше легкого и больше по площади.

Более точное распределение осколков получено в работе Дмитриева, Драпчинского, Петряка, Романова²⁵. Осколки регистрировались камерой с сеткой, α -частицы фиксировались кольцевой камерой, окружающей центральный электрод и симметричной относительно его плоскости (рис. 5). На центральном электроде крепился источник делящегося вещества, представляющий собой тонкую металлизированную коллодиевую пленку, на которую была нанесена соль урана. В условиях этого эксперимента угловая корреляция осколков и α -частиц не оказывала никакого влияния на результаты измерений, потому что α -частицы попадали в альфа-камеру с двух сторон от мишени. При совпадении осколков и α -частиц на вход 63-канального амплитудного анализатора с электронной памятью, подключенного к осколочному каналу, подавался импульс, разрешающий регистрацию амплитуды. После введения в результаты измерения поправки на ионизацию, создаваемую длиннопробежными α -частицами в объеме делительной камеры, получено, что горбы имеют такие сдвиги, как это найдено Алленом и Дьюэном. Однако высота легкого горба превышает высоту тяжелого примерно на 10%. Горбы оказались более узкими, чем при двойном делении, что частично объясняется геометрической коллимацией осколков, связанной с угловой корреляцией осколков и α -частиц и с условиями регистрации. На рис. 6 представлены результаты измерений энергетического распределения осколков тройного деления U^{235} под действием медленных нейтронов. Следует заметить, что спектры осколков тройного деления U^{235} и U^{233} аналогичны по форме и имеют одинаковые сдвиги относительно спектров осколков при двойном делении.

В работе Мостового, Мостовой, Совинского и Салтыкова²⁶ энергетическое распределение осколков U^{235} было найдено тем же методом, что и в работе Аллена и Дьюэна. Однако, используя данные по угловой корреляции осколков и α -частиц, авторы ввели поправку в результаты измерений, что связано с экстраполированием «горбов»,

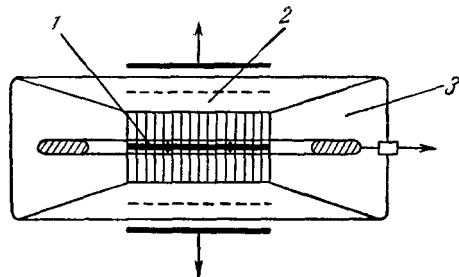


Рис. 5. Ионизационная камера для измерения энергий осколков деления U^{235} . 1—центральный электрод и мишень делящегося вещества, 2—осколочная камера, 3—камера для регистрации длиннопробежных α -частиц.

соответствующих легким и тяжелым осколкам. Полученное распределение очень хорошо совпадает по форме с приводимым на рис. 6. Расхождение имеется лишь в энергетическом сдвиге горбов, который, по данным работы²⁶, составляет 13,8 Мэв. Можно, по-видимому, считать, что результаты всех работ примерно согласуются в пределах экспериментальной точности. Поэтому оказывается, что сумма кинетических энергий наиболее вероятных осколков двойного деления приблизительно совпадает с суммой кинетических энергий наиболее вероятных осколков тройного деления и α -частиц. Из полученных данных можно оценить разность энергии внутреннего возбуждения наиболее вероятных осколков двойного и тройного делений. Величина ее равна нескольким мегавольтам. Если использовать статистическую теорию деления ядер, развитую Фонгом²⁷, то такая разница в энергиях внутреннего возбуждения должна привести к значительному уменьшению вероятного тройного деления по сравнению с двойным. Этот факт подтверждает эксперимент (вероятность 1 : 300). Кроме того, уменьшение энергии внутреннего возбуждения осколков должно привести к уменьшению среднего числа нейтронов, испускаемых осколками.

