

ФИЗИКА
ДЕЛЕНИЯ
АТОМНЫХ
ЯДЕР

ГОСАТОМИЗДАТ • 1962

ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

СБОРНИК СТАТЕЙ ПОД РЕДАКЦИЕЙ
доктора физ.-мат. наук Н. А. ПЕРФИЛОВА
и канд. физ.-мат. наук В. П. ЭЙСМОНТА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
В ОБЛАСТИ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Москва 1962

ПРЕДИСЛОВИЕ

Интересы развития атомной энергетики требуют глубокого изучения процесса деления тяжелых ядер. Исследованию этого явления ежегодно посвящается значительное количество работ советских и зарубежных ученых. Периодически возникает необходимость систематизации и обобщения накопленных данных. Эту задачу и преследует большинство статей, публикуемых в настоящем сборнике.

В работе Б. Т. Гейликмана обсуждается проблема, возникшая вместе с открытием реакции деления и остающаяся одной из главных и по сегодняшний день,— это проблема объяснения распределения масс осколков (продуктов деления).

При достаточно больших энергиях возбуждения свойства деления, такие, как массовые и зарядовые распределения, а также флуктуации кинетической энергии осколков определяются просто статистическими весами соответствующих состояний в момент разрыва шейки. Эта идея лежит в основе работы Г. А. Пик-Пичака и В. М. Струтинского «Статистическая теория деления».

Что касается экспериментальных данных по распределению масс осколков, составляющих содержание статьи А. Н. Протопопова, то здесь наиболее существенными представляются данные по резонансному делению тяжелых ядер и делению ядер легкой частицами средних энергий.

В последние годы довольно много работ было посвящено изучению угловых распределений осколков. Свойства угловых распределений и их связь со структурой ядер рассматриваются в статье В. П. Эйсмонта. Значительный интерес представляет работа В. М. Струтинского «Деление ядер и угловая анизотропия осколков», в которой прежние идеи автора получили дальнейшее развитие. Одна из главных проблем правильного применения теории анизотропии к изучению свойств ядер заключается сейчас в том, чтобы разобраться, где определяется угловое распределение— на «седле» или в момент разрыва шейки. Помочь этому должны предлагаемые автором опыты. В статье высказываются новые соображения о природе делительных резонансов.

Важному для реакторостроения вопросу — характеристикам нейтронного и γ -излучения, сопровождающего процесс деления, — посвящена работа Ю. С. Замятина. В последнее время в этой области физики деления наметилась тенденция — изучение мгновенных нейтронов и γ -лучей отдельного акта деления с одновременным измерением нескольких характеристик. Это должно облегчить понимание механизма указанного излучения и самого процесса деления.

Рассмотрение особенностей процесса деления при различных энергиях возбуждения составляет содержание ряда следующих работ сборника. В. А. Друин и Г. Н. Флеров приводят последние данные по скоростям спонтанного деления и подчеркивают важность получения таких данных для проблемы синтеза трансурановых элементов. М. И. Певзнер обращает внимание на интерференцию уровней, проявляющуюся в сечении деления резонансными нейтронами, на необходимость лучших и более полных измерений спинов уровней делящихся ядер. Н. А. Перфилов анализирует сведения, относящиеся к делению ядер частицами высоких энергий. Зависимость вероятности деления от энергии обсуждается и в статье Г. А. Пик-Пичака. Последний рассмотрел также зависимость свойств деления от углового момента ядра и нашел, что данные недавних опытов хорошо согласуются с выводами развитой им теории деления вращающихся ядер.

Современные представления о роли деления тяжелых элементов в природе, в частности, при образовании изотопов редкоземельных элементов, распространенность которых служит критерием всех существующих теорий нуклеогенезиса, изложены в работе А. К. Лаврухиной.

В сборник помещены также несколько работ, содержащих неопубликованные экспериментальные данные, представляющие интерес для физики деления.

В отечественной литературе подобных по тематике изданий не было уже пять лет. Поэтому обобщение большого теоретического и экспериментального материала, накопленного за это время (до начала 1961 г.), в виде ряда обзоров и объединение их в одну книгу представляет собой насущную необходимость.

Сборник будет полезен научным сотрудникам и инженерам, занимающимся исследованиями в области физики деления. Рассматриваемые в книге вопросы составляют научную основу ядерной энергетики, использующей процесс деления атомных ядер, поэтому она может быть полезна и более широкому кругу читателей — ученым и инженерам, работающим в области мирного использования энергии атомного ядра.

Н. А. Перфилов

В. П. Эйсмонт

АСИММЕТРИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ПО МАССАМ

(теоретический обзор)

Б. Т. ГЕЙЛИКМАН

В последние годы было предложено несколько интересных объяснений асимметрии деления ядер. В. Г. Носов [1], а также Бусинаро и Галлоне [2] на основе капельной модели показали, что ядро после прохождения через седловую точку, но, по-видимому, до разрыва шейки становится неустойчивым по отношению к асимметричным деформациям, определяемым параметром α_3 , т. е. при некотором значении параметра симметричной деформации $\alpha_2 = \alpha_{2k}$ вторая производная энергии ядра по α_3

$$\left| \frac{\partial^2 U(\alpha_2, \alpha_3 \dots)}{\partial \alpha_3^2} \right|_{\alpha_3=0} = 0$$

$$\left(\text{при } \alpha_2 < \alpha_{2k} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_3^2} \right|_{\alpha_3=0} > 0; \quad \text{при } \alpha_2 > \alpha_{2k} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_3^2} \right|_{\alpha_3=0} < 0 \right).$$

Как видно из работы [1], эта неустойчивость является абсолютной: при $\alpha_2 > \alpha_{2k}$ для любых $\alpha_3 \neq 0$ энергия $U(\alpha_2, \alpha_3 \dots)$ уменьшается с увеличением $|\alpha_3|$.

Однако такая абсолютная неустойчивость по отношению к α_3 едва ли может объяснить наблюдаемую на опыте асимметрию деления. В случае деления вблизи порога ядро при прохождении через седловую точку имеет небольшую энергию (< 1 Мэв), поэтому в этой точке осциллятор, соответствующий степени свободы α_3 , находится в нулевом состоянии. Ввиду квазистатичности процесса деформации после прохождения через седловую точку [3, 4] вероятность возбуждения осциллятора α_3 очень мала. Чтобы найти распределение по α_3 в точке разрыва шейки, надо рассмотреть существование квантовую, а не классическую задачу расплывания волнового пакета в поле $U(\alpha_2, \alpha_3)$ при $\alpha_2 \geq \alpha_{2k}$ с начальным условием $\Psi(\alpha_2, \alpha_3)|_{\alpha_2=\alpha_{2k}} = \varphi_0(\alpha_3)$, где $\varphi_0(\alpha_3)$ — Ψ -функция осциллятора в нулевом состоянии.

Пользуясь оценками α_{2k} [1] и оценками скорости симметричной деформации при спуске с седловой точки, согласно [5, 6],

можно показать, что расстояние от α_{2k} до точки разрыва шейки α_{2n} недостаточно велико, чтобы на этом пути произошло очень большое расплывание пакета. Таким образом, в точке разрыва шейки распределение по α_3 является несколько более широким, чем $|\Phi_0(\alpha_3)|^2$ при $\alpha_2 = \alpha_{2k}$, но по-прежнему имеет максимум при $\alpha_3 = 0$, что соответствует симметричному делению.

Г. А. Пик-Пичак и В. М. Струтинский [7] рассмотрели задачу об определении зависимости энергии делящегося ядра от параметра асимметричной деформации в рамках капельной модели другим путем. Вблизи точки разрыва шейки энергию делящегося ядра можно представить как сумму энергии двух будущих осколков и энергии их кулоновского взаимодействия. Минимизируя эту сумму, можно найти форму делящегося ядра вблизи точки разрыва шейки. В работе [7] показано, что даже при учете параметров деформации осколков с высокими индексами минимум энергии соответствует параметру асимметричной деформации исходного ядра, равному нулю. Этот вывод противоречит результатам работ [1, 2]. Возможно, что расхождение между работами [7] и [1, 2] связано с тем, что в [1, 2] учитываются лишь параметры деформации делящегося ядра с низкими индексами. Распределение осколков по массам вычислено [7] на основе статистической модели [8] для случая деления при высоких энергиях. Поскольку минимум энергии ядра соответствует симметричному делению, распределение осколков, в соответствии с экспериментом, оказывается симметричным. Следует заметить, что наблюдаемый на опыте симметричный характер деления при достаточно высоких энергиях трудно объяснить согласно работам [1, 2].

Детальные расчеты на основе только капельной модели были проведены Святецким и Коэном [9], однако они не содержат существенных новых данных по асимметрии деления.

Еще ранее статистическая модель была применена Фонгом [8] для объяснения асимметрии деления при низких энергиях. Он делает предположение, что вероятность деления определяется только статистическим весом конечного состояния. Фонг основывался на идее Гешперт-Майер о том, что при образовании магических и околомagicеских осколков выделяется большая энергия, чем при образовании немагических осколков (в случае симметричного деления). Так как статистический вес сильно возрастает с увеличением энергии возбуждения осколков, то вероятность деления оказывается наибольшей при асимметричном делении, приводящем к образованию магических осколков.

Однако едва ли можно считать, что при делении вблизи порога вероятность процесса полностью определяется статистическим весом q_E [4]. Как известно, по теории возмущений вероятность процесса равна $2\pi |V_{ab}|^2 q_E / \hbar$. Если энергия очень велика, то ввиду экспоненциальной зависимости q_E от E можно пренебречь более медленно меняющимся множителем — квадратом матричного элемента $|V_{ab}|^2$; но вблизи порога оба множителя играют

одинаковую роль. Эти соображения остаются справедливыми и в том случае, если не пользоваться теорией возмущений.

Ньютон [10] обратил внимание на другой недостаток работы Фонга. В последней предполагалось, что плотность состояний для всех пар осколков определяется одной и той же формулой. Между тем для магических осколков плотность состояний при той же энергии возбуждения меньше, чем для немагических осколков. Этот эффект, способствующий симметричному делению, компенсирует, а может быть, даже превышает эффект выигрыша энергии в случае магических осколков. В работе [8] очень неточно вычисляется также энергия кулоновского взаимодействия осколков, в частности, принимается, что $\alpha_2^{\text{оск}} = 0$ и только $\alpha_3^{\text{оск}} \neq 0$. Ниже будет показано, что в точке разрыва шейки $\alpha_2^{\text{оск}} > \alpha_3^{\text{оск}}$.

В работе [8] было вычислено распределение масс осколков деления U^{235} под действием нейтронов. При этом получилось хорошее совпадение с экспериментальными данными. Но в работе [11] для деления Pu^{239} нейтронами на основе статистической теории была получена четырехгорбая кривая, или после внесения изменений в формулу Фонга — двухгорбая кривая, не согласующаяся с экспериментом.

Бесспорно, что оболочечные эффекты играют существенную роль в процессе деления. По-видимому, поэтому одна капельная модель, использованная в работах [1, 2], не смогла объяснить асимметрию деления. Но при учете оболочечных эффектов следует исследовать динамику процесса деления полностью, а не ограничиваться только статистическим рассмотрением.

Существенная роль оболочечных эффектов при низких энергиях вытекает из основного экспериментального факта превращения асимметричного деления в симметричное при переходе к большим энергиям. Это превращение хорошо согласуется с тем, что при достаточно больших энергиях возбуждения оболочечные эффекты исчезают. Очень убедительно показана Бланном [12] роль оболочечных эффектов на примере распределения осколков по зарядам при заданном отношении масс. Из экспериментальных данных следует, что при высоких энергиях распределение осколков по зарядам согласуется с предположением о минимуме энергии согласно гидродинамической модели, а при пороговом делении распределение по зарядам может быть объяснено только при учете оболочечных эффектов.