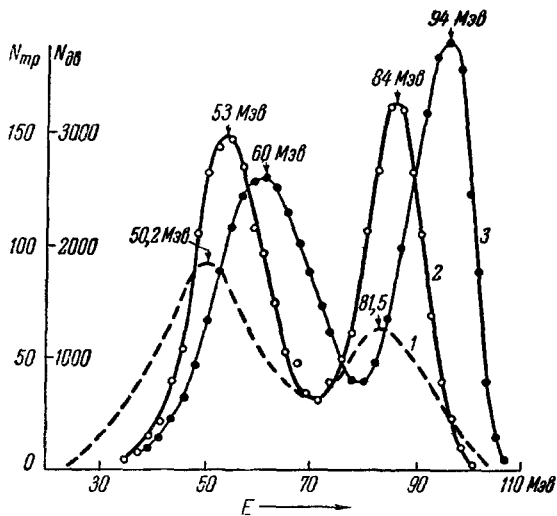


Рис. 6. Энергетическое распределение осколков деления U^{235} в тройном делении.

1 — тройное деление 9 ; 2 — тройное деление 23 ; 3 — бинарное деление 25 . Поправка на позиционный дефект не введена.

осколков деления и длиннопробежных α -частиц использовалась двойная позиционная камера. Камера помещалась в центре бака, заполненного жидким сцинтиллятором, который являлся детектором нейтронов деления. Авторы этой работы путем сопоставления числа совпадений между осколками и нейтронами в двойном делении и между осколками, нейтронами и α -частицами в тройном делении определили, что $\bar{\nu}_{тр}$ равно $1,77 \pm 0,09$ при $E_\alpha > 9$ Мэв и $\bar{\nu}_{тр}$ равно $1,79 \pm 0,13$ при $E_\alpha > 22$ Мэв. Таким образом, получено, что энергия возбуждения осколков не зависит от энергии длиннопробежных α -частиц.

Мы рассмотрели основные экспериментальные данные о делении ядер с образованием длиннопробежных α -частиц. Каков же механизм этого сложного случая деления? Разными исследователями было предположено несколько гипотез.

6. ГИПОТЕЗЫ О МЕХАНИЗМЕ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Для объяснения экспериментальных данных по угловому и энергетическому распределениям длиннопробежных α -частиц Цзенем и сотрудниками² была предложена гипотеза о механизме тройного деления. При захвате нейтрона происходит возбуждение ядра, причем энергия

разности в энергиях внутреннего возбуждения должна привести к значительному уменьшению вероятного тройного деления по сравнению с двойным. Этот факт подтверждает эксперимент (вероятность 1 : 300). Кроме того, уменьшение энергии внутреннего возбуждения осколков должно привести к уменьшению среднего числа нейтронов, испускаемых осколками. По оценкам Мостового и др. это число должно быть равно $\bar{\nu}_{тр} = 1,6$, что согласуется с экспериментальными данными, полученными в работе Апалина, Добрынина, Захаровой, Кутикова, Микаэляна²⁸. Для регистра-

возбуждения переходит в энергию колебательного движения ядерной жидкости (капли). Как показано в работах ^{29,30}, при большой деформации, соответствующей гармонике четвертого порядка, могут образоваться две перетяжки, которые при удлинении капли становятся местами разрыва. По гипотезе Цзен Сан-цзяна и др., центральной каплей является α -частица. Вследствие асимметрии осколков и интенсивного колебания системы, приводящего к удлинению перемычек между осколками, к моменту деления все три части ядра касаются друг друга. В момент деления они разлетаются под действием кулоновских сил. Скорость и направление движения α -частицы зависят от ее первоначального положения относительно двух других осколков. Движение ее происходит по направлению равнодействующей кулоновских сил тяжелых осколков деления. Поэтому α -частица преимущественно отклоняется в сторону легкого осколка. Данная гипотеза позволяет оценить наиболее вероятную энергию α -частицы, причем значение энергии совпадает с полученным на опыте.

Такое представление механизма деления ядер с образованием длиннопробежных α -частиц является только качественным. Ответ на вопрос, почему в подавляющем большинстве образуются α -частицы, а не какие-либо другие ядра, остается открытым. Кроме того, данная гипотеза не может объяснить наблюдаемые вероятности тройного деления и зависимость их от энергии нейтронов, а также связь угловой и энергетической корреляций α -частиц и осколков деления.

По мнению Фезера²⁷, α -частица испускается после деления из одного из осколков, преимущественно из того, который альфа-нестабилен в основном состоянии. Так как области альфа-нестабильности ядер приходятся примерно на $Z = 40$ и $Z = 60$, то энергетическое распределение осколков тройного деления должно быть более асимметричным, чем при делении на две части.

Эта гипотеза встречает сразу же много возражений. Последний вывод противоречит экспериментальным данным по угловому и энергетическому распределению осколков тройного деления.

Если бы α -частица испарялась из осколков, то трудно было бы ожидать наблюдаемое на опыте угловое распределение α -частиц. Как показано в работе Воллана и др.³, максимум в угловом распределении α -частиц, изотропно испускаемых движущимся осколком, за счет движения осколка должен бы был приходиться в лабораторной системе координат на угол 45 градусов относительно направления полета осколка.

В работе Демерса⁴ сделана попытка оценить верхний предел времени вылета α -частицы. Для этого использовалась фотопластинка с тонким нечувствительным слоем желатины, содержащим соль урана. При просмотре облученной нейтронами фотопластинки не удалось обнаружить ни одного трека длиннопробежной α -частицы, который начинался бы вне слоя желатины, имевшего толщину 0,2 мк. Так как скорости осколков деления порядка 10^9 см/сек, то длиннопробежные α -частицы должны вылетать из осколков по крайней мере раньше, чем через время $t = 2 \cdot 10^{-14}$ сек после деления. Вероятность распада осколков за время $t \approx 10^{-14}$ сек крайне мала.

Может быть, α -частица вылетает до момента деления? Аллен и Дьюэн⁹ предполагают, что при деформации поверхности возбужденного ядра α -частица вылетает из того места, где сильно понижен потенциальный барьер. После этого происходит деление. Наименьшая величина барьера существует вблизи «шейки» деформированного ядра, поэтому на опыте и наблюдается определенное угловое и энергетическое распределение

α -частиц. Вылет α -частицы тем вероятнее, чем дольше живет составное ядро. В связи с этим вероятность тройного деления на медленных нейтронах больше, чем при делении под действием быстрых нейтронов. Казалось бы, что с помощью этой гипотезы можно объяснить качественно все экспериментальные данные о тройном делении. На самом деле гипотеза Аллена и Дьюэна несостоятельна по следующей причине.

В работе Фалмера и Козна¹⁰ приведено убедительное доказательство того, что длиннопробежные α -частицы не могут образовываться ни до деления, ни после деления. Испаряются ли α -частицы из компаунд-ядра или из осколков деления, их энергетическое распределение определяется двумя факторами: температурным распределением внутри ядра (максвелловским) и проницаемостью кулоновского барьера. Оказывается, что «хвост» экспериментального распределения α -частиц по энергиям хорошо совпадает

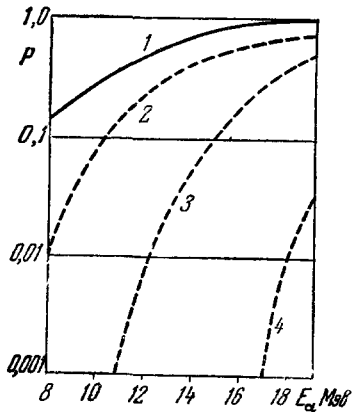


Рис. 7. Проницаемость кулоновского барьера P в зависимости от энергии α -частиц для различных Z ¹⁰.

1 — для длиннопробежных α -частиц при делении U^{238} ; 2 — $Z=30$; 3 — $Z=50$; 4 — $Z=90$.

барьер в шейке падает медленно с удалением друг от друга образующихся осколков.

Итак, хотя имеется большой экспериментальный материал о делении ядер с образованием длиннопробежных α -частиц, особенно относительно деления изотопа U^{235} под действием медленных нейтронов, до сих пор не удалось создать приемлемой гипотезы о механизме этого вида деления.