В работе [13] была сделана попытка учесть влияние оболочечных эффектов на асимметрию деления при низких энергиях, не ограничиваясь статистической моделью. Для этого необходимо знать энергию ядра $U(\alpha_2, \alpha_3 \dots)$ до разрыва шейки с учетом оболочечных эффектов, как функцию α_2, α_3 . Наибольший интерес представляет зависимость U от α_3 в области точки разрыва шейки. Энергию U в этой области можно оценить следующим образом. Если шейка достаточно тонкая, можно считать, что в каждой половине ядра уже образовались оболочки, так как процесс

деформации после прохождения седловой точки близок к квазистатическому [3,4]. Деформация каждой половины ядра, т. е. будущего осколка, по сравнению со сферой равного объема не очень велика ($\alpha_2 \approx 0,25$, $\alpha_3 \leq 0,1$). Поэтому энергию исходного ядра при приближении к точке разрыва шейки можно приближенно представить в виде суммы: 1) энергии двух сферических ядер с атомными весами будущих осколков, согласно формуле Вайцекера, с учетом оболочечных эффектов, 2) энергии деформации этих двух ядер и 3) энергии кулоновского взаимодействия двух деформированных ядер. Энергия кулоновского взаимодействия двух соприкасающихся деформированных ядер как функция их параметров деформации $\alpha_2^{(i)}$, $\alpha_3^{(i)}$ с точностью до квадратичных членов по $\alpha_2^{(i)}$, $\alpha_3^{(i)}$ вычислена в работе [3].

Формула Вайцекера с учетом оболочечных эффектов была применена в работах [8] и [14]. Позднее Камероном была предложена более точная формула [15]. Автор [13] использовал при расчетах формулу Фонга [8]. Энергия деформации будущих осколков была найдена еще Бором и Уилером [16].

Для того чтобы найти $\alpha_2^{(i)}$, $\alpha_3^{(i)}$ для данного отношения масс осколков $\frac{A_1}{A_2}$ в [13], были использованы численные расчеты Франкеля и Метрополиса [5], экстраполированные на случай любых симметричных деформаций Хиллом и Уилером [6]; но эта экстраполяция не очень точна, так как, в частности, не учитывается зависимость формы делящегося ядра от параметра $x = \frac{Z^2}{\left(\frac{A}{A}\right)_{кр}}$. Далее вводилась

небольшая асимметричная деформация α_3 (при $\frac{A_1}{A_2} \approx 0,7$, $\alpha_3 \approx 0,06$) и для каждого значения α_3 (т. е. $\frac{A_1}{A_2}$) вычислялись: расстояние между центрами тяжести осколков, которое в основном определяет энергию кулоновского взаимодействия осколков, и параметры деформации осколков $\alpha_2^{(i)}$, $\alpha_3^{(i)}$. После этого легко можно было найти энергию делящегося ядра вблизи точки разрыва шейки, как функцию $\frac{A_1}{A_2}$. Такие расчеты были проведены для U^{236} , Pu^{240} , Sm^{242} , Sf^{252} , Sf^{244} . При этом оказалось, что минимум энергии ядра для U^{236} , Pu^{240} , Sm^{242} соответствует $\frac{A_1}{A_2}$ не равному единице (лишь для Sf^{252} минимум энергии соответствует $A_1 = A_2$). При этом с увеличением $\frac{Z^2}{A}$ положение минимума сдвигается к $\frac{A_1}{A_2} = 1$, а глубина его уменьшается в соответствии с эмпирической закономерностью Святецкого [17]. Таким образом, в точке разрыва шейки на поверхности энергии имеются две симметричные ложбинки. Если точка раздвоения центральной ложбинки на две достаточно удалена от точки разрыва шейки, то при расплывании пакета

возникнут боковые максимумы Ψ -функции $\varphi(\alpha_3)$, а центральный максимум исчезнет, т. е. деление окажется асимметричным. При повышении энергии возбуждения делящегося ядра оболочечные эффекты осколков должны исчезать. Поэтому при достаточно большой энергии возбуждения ядро будет двигаться по другой энергетической поверхности (в пространстве α_n), определяемой капельной моделью и приводящей к симметричному делению. Этим объясняется быстрый рост вероятности симметричного деления урановых элементов при увеличении энергии возбуждения и симметричное деление висмута под действием дейтронов с энергией 22 Мэв [13]. Расчеты, приведенные в работе [13],

являются весьма грубыми, так как разность энергии для $\frac{A_1}{A_2} = 1$ и для минимума очень мала (5 Мэв) по сравнению с энергиями осколков и энергией взаимодействия. Точность же формулы для энергии осколков [8] и других аналогичных формул очень невелика. Тем не менее, качественно влияние единственного немонотонно меняющегося слагаемого в энергии ядра — члена, учитывающего оболочечные эффекты, — не вызывает сомнений. Другим серьезным недостатком таких расчетов является то, что в них рассматривались оболочечные эффекты для сферических, а не деформированных осколков. Деформация осколков мала ($\alpha_2 \approx 0,25$), но обычно считается, что уже при деформациях $\alpha_2 \approx 0,05$ оболочечные эффекты исчезают из-за перекрытия уровней. Однако в работе [18] было показано, что при $\alpha_2 \approx 0,2-0,3$ в моделях Нильсона и прямоугольной эллипсоидальной ямы оболочечные эффекты вновь появляются и исчезают опять при еще больших α_2 . Правда, для количественных расчетов эти результаты вряд ли можно использовать. Таким образом, в настоящее время теория асимметрии деления, основанная на учете оболочечных эффектов, имеет лишь качественный характер.

В последнее время появились экспериментальные данные о зависимости кинетической энергии осколков E_k от $\frac{A_1}{A_2}$, которые указывают на наличие минимума E_k при $A_1 = A_2$ [19]. Так как E_k , очевидно, с хорошей точностью равняется энергии кулоновского взаимодействия в точке разрыва шейки, то существование такого минимума на первый взгляд противоречит нашим основным представлениям о зависимости кулоновской энергии осколков от $\frac{A_1}{A_2}$ [7, 8, 13], согласно которым E_k должна иметь максимум при $\frac{A_1}{A_2} = 1$. Эти данные нуждаются еще в тщательной проверке, однако следует заметить, что между ними и использованной в работе [13] обычной зависимостью кулоновской энергии от $\frac{A_1}{A_2}$ нет прямого противоречия. Действительно, если даже при заданном значении параметра симметричной деформации α_2 мак-

симум кулоновской энергии, как обычно предполагается, соответствует $\alpha_3 = 0$ ($A_1 = A_2$), то может оказаться, что при симметричном делении из-за влияния магичности на толщину шейки (для околomagических осколков шейка короче — осколки ближе к сферическим) разрыв шейки происходит позже, т. е. при меньшей ее толщине и большей длине (а следовательно, при большем значении $\alpha_2^{\text{оск}}$), чем в случае асимметричного деления. Тогда кинетическая энергия осколков при симметричном делении будет меньше, чем при асимметричном делении.

Юхансон [20] предлагает несколько иное качественное объяснение асимметрии деления. Еще В. М. Струтинский [24] указывал на то, что наличие вблизи основного уровня уровня другой четности благоприятствует появлению асимметричной деформации ядра. Им же было показано, что равновесная форма ядра тем не менее не является грушевидной. Однако В. М. Струтинский указал, что при больших деформациях, соответствующих уже не равновесному, а делящемуся ядру из-за большей вероятности пересечения уровней разной четности грушевидная форма может оказаться энергетически выгодной. Юхансон, используя одночастичную модель Нильсона, провел детальные расчеты для различных тяжелых ядер и показал, что при достаточно большой симметричной деформации минимуму энергии соответствует асимметричная форма. Но при еще больших деформациях из-за того, что одночастичные уровни с осцилляторными квантовыми числами 400, 500 и т. д., дающие асимметричную форму, поднимаются выше и перестают быть низшими уровнями, ядро вновь приобретает симметричную форму. Таким образом, согласно данным работы [20], асимметричную форму делящиеся ядра имеют вблизи седловой точки. Так как процесс спуска с седловой точки квазистатический, а не быстрый, то асимметрия формы может и не сохраниться до точки разрыва шейки. По-видимому, модели, предложенные в работах [13, 20], дополняют друг друга. В работе [13] при рассмотрении учитываются оболочечные эффекты осколков, не принятые во внимание Юхансоном; эти эффекты и приводят к появлению асимметричных деформаций вблизи точки разрыва шейки. С другой стороны, Юхансон указывает причину возникновения асимметричных деформаций задолго до точки разрыва шейки, которая оставалась непонятной в работе [13]. Вычисленные Юхансоном положения уровней 1^- для ряда равновесных ядер и значения барьеров деления для асимметричных форм делящихся ядер хорошо согласуются с экспериментальными данными. Найденный теоретически в работе [20] параметр асимметричной деформации в седловой точке линейно зависит от экспериментального значения наиболее вероятного отношения масс осколков для ряда делящихся ядер. Модель Юхансона нуждается в количественных уточнениях, в частности, в ней не учтены эффекты парной корреляции, которые могут изменить положение одночастичных уровней. Но качественные результаты достаточно

убедительны. Таким образом, даже в области больших деформаций, при которых оболочечные эффекты делящегося ядра отсутствуют, капельная модель не является достаточно полной, так как при этом существенную роль играют своеобразные одночастичные эффекты, связанные с пересечением уровней разной четности.

Интересные качественные соображения о роли нуклонных состояний с большими моментами в делящемся ядре были высказаны В. В. Владимирским [22].

В работе Хилла [23] развивается кинетическая модель асимметрии деления, предложенная ранее Хиллом и Уилером [6]. Однако ввиду квазистатичности процесса деления до точки разрыва шейки влияние кинетических эффектов должно быть не очень существенным. Лишь в области вблизи разрыва шейки кинетические эффекты играют заметную роль; поэтому в основном распределение масс осколков определяется квазистатической картиной, только его детали могут зависеть от кинетических эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носов В. Г. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). М., Физматгиз, 1958, т. 2, стр. 234.
2. Businago U., Gallone S. Nuovo Cimento, 4, 629, 1277 (1955).
3. Гейликман Б. Т. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). М., Физматгиз, 1958, т. 2, стр. 230.
4. Гейликман Б. Т. Физика деления атомных ядер. М., Атомиздат, 1957.
5. Frankel S., Metropolis N. Phys. Rev., 72, 914 (1947).
6. Hill D., Wheeler J. Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
7. Пик-Пичак Г. А., Струтинский В. М. Статистическая теория деления (см. стр. 12 настоящего сборника).
8. Fong P. Phys. Rev., 89, 332 (1953); 102, 435 (1956).
9. Swiatecki W., Cohen L., preprint 1961.
10. Newton T. D. Proc. of the Sympos. on the Phys. of Fission held at Chalk-River, Ontario, 1956. Atomic Energy of Canada Limited Report CRP-642-A, 1956, p. 307.
11. Perring J., Story J. Phys. Rev., 98, 1525 (1955).
12. Blann H. M. Phys. Rev., 123, 1356, 1961.
13. Гейликман Б. Т. «Атомная энергия», 6, 290 (1959).
14. Kumar K., Preston M. Can. J. Phys., 33, 298 (1955).
15. Cameron A. G. W. A Revised semi-empirical atomic mass Formula. Atomic Energy of Canada Limited Report CRP-690, 1957.
16. Bohr N., Wheeler J. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
17. Swiatecki W. Phys. Rev., 100, 936 (1955).
18. Geilikman B. T. Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Structure, Kingston, Canada, 1960 (University of Toronto Press, Toronto, 1960).
19. Личмен Р. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959.
20. Johansson S. Nucl. Phys., 22, 4, 599 (1961).
21. Струтинский В. М. «Атомная энергия», 4, 150 (1956).
22. Владимирский В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 919 (1959).
23. Hill D. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 244.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДЕЛЕНИЯ

Г. А. ПИК-ПИЧАК, В. М. СТРУТИНСКИЙ

В случае деления при большом возбуждении делящегося ядра можно предположить, что обмен энергией между различными степенями свободы в процессе деформации будет происходить достаточно быстро по сравнению со скоростью деформации. В этих условиях свойства деления, такие, как зарядовое и массовое распределения, флуктуации кинетической энергии осколка и суммарной кинетической энергии, будут определяться статистическими весами соответствующих величин в момент разделения осколков. Для определения статистических весов необходимо вычислить потенциальную энергию делящегося ядра перед разрывом шейки, что можно сделать, используя полуэмпирическую формулу для массы ядра, обобщенную должным образом на случай деформированного ядра. В расчетах, результаты которых излагаются ниже, наряду с традиционной формулой¹ для массы ядра с атомным номером Z и числом нуклонов A [1]

$$\Delta E = \beta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \gamma A^{2/3} + \varphi \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (1)$$

где $\beta = 25,4$ Мэв, $\gamma = 19,4$ Мэв, $\varphi = 0,615$ Мэв, использовали полуэмпирическую формулу Камерона [2], в которой учитывается диффузность границы ядра

$$\Delta E = \beta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \gamma A^{2/3} \left(1 - \frac{1,24}{A^{2/3}}\right) - \Phi \frac{(A-2Z)^2}{A^{4/3}} \left(1 - \frac{1,24}{A^{2/3}}\right) + \varphi \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1,58}{A^{2/3}} - \frac{1}{Z}\right), \quad (2)$$

здесь $\beta = 31,45$ Мэв, $\gamma = 25,84$ Мэв, $\Phi = 44,24$ Мэв, $\varphi = 0,779$ Мэв. Вследствие этого в поверхностной энергии появляется дополнительный член, связанный с энергией симметрии [3]. Поскольку целью работы является исследование деления при большом воз-

¹ В массовой формуле приведены только те члены, которые существенны для деления.

буждении, то в обоих выражениях (1) и (2) для массы ядра отброшены члены, соответствующие поправкам на спаривание и оболочки [к формуле Камерона [2] — P и S и к формуле (1) — $\delta(A, Z)$]. Абсолютная величина этих членов не превосходит обычно 1–2 Мэв.

Для определения потенциальной энергии ядра в момент разрыва был использован метод «касающихся осколков»; его применил также Фонг [4], который рассматривал со статистической точки зрения деление при малом возбуждении. Основным моментом расчета является определение формы ядра в момент разрыва. Находится та форма осколков, которая соответствует минимуму потенциальной энергии при условии их касания. Можно показать, что формальный минимум потенциальной энергии двух касающихся осколков соответствует двум сферам, разнесенным на бесконечно большое расстояние и соединенным бесконечно тонкой шейкой. Если же искать минимум потенциальной энергии при фиксированном значении q^1 (при $q > 1$), то окажется, что форма осколков отвечает двум слегка сплюснутым из-за кулоновского взаимодействия сфероидам, соединенным бесконечно тонкой шейкой. В статистической теории наиболее вероятная форма в момент разрыва определяется абсолютным минимумом потенциальной энергии ядра при выполнении некоторых условий, соответствующих этому моменту. Так как при $d=0$ $q \rightarrow \infty$, то для нахождения формы в момент разрыва задаются некоторой минимальной толщиной шейки d , т. е. более детально определяют момент разрыва. При тонкой шейке в качестве меры d можно взять радиус кривизны χ поверхности осколка в месте касания. Практически задавалась не величина d или χ , а фиксировалось число полиномов Лежандра N в разложении радиуса поверхности осколка. При каждом N величина d и расстояние между центрами тяжести осколков $2q$ конечны. Исключая N , можно найти связь между ними. Толщина шейки порядка r_0 (т. е. приблизительно $1/5$ радиуса осколка) соответствует $N \approx \frac{2R_i}{d} \approx 10$. Поэтому в расчетах N брали

от 5 до 15 [в работе [4] в разложении радиуса поверхности осколка по полиномам Лежандра учитывали только один член с $P_3(\cos \vartheta)$]. При определении формы осколков в момент разрыва в поверхностной и кулоновской энергии осколков, а также в энергии кулоновского взаимодействия осколков друг с другом учитывали члены порядка $\alpha_i \alpha_m$, где α_i — коэффициенты разложения радиуса поверхности осколка

$$R_i(\vartheta) = R_i^{(0)} \left[1 + \sum_l \alpha_{il} P_l(\cos \vartheta_i)\right], \quad (3)$$

где i — номер осколка ($i=1, 2, \dots$), а $l, m \leq N$.

Определение экстремальных значений α_{il} производили по методу последовательных приближений, причем в нулевом при-

¹ $2q$ — расстояние между центрами тяжести осколков, измеренное в единицах радиуса осколка.

ближении энергия кулоновского взаимодействия осколков приравнивалась к потенциальной энергии взаимодействия двух заряженных сфер, центры масс которых находятся на расстоянии $2q$ друг от друга. Для симметричного деления q определяли, как

$1 + \sum_{l=2}^N \alpha_l$ и учитывали члены первого порядка по α_l в энергии взаимодействия. Строго говоря, в выражении для q следует брать также члены α_0 и α_1 , которые, благодаря условию сохранения объема и положения центра масс, выражаются через остальные α_l . Но так как искомая форма оказывается близкой к сферической, то эти члены сравнительно малы. Поэтому производилось разложение по α_0 и α_1 и они учитывались наряду с другими членами второго порядка по α_l^2 в энергии взаимодействия.

Если в нулевом приближении отбросить линейные по α_l члены в кулоновской энергии взаимодействия осколков друг с другом, то можно получить простое аналитическое решение. В этом приближении та часть энергии, которая зависит от формы осколков имеет вид

$$W = 2\Sigma C_l \alpha_l^2 + \frac{\xi}{2q}, \quad (4)$$

где

$$C_l = \frac{(l-1)(l+2)}{2(2l+1)} - \xi \frac{3(l-1)}{(2l+1)^2}, \quad \text{а } \xi = \frac{\bar{Z}^2 e^2}{R\bar{\sigma}}.$$

Здесь $\bar{Z}e$ — заряд осколка, \bar{R} — радиус осколка, $\bar{\sigma} = 4\pi\bar{R}^2\sigma$ — поверхностная энергия сферического осколка, а энергия W , как и всюду, выражена в единицах σ (для простоты рассматривается случай симметричного деления). Исследуя (4) на минимум по α_l , найдем

$$\alpha_l \approx \frac{8\pi m}{8Q^2} \frac{1}{C_l} \quad (5)$$

и уравнение для определения q

$$q = 1 + \frac{8\pi m}{8Q^2} \sum_{l=2}^N \frac{1}{C_l}. \quad (6)$$

Аналогичное уравнение для q , возникающее при более точном подходе, т. е. с учетом линейных и квадратичных по α_l членов в кулоновской энергии взаимодействия, решалось графически для разных значений N и ξ . Сравнение значений α_l , найденных в нулевом приближении, со значениями, найденными по методу последовательных приближений при минимизации выражения для энергии, содержащего все члены порядка α_l^2 , показывает, что нулевое приближение обладает хорошей точностью. Наибольшее расхождение получается для α_2 , для которого в нулевом приближении получается значение на 30% большее, чем в более точном расчете. Величина расхождения быстро уменьшается для больших l .

При $l \rightarrow \infty \alpha_l = \frac{1}{l}$ т. е. ряд для q логарифмически расходится, однако форма осколков, за исключением бесконечно тонкой и длинной шейки, которая возникает при $\theta = 0$, приближается к сферической.

Энергия деформации в (4) выражается через q

$$Wd = \sum_{i=1, 2, \dots} Wd_i = \sum_{i=1, 2, \dots} \sum_{l=2}^N C_{li} \alpha_{li}^2 = \frac{\xi(q-1)}{4Q^2}, \quad (7)$$

а энергия кулоновского взаимодействия, совпадающая в статистической теории деления со средней суммарной кинетической энергией осколков,

$$\bar{E} = \frac{\xi}{2q}. \quad (8)$$

На рис. 1 изображены q и радиус кривизны χ при различных значениях N . Рассчитанная форма осколков при $\xi = 1, 2$ и $N = 5$;

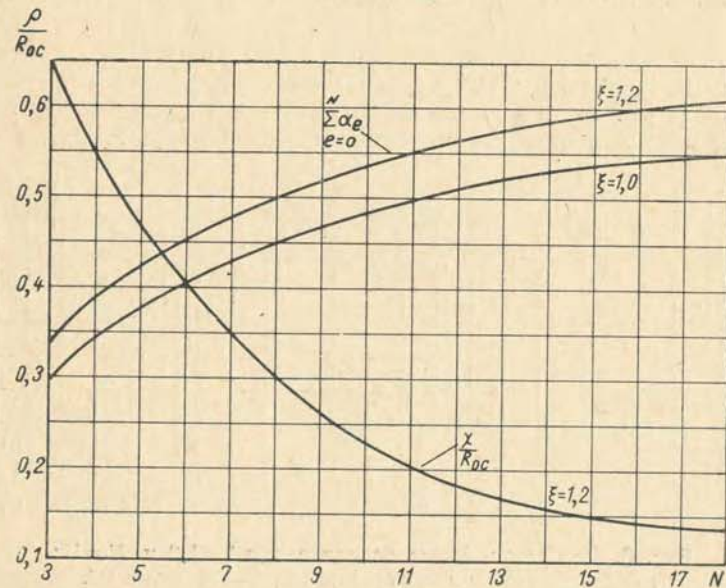


Рис. 1. Зависимость q и χ от N .

10; 15 приведена на рис. 2, а на рис. 3 — при $\xi = 1, 2$ и $N = 10$, а также форма, рассчитанная Фонгом [4]. Для сравнения приведена также форма ядра, полученная Хиллом и Уилером [5] экстраполяцией расчетов Франкеля и Метрополиса [6] на большие деформации. Деформация выбрана таким образом, чтобы получилась примерно та же толщина шейки. Видно, что форма

по [6] и рассчитанная здесь близки друг к другу, в то время как форма по [4] очень сильно отличается от них.

Все рассчитанные кривые, приведенные на рис. 1 и 2, получены с учетом мультипольных членов порядка α_1 и α_1^2 в энергии кулоновского взаимодействия осколков друг с другом. Эти члены

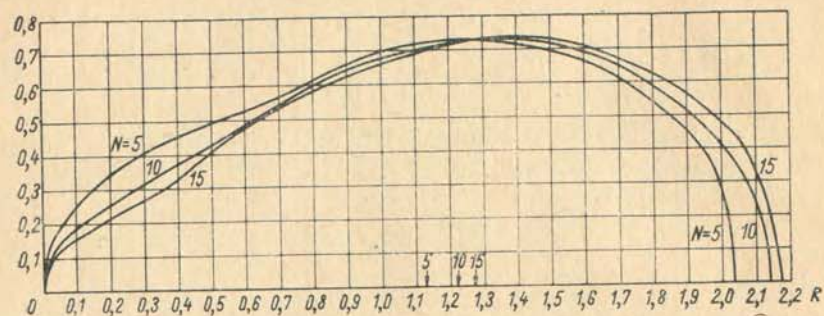


Рис. 2. Расчетная форма осколков при $\xi=1,2$ и $N=5; 10; 15$.