В заключение следует отметить, что имеются данные^{1,2} о сложном делении ядер урана при сравнимых по массам осколках с очень малой вероятностью. В опыте³¹ эти результаты не нашли подтверждения, и в последующие годы новых сведений о таком виде деления не появилось. В 1959 г. Томпсоном на Менделеевском съезде было доложено о спонтанном делении Cf^{252} на три соизмеримых осколках с вероятностью примерно 1 : 300 по отношению к бинарному делению.

Для серьезных научных обобщений явно недостаточно существующего экспериментального материала по делению ядер как с образованием длиннопробежных α -частиц, так и с образованием соизмеримых по массам осколков. Можно надеяться, что интенсивные исследования, которые в настоящее время проводятся во многих лабораториях мира, приведут к разгадке механизма этого интересного ядерного процесса.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Перффилов, Диссертация, ИАН СССР (1947).
2. Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, L. Vigneron, *J. phys. et radium* 8, 165 и 200 (1947); Tsien San-Tsiang, *J. phys. et radium* 9, 6 (1948).
3. E. O. Wollan, C. D. Moak, R. B. Sawyer, *Phys. Rev.* 72, 447 (1947).
4. P. Demers, *Phys. Rev.* 70, 974 (1946).
5. L. L. Green, D. L. Livesey, *Nature* 4036, 332 (1947); L. L. Green, D. L. Livesey, *Phylos. Trans.* 241, 323 (1948).
6. G. Farewell, E. Segre, C. Wiegand, *Phys. Rev.* 71, 327 (1947).
7. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, Труды ИАН СССР IX, 5 (1959); З. И. Соловьева, Диссертация, ИАН СССР (1956).
8. H. Laboulaye, C. Tzara, J. Olkowsky, *Compt. rend.* 237, 155 (1953).
9. K. W. Allen, J. T. Dewan, *Phys. Rev.* 80, 181 (1950).
10. C. V. Fulmer, B. L. Cohen, *Phys. Rev.* 108, 370 (1957).
11. L. Marshall, *Phys. Rev.* 75, 1339 (1949).
12. E. W. Titterton, *Nature* 168, 590 (1951).
13. D. Hill, *Phys. Rev.* 87, 1049 (1952).
- 13a. J. M. Auclair, *J. phys. et radium* 19, 68 (1958).
14. E. W. Titterton, *Phys. Rev.* 83, 673 (1951).
15. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, *Атомная энергия* 5, 175 (1958).
16. З. И. Соловьева, *Атомная энергия* 8, 137 (1960).
17. M. F. Netter, H. Faraggi et A. Garin-Bonnet, H. J. Jullien, C. Sorge et J. Turkewicz, *A/Conf. 15/P/1180*, France, 2 июня (1958).
18. E. W. Titterton, F. K. Goward, *Phys. Rev.* 76, 142 (1949).
19. E. W. Titterton, T. A. Brinkley, *Phylos. Mag.* 41, 500 (1950).
20. E. W. Titterton, *Phys. Rev.* 83, 1076 (1951).
21. F. K. Goward, E. W. Titterton, J. J. Wilkins, *Nature* 164, 661 (1949).
22. В. И. Мостовой, *Материалы Международной конференции на мирному использованию атомной энергии 1955 г.*, Физматгиз, т. 2, 256, 1958.
23. S. Thompson, Доклад на Менделеевском съезде, 1959, Москва.
24. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, *ЖЭТФ* 37, 1157 (1959).
25. В. Н. Дмитриев, Л. В. Драпчинский, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов, *ДАН СССР*, 127, 531 (1959).
26. В. И. Мостовой, Т. А. Мостовая, М. Совинский, Ю. С. Салтыков, *Атомная энергия*, т. 7, вып. 4, 372 (1959).
27. P. Fong, *Phys. Rev.* 102, 434 (1956).
28. В. Ф. Апалин, Ю. П. Добрынин, В. П. Захарова, И. Е. Кутиков, Л. А. Микаэлин, *Атомная энергия*, т. 7, вып. 4, 375 (1959).
29. R. D. Present, *Phys. Rev.* 59, 446 (1941).
30. R. D. Present, J. K. Knipp, *Phys. Rev.* 57, 759 (1940).
31. L. Rosen, A. M. Hudson, *Phys. Rev.* 78, 533 (1950).