дают относительно малые поправки. Так, например, поправка к энергии взаимодействия составляет всего плюс 4% от основного члена (8). Была сделана оценка отброшенных членов порядка α_1^3 и α_1^4 в выражении для потенциальной энергии. Некоторые из

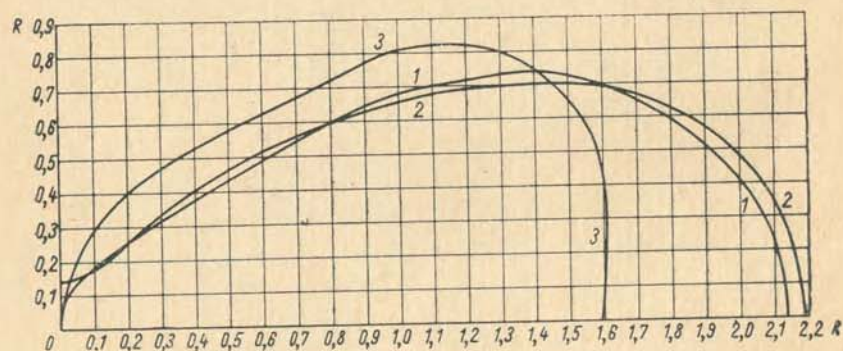


Рис. 3. Расчетная форма осколков при $\xi=1,2$ и $N=10$:
1 — данная работа; 2 — по работе [6]; 3 — по работе [4].

этих членов при $N \rightarrow \infty$ расходятся, что связано с неприменимостью разложения по полиномам Лежандра поверхности при бесконечно длинной шейке. Однако при ограниченном $N (\leq 15)$ оказывается, что поправка к q еще очень мала. Так, для наиболее существенных членов в поверхностной энергии, пропорциональных α_1^i , следует, что $\Delta q \approx \frac{N^2}{5000}$ при $q=1,5$. Для других членов эта поправка еще меньше.

Как показал Террелл [7], экспериментальные значения средней суммарной кинетической энергии \bar{E} согласуются с законом

$$\bar{E} = 0,121 \frac{Z_0^2}{A_0^{1/3}} M \bar{v}, \quad (9)$$

где Z_0 — атомный номер, A_0 — атомный вес делящегося ядра, что совпадает с формулой (8), причем значение коэффициента в этой формуле соответствует $r_0 q = 1,83 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. $q \approx 1,3-1,5$ в зависимости от выбора r_0 .

Аналогичные расчеты для случая асимметричного деления показали, что форма осколков слабо зависит от отношения масс. Если характеризовать степень массовой асимметрии деления параметром

$$\delta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{2A_1}{A_0} \right), \quad (10)$$

где A_1 — соответствует легкому осколку, A_0 — масса делящегося ядра, то

$$\frac{d\alpha_{li}}{d\delta} \approx \frac{(-1)^i}{3} \alpha_{li}. \quad (11)$$

Минимум полной энергии касающихся осколков соответствует симметричному делению ($\delta = 0$).

Минимумом полной энергии осколков, рассматриваемой как функция соответствующих переменных, определяется также наиболее вероятное значение заряда осколка $\bar{Z}(A)$ при данной массе или наиболее вероятное значение массы $\bar{A}(Z)$ при данном заряде. Величины $\bar{Z}(A)$ и $\bar{A}(Z)$ зависят от взаимной поляризации осколков из-за кулоновского взаимодействия, и, следовательно, от степени деформации осколков

$$\bar{Z} = \frac{1}{10} \frac{e^2}{r_0 \beta} \left(\frac{A_0}{2} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{5}{8q} \right) \frac{Z_0}{2} \mu + A \frac{Z_0}{A_0} \left[1 - \frac{1}{10} \frac{e^2}{r_0 \beta} \left(\frac{A_0}{2} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{5}{8q} \right) \mu \right], \quad (12)$$

$$\bar{A} = -\frac{1}{60} \frac{e^2}{r_0 \beta} \left(\frac{A_0}{2} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{5}{12q} + \frac{10}{3} \frac{A_0 \gamma r_0}{e^2 Z_0^2} \right) \frac{A_0}{2} \nu + Z \frac{A_0}{Z_0} \left[1 + \frac{1}{60} \frac{e^2}{r_0 \beta} \left(\frac{A_0}{2} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{5}{12q} + \frac{10}{3} \frac{A_0 \gamma r_0}{e^2 Z_0^2} \right) \nu \right], \quad (13)$$

где Z_0 — заряд делящегося ядра, $\mu = \nu = 1$ для формулы масс (1), и

$$\mu = \frac{1 + \frac{5}{3} \frac{2r_0\Phi}{Z_0 e^2} \left(1 - \frac{2Z_0}{A_0}\right) \frac{8Q}{8Q-5}}{\left[1 - \frac{\Phi}{\beta \left(\frac{A_0}{2}\right)^{1/3}}\right]},$$

$$\nu = \frac{\left[1 - \frac{8-2\frac{A_0}{Z_0} - \frac{A_0^2}{Z_0^2}}{1 - \frac{5}{12Q} + \frac{10}{3} \frac{A_0 r_0}{e^2 Z^2}} \cdot \frac{10}{3} \frac{\Phi r_0}{A_0 e^2}\right]}{\left[1 - \frac{4}{3} \frac{\Phi}{\beta \left(\frac{A_0}{2}\right)^3}\right]}$$

— для формулы масс (2).

Интересна попытка детального исследования деления высоко-возбужденного ядра, которое получается при бомбардировке Au^{197} ионами C^{12} , сделанная Бланном [8]. Однако его результаты нельзя непосредственно сравнивать с выражениями (12) и (13), так как последние дают значения $\bar{A}(Z)$ и $\bar{Z}(A)$ для ядра, возникающего сразу после деления, в то же время из осколков могут вылетать нуклоны, если энергия возбуждения достаточна. Так как в момент разрыва существует термодинамическое равновесие, то энергия возбуждения осколков пропорциональна их массам. Это приводит к тому, что число нуклонов, испускаемых осколками, пропорционально его массе, и, следовательно, соотношения (12) и (13) для $\bar{A}_0(Z_0)$ и $\bar{Z}_0(A_0)$, наблюдаемых на опыте, несколько изменяются. С учетом сказанного выше, наилучшее согласование при сравнении (13) с результатом Бланна получается в случае вылета небольшого числа (0—4) нейтронов до деления. Последнее противоречит утверждению Бланна, что деление в основном происходит в самом конце каскада испарения нейтронов.

Что же касается $\bar{Z}(A)$, то подбором делящегося ядра можно согласовать либо наклон, либо абсолютную величину теоретической по формуле (12) и экспериментальной кривых, но не обе величины сразу. Согласование с теорией у Бланна получилось в случае двух касающихся сфер ($q=1$), в то время как в данном случае было взято $q=1.5$. Следует еще отметить, что зависимость, используемая Бланном [$\bar{Z}(A) - 0,4A$], очень чувствительна к вылету заряженных частиц. Поэтому вылет протонов после деления может сильно изменить эту зависимость; он будет происходить для осколков с $A \approx 125$, где разность энергий связи нейтрона и протона достигает нескольких мегаэлектронвольт [9].

Перейдем теперь к определению флуктуаций различных величин относительно их наиболее вероятных значений, которые были найдены выше. Если известна зависимость энергии системы от

некоторого параметра x , то в рамках статистической теории можно определить также и величину термодинамической флуктуации. Вероятность флуктуации дается выражением

$$P_y(x) \approx \exp\left\{-\frac{(x-\bar{x})^2}{\langle \Delta x \rangle^2}\right\},$$

где \bar{x} — среднее, наиболее вероятное значение величины x , а

$$\langle \Delta x \rangle^2 = \left[\frac{T}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \Big|_{x=\bar{x}}\right]^{-1}.$$

Здесь T — температура в момент разрыва, W — полная энергия. Индекс y у функции $P_y(x)$ означает, что изучается распределение x при фиксированном значении некоторых величин y . Этим способом могут быть определены термодинамические распределения таких величин, как заряд осколка (при данной массе), его кинетическая энергия, суммарная кинетическая энергия осколков и т. д.

Наиболее просто решается вопрос о флуктуации заряда при данном отношении масс $P_\delta(Z)$. При использовании выражения (1) для массы ядра

$$\frac{1}{\langle \Delta Z \rangle^2} = \frac{16\beta}{A_0 T} \left\{1 + \frac{7}{80} \frac{e^2}{r_0 \beta} \left(\frac{A_0}{2}\right)^{\frac{2}{3}}\right\}, \quad (14)$$

а при использовании (2) получим

$$\frac{1}{\langle \Delta Z \rangle^2} = \frac{16\beta}{A_0 T} \left\{1 - \frac{\Phi}{\beta} \left(\frac{2}{A_0}\right)^{\frac{1}{3}} + 0,055 \frac{e_2}{r_0 \beta} A_0^{\frac{2}{3}}\right\}. \quad (15)$$

Численно обе формулы дают практически одно и то же значение для $\langle \Delta Z \rangle$, так как единственным существенным членом оказывается пропорциональный β член энергии сродства протонов и нейтронов в полуэмпирической формуле для массы ядра. По этой причине распределение $P_\delta(Z)$ практически не зависит также от деформации и отношения масс осколков. Если предположить, что значение константы β не изменяется при возбуждении ядра, то выражение (14) и (15) можно использовать для определения T . Для деления Au^{197} ионами C^{12} [8] $\langle \Delta Z \rangle_{\text{экс}} \approx 0,9$, что соответствует $T = 1,5 - 1,6 \text{ Мэв}$, т. е. энергия возбуждения осколка в момент деления довольно хорошо согласуется с числом нейтронов, испущенных до деления, определенным из согласования экспериментального и теоретического хода величины $\bar{A}(Z)$.

Вероятность деления с заданным отношением масс осколков равна

$$P(\delta) \approx \exp\left\{-\frac{\delta^2}{\langle \Delta \delta \rangle^2}\right\} = \exp\left[-\frac{(A-\bar{A})^2}{\bar{A}^2 \langle \Delta \delta \rangle^2}\right], \quad (16)$$

где

$$\bar{A} = \frac{A_0}{2}.$$

При вычислении $\frac{d^2W}{d\delta^2}$ можно считать, что заряд осколков определяется пропорционально их массе. От δ зависят также параметры деформации α_{i_i} , поэтому

$$\frac{d^2W}{d\delta^2} = \frac{\partial^2 W}{\partial \delta^2} + \sum_{i, e} \frac{\partial^2 W}{\partial \delta \partial \alpha_{i_i}} \frac{d\alpha_{i_i}}{d\delta} \quad (17)$$

Однако из-за слабой зависимости α_{i_i} от δ [см. (11)] второе слагаемое в (17) пренебрежимо мало. Это позволяет получить весьма простое выражение для $\frac{d^2W}{d\delta^2}$, использующее только в общем виде явную зависимость полуэмпирической формулы для масс ядер от A . Таким образом получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{d\delta^2} = & 1,08\Delta E_s + 1,89\Delta E_c - 1,77\bar{E} - \frac{2}{9} E_{ds} + \\ & + \frac{10}{9} E_{dc} - 4,2 \cdot 10^{-5} A_0^{\frac{7}{3}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь ΔE_s и ΔE_c — разность поверхностной и кулоновской энергий для начального (сферического) ядра и двух (сферических) осколков соответственно. E_{ds} и E_{dc} — поверхностная и кулоновская энергии деформации осколков в момент разрыва, а \bar{E} — энергия кулоновского взаимодействия осколков в момент разрыва (8), равная кинетической энергии осколков. Последний член в (18) возникает из-за отклонения распределения Z и A от прямой пропорциональности и составляет примерно 8% от суммы всех остальных членов.

При выводе этой формулы предполагалась лишь определенная функциональная зависимость различных слагаемых массовой формулы от A и Z . Так, например, предполагалось, что имеется некий член, пропорциональный $A^{2/3}$ («поверхностная энергия»). Формула (18) является общей как для массовой формулы (1), так и для формулы (2), хотя численные значения различных слагаемых и всей суммы в целом могут отличаться.

В таблице приведены значения некоторых величин для деления Au^{197} ионами C^{12} . Чтобы определить $\langle \Delta A \rangle$, использовалось значе-

Расчетные величины для деления Au^{197} ионами C^{12}

Формула масс	$\Delta E_s, \text{ Мэв}$	$\Delta E_c, \text{ Мэв}$	$\bar{E}, \text{ Мэв}$	$E_{ds}, \text{ Мэв}$	$E_{dc}, \text{ Мэв}$	$\Delta W, \text{ Мэв}$	$\langle \Delta A \rangle$	$\langle \Delta A \rangle_{\text{эксп}}$
(1)	-168 -176	+314 +325	148 154	16,0	-3,6	146 150	14,9 15,5	19±2
(2)	-191 -198	+340 +352	144	-	-	149 154	15,0 15,5	

ние $T = 1,6 \text{ Мэв}$, полученное из зарядового распределения. Приведенные в таблице значения найдены в предположении, что «средним делящимся» ядром является Bi^{196} (верхняя строка) и At^{205} (нижняя строка). Из таблицы видно, что результаты не очень чувствительны к выбору делящегося ядра. Против выбора Bi^{196} в качестве делящегося ядра свидетельствует высокое значение T , которое получается из экспериментального распределения заряда.

Для деления ядер вблизи Pu^{242} получаем

$$\langle \Delta A \rangle = 14,5 \sqrt{T}, \text{ Мэв} \quad (19)$$

при использовании (1) и

$$\langle \Delta A \rangle = 16,3 \sqrt{T}, \text{ Мэв} \quad (20)$$

при использовании (2). При энергии возбуждения 40—60 Мэв в момент разрыва ($T = 1,3$ — $1,6 \text{ Мэв}$) $\langle \Delta A \rangle = 19$ — 23 для (19) и $\langle \Delta A \rangle = 21$ — 26 для (20), что согласуется с опытом.

Как видно из таблицы, обе полуэмпирические формулы для массы ядра дают близкие значения для $\langle \Delta A \rangle$, если значение \bar{E} берется из опыта. Однако по формуле (1) получается значительно меньшее значение для полного дефекта масс при делении. Разница достигает несколько десятков мегаэлектронвольт для деления ядер в районе урана¹. Вследствие этого при расчетах по (1) для потенциальной энергии в момент разрыва получается слишком большое, а для энергии возбуждения слишком малое (либо даже отрицательное), значение. Для урана разность масс ядра в момент разрыва и начального сферического ядра достигает 30 Мэв, т. е. примерно на 25 Мэв выше порога деления. Такое положение не возникает при использовании формулы масс Камерона (2), дающей более точные значения масс ядер.

Флуктуация полной кинетической энергии в статистической модели связана с флуктуациями как массы и заряда осколков, так и расстояния между осколками в момент разрыва. Можно показать, что дисперсия заряда и массы осколков приводит к дисперсии полной кинетической энергии порядка 1—2 Мэв, т. е. их вклад пренебрежимо мал по сравнению с экспериментальной величиной, значение которой порядка 15—20 Мэв. Основным источником флуктуации \bar{E} являются, по-видимому, флуктуация формы ядра

¹ В работе Фонга [4] к формуле (1) дописана поправка ΔM порядка 15—25 Мэв, которая определяется опытно сравнением масс ядер, рассчитанных по полуэмпирической формуле с экспериментальными массами стабильных ядер в области масс осколков. Причина возникновения большой погрешности полуэмпирической формулы (1) при сравнении масс ядер сильно отличающихся по A не обязательно связана с эффектом оболочек, хотя в ΔM проявляются неомонотонности порядка нескольких мегаэлектронвольт, обусловленные оболочками. Формула Камерона (2), в частности, дает значительно лучшие значения масс осколков даже без учета поправки на оболочки и спаривание (расхождение порядка 1—2 Мэв). Поэтому название «поправка на оболочки» в работе [4] весьма неудачна.

в момент разрыва и, в первую очередь, расстояния между осколками $2q$. Считая, что последняя имеет термодинамическую природу, ее величину можно определить, так как известна зависимость потенциальной энергии от параметров α_i , характеризующих форму ядра. Используя выражения (7) и (8) для потенциальной энергии, можно получить вероятность флуктуации q :

$$P(q) \approx \exp \left\{ -\frac{\bar{\sigma} \xi}{4T} \frac{3\bar{q}-2}{\bar{q}^3(\bar{q}-1)} (q-\bar{q})^2 \right\}. \quad (21)$$

Откуда для полной кинетической энергии, связанной с q соотношением (8), получим

$$P(E) = \exp \left\{ -\frac{(E-\bar{E})^2}{\langle \Delta E \rangle^2} \right\}, \quad (22)$$

где

$$\langle \Delta E \rangle = \sqrt{\frac{2\bar{E}T(\bar{q}-1)}{3\bar{q}-2}}. \quad (23)$$

При $T = 1,5 \text{ Мэв}$, $E = 144 \text{ Мэв}$ и $\bar{q} = 1,5$ теоретическое значение $\langle \Delta E \rangle$ составляет приблизительно 10 Мэв . При выводе (21) предполагали, что форма осколков описывается каждый раз одним и тем же числом полиномов Лежандра N . Это в какой-то мере соответствует предположению о постоянстве толщины шейки. Вследствие дискретности ядерного вещества толщина шейки в момент разрыва сама может в значительной мере флуктуировать, так что флуктуация \bar{E} будет больше, чем по (23). Значение последней, полученное выше, значительно меньше экспериментальной средней гауссовской флуктуации \bar{E} для спонтанного деления (равного приблизительно 25 Мэв). Поэтому интересно экспериментально определить дисперсию \bar{E} для большого возбуждения делящегося ядра.

Распределение кинетической энергии осколка, если только в опыте не фиксируется его масса, в отличие от распределения \bar{E} определяется в первую очередь флуктуацией массы осколка. Формально это является следствием того обстоятельства, что при фиксированной величине полной кинетической энергии энергия осколка k связана с δ линейным соотношением

$$k = \frac{\bar{E}}{2} (1 + \delta). \quad (24)$$

Так как полная кинетическая энергия флуктурует, то, предположив, что флуктуации \bar{E} и δ описываются гауссовскими распределениями, получим следующую связь между шириной соответствующих гауссовских распределений

$$\frac{\langle \Delta k \rangle}{k} = \sqrt{\left(\frac{\langle \Delta E \rangle}{\bar{E}} \right)^2 + \left(\frac{\langle \Delta A \rangle}{\bar{A}} \right)^2}, \quad (25)$$

где

$$\bar{k} = \frac{\bar{E}}{2}, \quad \bar{A} = \frac{A_0}{2}$$

Для деления Au^{197} ионами C^{12} $\langle \Delta k \rangle \approx 20 \pm 4 \text{ Мэв}$ [11]. Взяв $\bar{k} = 75 \text{ Мэв}$ и $\frac{\langle \Delta A \rangle}{\bar{A}} \approx \frac{1}{5}$ [8], получим $\frac{\langle \Delta E \rangle}{\bar{E}} \approx 0,17 \pm 0,1$, что значительно превышает полученную ранее термодинамическую оценку $\langle \Delta E \rangle$ (10 Мэв). Интерес представляет экспериментальная проверка соотношения (25), которая вполне возможна, так как все входящие в (25) величины можно независимо измерять на опыте.

В заключение отметим, что несмотря на большую величину углового момента составных ядер ($j \approx 100 \hbar$), полученных в реакциях с тяжелыми ионами, он мало влияет на все изученные здесь характеристики деления. Последние определяются свойствами ядра в момент разрыва, поэтому, хотя энергия вращения сферического ядра достигает $30-40 \text{ Мэв}$, в момент разрыва, вследствие увеличения момента инерции ядра, она уменьшается до $5-7 \text{ Мэв}$; эта величина мала по сравнению с поверхностной и кулоновской энергией. Расстояние между осколками $2q$ для вращающегося ядра увеличивается всего на $1,5\%$ по сравнению со случаем покоящегося ядра. Полная кинетическая энергия осколков

$$\Delta E = \frac{j^2}{2J_0} \frac{1-10}{2+5q^2} \frac{q^2(q-1)}{(3q-2)(2+5q^2)}$$

(J_0 — момент инерции сферического осколка) возрастает всего на несколько мегаэлектронвольт, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ферми Э. Ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1951. Green A. E. S. Phys. Rev., 95, 1006 (1954).
2. Cameron Q. G. W. Canad J. Phys., 35, 1021 (1957).
3. Feenberg E. Rev. Mod. Phys., 19, 239 (1947).
4. Fong P. Phys. Rev., 102, 434 (1956).
5. Hill D., Wheeler J. Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
6. Frankel S., Metropolis N. Phys. Rev., 72, 431 (1947).
7. Terrell J. Phys. Rev., 113, 527, 1959.
8. Blann H. M. Fission of Gold with 112 Mev C^{12} ions: a yield-mass and charge distribution study, 1960 (Thesyss).
9. Эйсмонт В. П. Угловая анизотропия деления (см. стр. 61 настоящего сборника).
10. Vandenbosch R., Thomas T. D., Vandenbosch S. E., Glass R. A., Seaborg G. T. Phys. Rev., 111, 1358 (1958); Phys. Rev., 121, 1415 (1961).
- Britt H., Quinton A. Phys. Rev. 120, 17, 68 (1960).

АСИММЕТРИЯ ДЕЛЕНИЯ

А. Н. ПРОТООПОВ

Введение

Известно, что при малых и средних энергиях возбуждения тяжелые ядра заториевых элементов делятся преимущественно асимметрично, образуя характерные двугорбые распределения продуктов деления по массам. Аналогичные массовые распределения получаются и при спонтанном делении тяжелых ядер.

За последние десять лет было обнаружено много новых сторон процесса деления, таких, как угловая анизотропия, особенности эмиссии мгновенных нейтронов деления, иррегулярности в ходе сечений деления и ряд других. Однако краеугольным камнем физики деления оставался вопрос об асимметрии деления. Этим объясняется появление большого количества теоретических работ и различных предположений, имевших целью показать причину асимметрии. Эти объяснения развивались как с точки зрения капельной модели, путем различных ее усложнений, так и с привлечением различных аспектов оболочечной, а затем и обобщенной модели [1]. Несмотря на обилие теоретических работ и экспериментальных данных, асимметрия деления еще и сегодня не получила должного объяснения.

Необходимо отметить, что с 1956 г. положение несколько осложнилось в связи с обнаруженными Фейрхоллом [2] особенностями деления висмута и радия. В связи с этим снова возник вопрос — существуют ли два независимых типа деления, симметричное и асимметричное, или, как об этом думали ранее [3], разделение на симметричное и асимметричное деления может быть только условным.

В данной статье рассматриваются основные черты асимметричного и симметричного типов деления. В связи с этим излагаются результаты наиболее существенных экспериментальных работ, посвященных исследованиям массовых распределений при делении тяжелых элементов различными частицами малых и средних энергий.

1. Основные характеристики распределений осколков по массам при асимметричном делении

Распределения осколков деления по массам сравнительно хорошо изучены для ряда тяжелых ядер. Массовые распределения, полученные при делении U^{233} [4] и Pu^{239} [5] тепловыми нейтро-

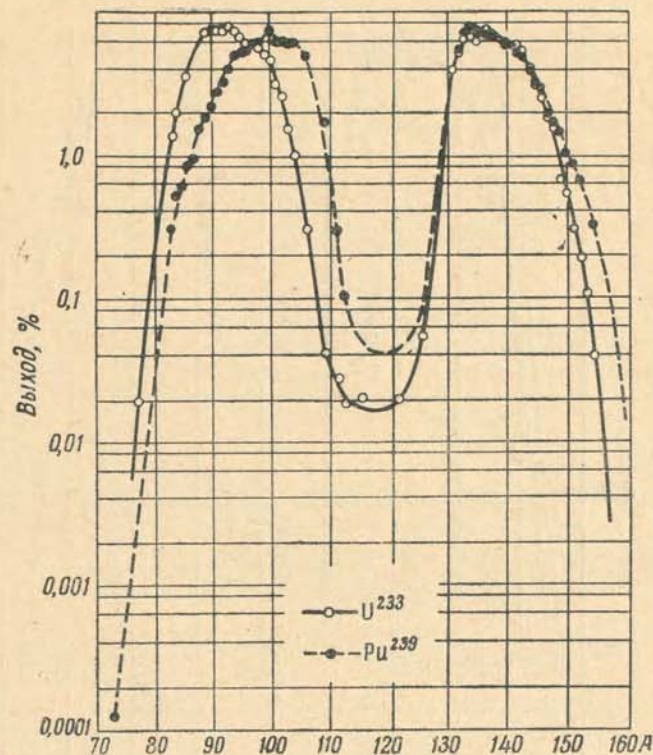


Рис. 1. Распределения осколков по массам при делении U^{233} и Pu^{239} тепловыми нейтронами.

нами, Th^{232} и U^{238} [4] нейтронами спектра деления, а также распределения осколков при спонтанном делении Cf^{252} [6] и при делении U^{235} [7] тепловыми нейтронами, показаны на рис. 1—3.

При рассмотрении этих кривых обращает на себя внимание значительная асимметрия формы распределений легких и тяжелых осколков. В ряде случаев имеют место отступления от плавного хода кривых в виде небольших зубцов, именуемых обычно тонкой структурой массовых распределений. При увеличении массы делящегося ядра ширина массовых распределений увеличивается. Интересно отметить, что, если учесть числа нейтронов, испускаемых осколками различной массы [8, 9, 10], то в некото-

рых случаях внешние склоны массовых распределений тяжелых и легких осколков хорошо совпадают с нормальным законом распределения случайных величин.

Тонкая структура массовых распределений объясняется, как известно, предпочтительным образованием в процессе деления осколков с замкнутыми оболочками из 50 и 82 нейтронов [7],

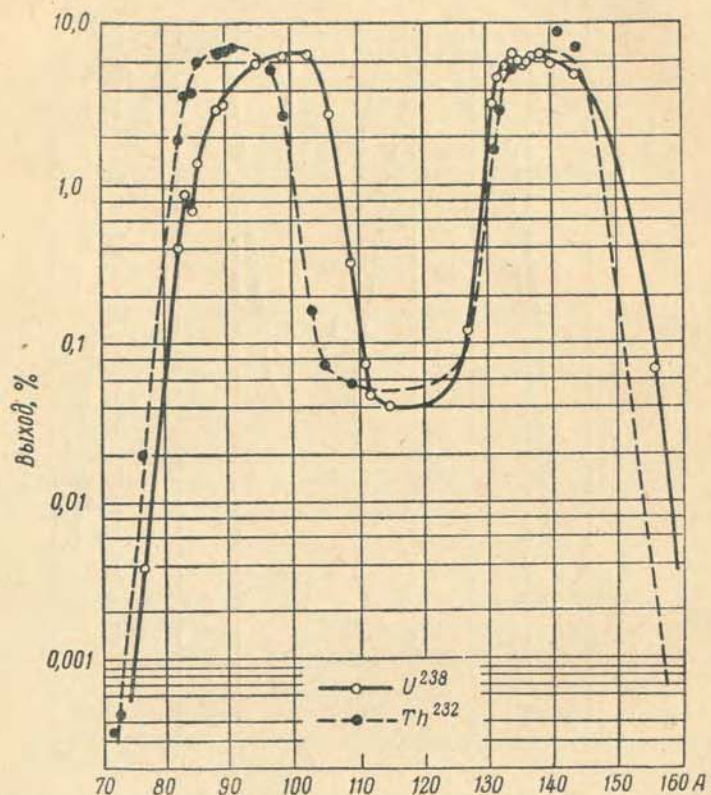


Рис. 2. Распределения осколков по массам при делении Th^{232} и U^{238} нейтронами спектра деления.

а также предпочтительной эмиссией из уже разделившихся осколков пятьдесят первого и восемьдесят третьего нейтронов, а также следующих за ними нечетных нейтронов [11].

Асимметрия формы массовых распределений легких и тяжелых осколков в некоторой степени обязана неравномерности эмиссии нейтронов осколками различной массы [8, 9, 10]. Однако главная причина этой асимметрии заключается, видимо, в преимущественном образовании в процессе деления осколков с замкнутыми оболочками из 50 протонов и 82 нейтронов, что проявляется в довольно широкой области массовых чисел (127—139). Об этом говорит

и тот факт, что распределения осколков деления различных ядер (рис. 1—3) почти совпадают в данной области масс.

Для понимания природы асимметрии деления представляют интерес данные о положении главных максимумов распределений легких и тяжелых осколков деления различных ядер. Между тем, в связи с рассмотренными выше искажениями формы этих распределений, получение таких данных представляет некоторые труд-

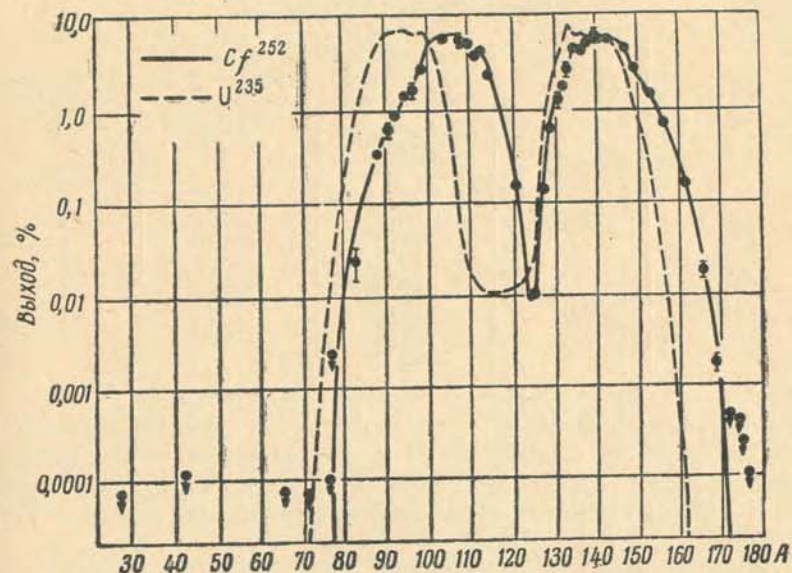


Рис. 3. Распределения осколков по массам при делении U^{235} тепловыми нейтронами и при спонтанном делении Cf^{252} .

ности. Необходимо, однако, отметить, что искажения затрагивают в основном верхние части распределений и в значительно меньшей степени проявляются в области небольших выходов. Учитывая это, интересующие нас данные приближенно можно найти из значений ширины распределений, измеренных на высоте 0,01—0,02 от максимальных выходов.

Некоторые характеристики представленных выше массовых распределений собраны в табл. 1. Во второй колонке таблицы приведены данные о ширине распределений на высоте 0,02 h , где h — их полная высота. Середины отрезков $S_{(0,02 h)}$ определяют положения главных максимумов распределений. В последней колонке даны отношения наиболее вероятных выходов осколков к минимальным выходам в области симметричного деления.

Из приведенных в таблице данных следует, что для ряда делящихся ядер, от тория до плутония, максимум распределения тяжелых осколков практически не смещается ($A = 140$). Однако при спонтанном делении Cf^{252} происходит уже заметное смещение

пика тяжелых осколков в сторону больших масс ($A = 144$). Это совпадает с данными работы [12], полученными при исследовании вынужденного деления Th^{230} , Pu^{240} и Pu^{242} , а также спонтанного деления Cm^{242} , Cm^{244} , Cf^{252} и Fm^{254} . В результате этих исследова-

Таблица 1

Некоторые характеристики массовых распределений осколков при асимметричном делении

Составное ядро	$\bar{S}_{0,02h}$	Положение главных максимумов распределений		Отношение максимума кривой к минимуму
		легких осколков	тяжелых осколков	
Th^{233}	24,0	90,8	139,5	125
U^{234}	27,8	92,8	138,9	350
U^{236}	27,3	93,8	139,6	600
U^{239}	28,2	95,0	141,0	160
Pu^{240}	30,5	96,5	140,5	150
Cf^{252}	34,9	104,2	144,0	650—700

ований, выполненных при помощи двойной ионизационной камеры с сетками, было показано, что смещение пика тяжелых осколков в сторону больших масс начинает проявляться при делении Cf^{252} ($A = 144$) и еще более выражено при делении Fm^{254} ($A = 146$).

Характер изменений массового распределения осколков при делении U^{235} нейтронами различных энергий [13] показан на рис. 4. С увеличением энергии возбуждения вероятность деления ядра на примерно равные части быстро растет, а ширина массовых распределений легких и тяжелых осколков увеличивается.

Более детальное исследование зависимости вероятности симметричного деления от энергии возбуждения делящегося ядра было выполнено в работе [14]. Авторы работы определяли отношение выходов Ag^{113} и Ba^{139} в зависимости от энергии протонов, вызывающих деление Th^{232} , U^{238} и Pu^{239} . В диапазоне энергий 5,5—50 Mэв эти определения проводились примерно через 1 Mэв и несколько реже в диапазоне 50—100 Mэв . Из приведенных на рис. 5 кривых видно, что отношение выходов Ag^{113} и Ba^{139} возрастает при увеличении энергии протонов. Это отношение становится большим единицы, т. е. вероятность симметричного деления делается больше, чем асимметричного, при энергии протонов порядка 40 Mэв .

Характерной особенностью этих кривых является наличие более или менее глубоких впадин, повторяющихся через определенные энергетические промежутки. Особенно отчетливо эти впадины проявляются при делении тория. Положение впадин

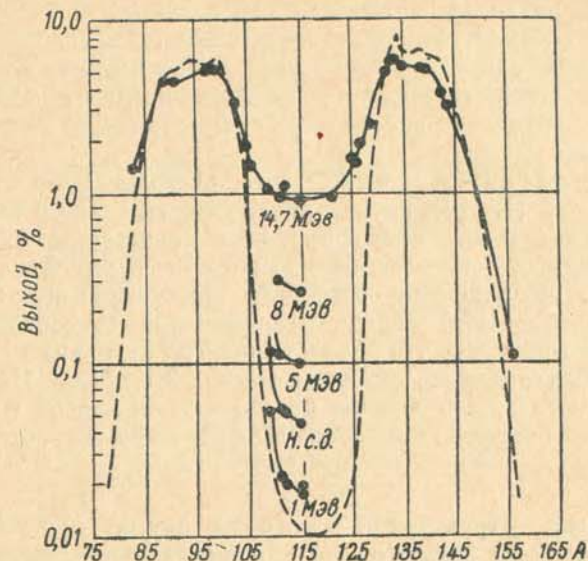


Рис. 4. Массовые распределения при делении U^{235} нейтронами различных энергий. Пунктирная кривая изображает массовое распределение при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Отрезки кривых дают представление о выходе осколков в долине при различных энергиях нейтронов; н. с. д.—нейтроны спектра деления. Сплошная кривая—массовое распределение при делении U^{235} нейтронами с энергией 14,7 Mэв .

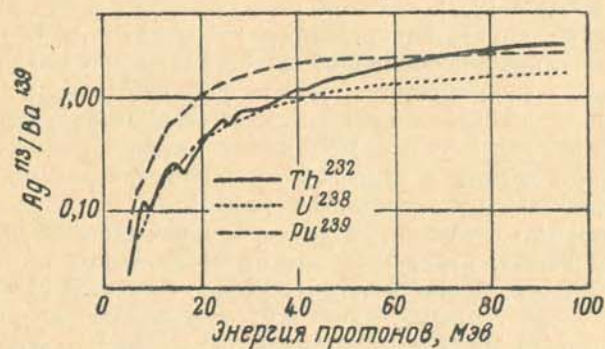


Рис. 5. Зависимость отношения выходов Ag^{113} и Ba^{139} от энергии протонов при делении Th^{232} , U^{238} и Pu^{239} .

отвечает испарению до деления одного, двух и т. д. нейтронов и, следовательно, некоторому охлаждению делящегося ядра и увеличению вероятности асимметричного деления.

Таким образом, из приведенных выше экспериментальных данных [13,14] следует, что при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра вероятность симметричного деления быстро растет, в то время как вероятность асимметричного деления изменяется очень мало.

Интересная интерпретация этого обстоятельства была сделана в работах [15, 16]. Рассматривая симметричное и асимметричное деления как два конкурирующих процесса, авторы применили к этому случаю известное выражение статистической механики для отношения скоростей двух конкурирующих процессов. Путем использования большого количества экспериментальных данных было найдено, что разность энергий активации симметричного и асимметричного деления равна $2,7 \text{ Мэв}$. Необходимо, однако, отметить, что авторы не учитывали эмиссию нейтронов до деления и поэтому полученное ими значение разности барьеров деления нельзя считать вполне корректным.

2. Тонкая структура и некоторые другие проявления оболочечных эффектов при асимметричном делении

При низких энергиях возбуждения, а также при спонтанном делении тяжелых элементов, предпочтительное образование в процессе деления осколков с замкнутой оболочкой из 82 нейтронов можно считать доказанными. Действительно, повышенный выход осколков с массами 133—135 наблюдался при делении U^{233} [17], U^{235} [7] и Pu^{239} [5] тепловыми нейтронами, а также при делении U^{238} [4] нейтронами спектра деления. Повышенный выход осколков в этой области масс наблюдался и при спонтанном делении Cm^{242} [7] и Cf^{252} [6,7].

В качестве доказательства предпочтительности образования осколков с замкнутой оболочкой из 82 нейтронов могло бы служить наличие повышенного выхода дополнительных осколков легкой группы. Такая дополнительная «тонкая структура» была обнаружена в ряде случаев. Положения пиков тонкой структуры распределений легких и тяжелых осколков при делении некоторых тяжелых элементов указаны в табл. 2.

Очевидно, что с точностью до возможных ошибок и с учетом числа испаряемых нейтронов легкий и тяжелый пики тонкой структуры хорошо дополняют друг друга. Случай Pu^{240} является некоторым исключением, так как необходимо предположить испарение шести нейтронов, чтобы повышенный выход Mo^{100} можно было рассматривать как дополнительный к массе 134. Не исключено, что определение выхода Mo^{100} было сопряжено с одной из ошибок, на возможность которой указывают и авторы работы [5].

Значительный интерес представляет вопрос о том, сохраняется ли способность предпочтительного образования в процессе деления осколков с замкнутыми оболочками при более высоких энергиях возбуждения делящегося ядра. Еще в 1954 г. была опубликована первая работа [18], предпринятая в этом направлении. Авторы работы исследовали выходы осколков в области

Таблица 2

Тонкая структура массовых распределений

Делящееся ядро	Среднее число мгновенных нейтронов	Положение пика тонкой структуры		Литература
		масса легкого осколка	масса тяжелого осколка	
U^{234}	2,6	99	133—134	[7, 17]
U^{236}	2,5	100	134	[7]
U^{239}	2,6	103	134	[4]
Pu^{240}	3,0	100	134	[5]
Cm^{242}	3,0	105	134	[7]
Cf^{252}	3,8	113—114	134—135	[6, 7]

масс 99—106, среди которых могли быть осколки, дополнительные к тяжелым осколкам с замкнутыми оболочками. Исследовалось деление U^{235} и U^{238} дейтонами с энергией 15 Мэв , а также деление U^{238} γ -лучами с максимальной энергией 13 Мэв . Во всех случаях был найден отчетливый повышенный выход осколков массы 105, выходящий за пределы ошибок. При делении U^{238} дейтонами эта тонкая структура интерпретировалась как дополнительная к предпочтительному образованию тяжелого осколка с замкнутой оболочкой из 82 нейтронов ($A = 132—133$). Тонкая структура, обнаруженная при делении U^{235} дейтонами и U^{238} γ -лучами, была объяснена предпочтительностью образования в процессе деления тяжелых осколков с замкнутыми оболочками из 50 протонов (Sn^{131} и Sn^{130}).

В другой работе [19] исследовались выходы осколков в области масс 131—135 при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв . Было найдено, что пик тонкой структуры на массе 134, проявляющийся и в этом случае, выражен гораздо слабее, чем при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Возникал в связи с этим вопрос — обязан ли этот сравнительно небольшой пик предпочтительности образования осколков с замкнутыми оболочками из 82 нейтронов в процессе самого деления или при данном возбуждении (около 20 Мэв) эффект проявления оболочек исчезает полностью, и незначительный пик на массе 134 обязан своим происхождением процессам, протекающим после деления.

С этой целью в одной из более поздних работ [20] были предприняты тщательные поиски дополнительной тонкой структуры

в области легких осколков. В данном случае тонкую структуру следовало искать в области масс 97—98, так как при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв среднее число испаряющихся нейтронов равно примерно 5,0.

Многочисленные измерения выходов Zr^{95} , Zr^{97} и Mo^{99} позволили обнаружить отчетливый пик на массе 97, далеко выходящий за пределы экспериментальных ошибок. Величина этого пика, возвышающегося над плавной кривой примерно на 19%, согласуется с высотой пика на массе 134, найденного в работе [19].

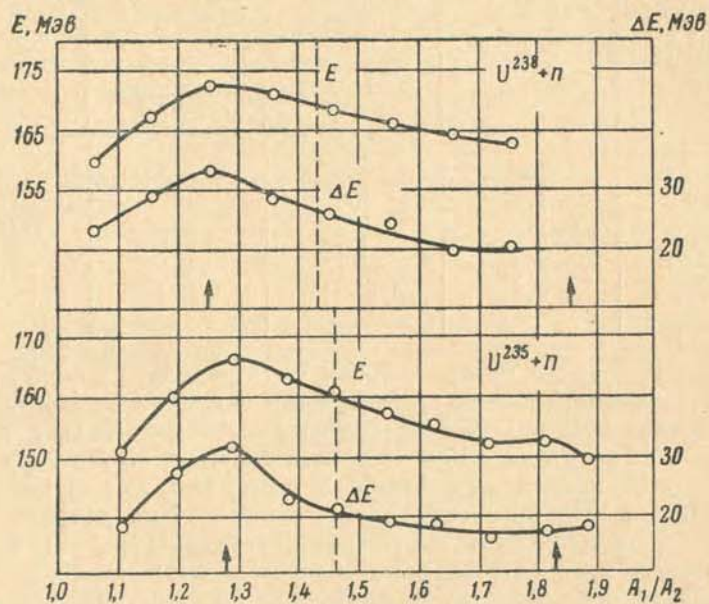


Рис. 6. Зависимость полной кинетической энергии E и полуширины ее распределения ΔE при делении U^{235} и U^{238} нейтронами с энергией 14 Мэв. Вертикальные пунктирные линии показывают положения главных максимумов распределений. Положения «магических» осколков с дважды замкнутыми оболочками из 50 протонов и 82 нейтронов и с оболочкой из 50 нейтронов отмечены вертикальными стрелками.

Таким образом, тонкая структура массовых распределений, обязанная предпочтительному образованию в процессе деления осколков с замкнутыми оболочками из 82 нейтронов, в некоторых случаях сохраняется и при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра до 20 Мэв. При этом по мере увеличения энергии возбуждения высота зубцов тонкой структуры уменьшается.

Проявление оболочечных эффектов в процессе деления не ограничивается появлением сравнительно узких зубцов тонкой структуры, а охватывает, видимо, довольно широкую область массовых чисел порядка 10—12 массовых единиц. Действительно, в ра-

боте [21] было показано, что замкнутые оболочки из 50 протонов и 82 нейтронов, так же как и оболочки из 50 нейтронов, оказывают влияние в процессе деления как на величину полной кинетической энергии, так и на ее дисперсию. Это влияние проявляется в увеличении полной кинетической энергии и ее дисперсии в довольно широких интервалах массовых отношений (рис. 6), лежащих, однако, значительно левее главного максимума массового распределения. Было показано, что это влияние оболочек сохраняется при делении U^{235} , U^{238} [21] и Th^{232} [22] нейтронами с энергией 14 Мэв. То обстоятельство, что влияние оболочек из 50 протонов и 82 нейтронов проявляется в довольно широком интервале массовых чисел ($A = 127—139$), совпадающим с левым склоном максимума тяжелых осколков, позволяет объяснить почти неизменное положение этого склона при делении тяжелых ядер от тория до калифорния включительно. Это же обстоятельство вынуждает усомниться в возможности объяснить влиянием оболочек положение и ширину главных максимумов массовых распределений. Оболочки из 50 нейтронов проявляются, по-видимому, слабее. Однако в некоторых случаях все же наблюдался слегка повышенный выход в области масс 83—86.

3. Влияние квантовых характеристик делящегося ядра на асимметрию деления

Постановка экспериментальных исследований в данном направлении была вызвана теоретическими соображениями, изложенными Уилером [23]. Согласно этим представлениям, относительная вероятность симметричного деления зависит от спинового состояния тех делительных каналов, которые дают главный вклад в сечение деления. Так, например, в случае деления U^{235} медленными нейтронами промежуточное ядро образуется в состояниях 3^- или 4^- (так как спин ядра U^{235} $I = \frac{7}{2}$). При достаточно малом возбуждении составного ядра основной вклад в деление вносит низшая группа каналов 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- ... Канал 3^- находится, по-видимому, в пределах тепловой энергии нейтронов (немного выше или ниже этой энергии). Благодаря асимметричным коллективным колебаниям, связанным с переходным состоянием 3^- , относительная вероятность симметричного деления должна быть очень малой, если основной вклад вносится этим состоянием. Таким образом, при делении U^{235} тепловыми или резонансными нейтронами, можно было ожидать заметных изменений относительной вероятности симметричного деления, если при этом процесс протекает через каналы с различными спиновыми состояниями.

В первой экспериментальной работе [24] радиохимическим методом изучались относительные выходы осколков по отношению к Mo^{99} , образующихся при делении U^{235} тепловыми и надкадмиевыми нейтронами. Два изотопа (Zr^{97} и Cs^{136}) были выбраны

на вершинах легкого и тяжелого пиков, а остальные четыре (Pd^{109} , Ag^{111} , Pd^{112} и Cd^{115}) — в долине. В результате проведенных опытов было найдено, что при делении надкадмиевыми нейтронами долина массового распределения расположена глубже (примерно на 17%).

Казалось, что предположение Уилера получило экспериментальное подтверждение, хотя опыт и был лишь грубым приближением, так как измерялись суммарные выходы по всем резонансам. Однако в следующей работе [25] результаты предыдущего исследования не были подтверждены. В этой работе, как и в предыдущей, определение выходов осколков проводилось радиохимическим методом. Исследовались относительные выходы Ag^{111} , Cd^{115} и Sb^{127} по отношению к Sr^{89} при делении U^{235} тепловыми нейтронами и моноэнергетическими нейтронами с энергиями 1,1; 3,1 и 9,0 эв. В пределах точности измерений (около 20%) никакой разницы в относительных вероятностях симметричного деления обнаружено не было. Возможно, что этот результат явился следствием малой интенсивности моноэнергетических нейтронов (полный поток 10^4 нейтр/сек) и связанной с этим большой погрешностью в определении слабых активностей.

Исследование массового распределения при делении U^{235} тепловыми и резонансными нейтронами было повторено в работе [26]. При этом распределение осколков деления по массам определялось с помощью двойной ионизационной камеры, путем измерения кинетической энергии парных осколков. Резонансные нейтроны с энергией 8,9 эв выделялись системой фильтров, через которую пропускался пучок котельных нейтронов. В пучке прошедших через фильтры нейтронов присутствовало около 50% резонансных нейтронов. В результате этого исследования было найдено, что при делении U^{235} резонансными нейтронами ($E = 8,9$ эв) вероятность симметричного деления увеличивается на 35% по сравнению с делением тепловыми нейтронами.

В этой же работе и тем же методом были исследованы массовые распределения при делении U^{233} тепловыми и резонансными нейтронами, $E_n = 1,8$ эв. В этом случае никакой разницы в массовых распределениях обнаружено не было.

Рассмотренными работами [24—26] исчерпываются данные об изменении относительной вероятности симметричного деления U^{235} тепловыми и резонансными нейтронами. Результаты работ [24, 26] прямо противоположны, а в работе [25] показано отсутствие какого-либо эффекта. Наиболее корректной является, по видимому, работа [24]. То обстоятельство, что в ней использовались надкадмиевые нейтроны, т. е. смесь всех резонансных нейтронов, могло лишь снизить наблюдавшийся эффект. В работах [25, 26] возможны большие ошибки вследствие слабой интенсивности резонансных нейтронов, а в последнем случае и по причине недостаточно высокой разрешающей способности ионизационных камер (полученное в этой работе отношение пика к впа-

дине массового распределения составляло 400 вместо 600 при радиохимических определениях). Таким образом, вопрос об изменении относительной вероятности симметричного деления U^{235} в тепловой области и в резонансах следует считать недостаточно выясненным.

В дальнейших работах, выполненных при более совершенных экспериментальных условиях, изучалось деление U^{233} [27] и Pu^{239} [28] тепловыми и резонансными нейтронами. Выбор U^{233} вытекал из анализа сечений в области резонансов, выполненного в работе [29]. Согласно этому анализу, большая часть сечения U^{233} при делении тепловыми нейтронами связана с одним спиновым состоянием составного ядра, в то время как сечения деления в резонансах с энергией 1,8 и 2,3 эв обязаны другому спиновому состоянию. Кроме того, резонанс при энергии 4,7 эв обязан тому же спиновому состоянию, которое преобладает при тепловых энергиях. Таким образом, исследование деления U^{233} тепловыми и резонансными нейтронами представляло собой наиболее удобный случай для проверки идеи Уилера.

Авторы работы [27] радиохимическим методом определили выходы осколков Mo^{99} , Ag^{111} , Ag^{113} и Cd^{115} при делении U^{233} тепловыми нейтронами и моноэнергетическими нейтронами с энергиями 1,8; 2,3 и 4,7 эв. Моноэнергетические нейтроны достаточной интенсивности получались при помощи кристаллического спектрометра. После введения всех необходимых поправок вычислялась величина отношения

$$R = \frac{\left[\frac{A(\text{Mo}^{99})}{A(X)} \right]_{\text{рез}}}{\left[\frac{A(\text{Mo}^{99})}{A(X)} \right]_{\text{теп}}},$$

в числителе которого стоит относительная активность Mo^{99} по отношению к Ag^{111} или Cd^{115} при резонансном делении, а в знаменателе — аналогичная величина при тепловом делении. Конечные результаты приведены в табл. 3.

Из таблицы следует, что значения R , вычисленные по отношению $\text{Mo}^{99}/\text{Cd}^{115}$, значительно выше значений R ($\text{Mo}^{99}/\text{Ag}^{111}$).

Таблица 3
Относительная вероятность асимметричного деления U^{233} резонансными нейтронами

Энергия нейтронов, эв	$R \left(\frac{\text{Mo}^{99}}{\text{Ag}^{111}} \right)$	$R \left(\frac{\text{Mo}^{99}}{\text{Cd}^{115}} \right)$
1,8	$1,217 \pm 0,038$	—
2,3	$1,200 \pm 0,059$	$1,415 \pm 0,103$
4,7	$0,957 \pm 0,022$	$1,031 \pm 0,163$
Все надкадмиевые резонансы	$1,088 \pm 0,023$	$1,200 \pm 0,052$

Это объясняется тем, что выходы Cd^{115} отражают вероятность симметричного деления лучше, чем выходы Ag^{111} .

Из значений R (Mo^{99}/Cd^{115}) следует, что в резонансе при энергии 2,3 эв относительная вероятность асимметричного деления примерно на 40% выше, чем при делении тепловыми нейтронами. В резонансе при энергии 4,7 эв значения R практически не отличаются от единицы. Таким образом, результаты опыта хорошо подтверждают как идею Уилера, так и данные анализа сечений, проведенного в работе [29].

При исследовании деления Pu^{239} и Pu^{241} [28] тепловыми и резонансными нейтронами проводились два различных эксперимента. В одном из них применялись фильтры из самария, позволявшие выделить значительную часть большого резонанса (0,297 эв). При этом производилось сравнение значений R , вычисленных как и в предыдущей работе [27], при делении Pu^{239} и Pu^{241} тепловыми и надсамариевыми нейтронами. В другом опыте изучалось изменение выходов Mo^{99} , Cd^{115} , Sn^{121} и Sn^{125} при делении Pu^{239} тепловыми нейтронами и нейтронами с энергиями 0,06; 0,22; 0,297 и 0,36 эв, лежащими в пределах большого резонанса. Результаты исследований приведены в табл. 4.

Таблица 4
Относительные вероятности асимметричного деления Pu^{239} и Pu^{241} резонансными нейтронами

Изотоп Pu	Энергия нейтронов, эв	$R \left(\frac{Mo^{99}}{Cd^{115}} \right)$	$R \left(\frac{Mo^{99}}{Sh^{121}} \right)$	$R \left(\frac{Mo^{99}}{Sn^{125}} \right)$
239	0,06	$1,33 \pm 0,06$	$1,26 \pm 0,05$	$1,16 \pm 0,04$
239	0,22	$2,60 \pm 0,15$	$2,82 \pm 0,32$	$1,85 \pm 0,18$
239	0,297	$3,00 \pm 0,28$	$3,28 \pm 0,31$	$2,05 \pm 0,07$
239	0,36	$3,24 \pm 0,14$	$3,22 \pm 0,25$	$1,78 \pm 0,16$
239	Все надсамариевые	$2,41 \pm 0,15$	$2,34 \pm 0,06$	$1,79 \pm 0,06$
241	То же	$1,02 \pm 0,03$	$1,01 \pm 0,08$	$0,995 \pm 0,15$

Исходя из идеи Уилера, авторы работы [28] предполагают, что та часть сечения в тепловой области, которая не относится к резонансу 0,297 эв, связана с одним спиновым состоянием составного ядра, тогда как уровень 0,297 эв отвечает другому состоянию. Применяя к этому уровню формулу Брайта—Вигнера для изолированного уровня, авторы вычисляют вклад этих двух состояний в сечение при каждой энергии. На основании проведенных вычислений делается заключение о том, что в данном случае отношение вероятностей асимметричного и симметричного делений изменяется для двух спиновых состояний переходного ядра более чем в 5,3 раза.

С другой стороны, авторы обращают внимание на отсутствие различия в относительной вероятности симметричного деления Pu^{241} тепловыми и надсамариевыми нейтронами. Это обстоятельство представляется странным, так как ход сечения деления Pu^{241} почти подобен таковому для Pu^{239} . Если спиновое состояние является фактором, определяющим относительную вероятность симметричного деления при постоянном возбуждении, то остается только предположить, что в случае Pu^{241} вклад обоих спиновых состояний одинаков как в тепловой области, так и в надсамариевой.

Рассмотренные выше экспериментальные исследования [24—28] в достаточной степени подтверждают соображения Уилера о влиянии квантовых характеристик делительных каналов на относительную вероятность симметричного деления. Это обстоятельство говорит, по-видимому, о том, что при делении вблизи порога вопрос о той или иной степени асимметрии деления решается в седловой точке.

4. Симметричное деление

Предпринимая исследование деления висмута протонами сравнительно небольшой энергии (15—22 Мэв), Фейрхолл [2] ставил себе задачу выяснить: будет ли в этом случае массовое распределение таким же асимметричным, как и у заториевых элементов при сравнимых энергиях возбуждения. Постановка такого вопроса представлялась вполне обоснованной, так как при делении висмута дейтонами с энергией 190 Мэв [30] наблюдалось широкое симметричное распределение осколков по массам, не очень сильно отличавшееся от подобных распределений при делении заториевых элементов частицами высоких энергий (например, при делении естественного урана дейтонами с энергией 190 Мэв [31]) и могло быть приписано особенностям деления при высоких энергиях. С другой стороны, исходя из теории Фонга [32], которая представлялась в то время наиболее обещающей в отношении интерпретации асимметрии деления, можно было ожидать обычное асимметричное деление и в данном случае.

В результате данного исследования Фейрхолл получил узкое, симметричное относительно массы 103,5, одногорбое массовое распределение (рис. 7) с полушириной порядка 17 массовых единиц. Было найдено, что сечение деления висмута дейтонами с энергией 20 Мэв имеет порядок 10^{-29} см², в то время как при энергии дейтонов 15 Мэв получено значение, равное примерно $4 \cdot 10^{-31}$ см². Из разницы сечений можно было заключить, что в данном случае делится ядро Po^{211} , имеющее энергию возбуждения 27 Мэв, деление же после испускания одного или более нейтронов маловероятно.

В работе [33], посвященной делению Ra^{226} протонами с энергией 11 Мэв, получено трехгорбое массовое распределение (рис. 8).

Центральный узкий пик этого распределения с наиболее вероятной массой 112 отвечает симметричному делению. Два других

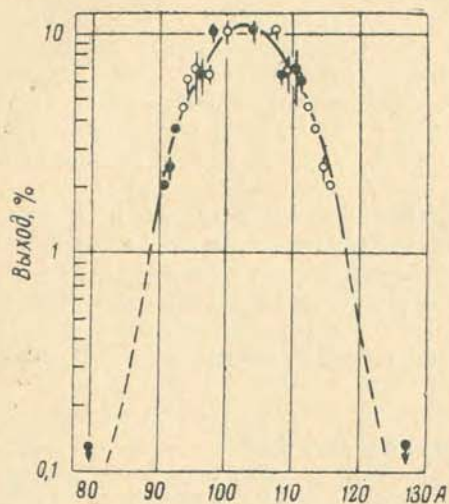


Рис. 7. Массовое распределение осколков при делении висмута дейтонами с энергией 22 Мэв. Вероятное делящееся ядро ^{211}Po при возбуждении порядка 27 Мэв.

пиков, с максимумами на массах 88 и 135, поразительно напоминают обычное асимметричное деление заториевых элементов. Максимальные выходы на вершинах трех пиков примерно одинаковы. Полуширина центрального пика примерно такая же, как и в случае деления висмута дейтонами с энергией 22 Мэв. Полуширины боковых пиков примерно одинаковы с полушириной обычных асимметричных распределений. Сечение деления радия протонами с энергией 11 Мэв равно $(2 \pm 1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. При уменьшении энергии протонов до 9 Мэв сечение уменьшается в 60 раз.

Авторы работы [33] высказывают предположение, что резкое возрастание делимости висмута при увеличении энергии возбуждения составного ядра является следствием «быстрого деления» при

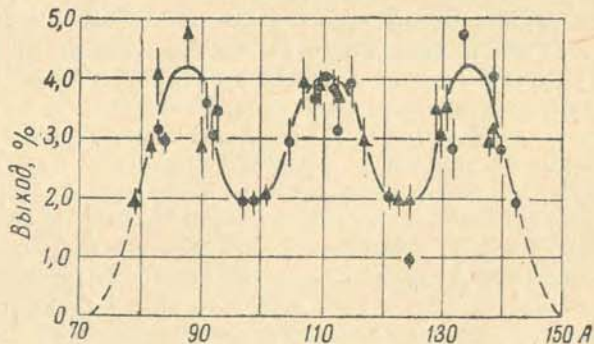


Рис. 8. Массовое распределение осколков при делении радия протонами с энергией 11 Мэв. Составное ядро ^{227}Ac имеет возбуждение около 16 Мэв.

высокой энергии возбуждения, без предварительной эмиссии нейтронов. С этой точки зрения центральный пик массового рас-

пределения при делении Ra^{226} протонами обязан симметричному делению Ac^{227} с энергией возбуждения порядка 16 Мэв, образующегося при захвате протона с энергией 11 Мэв ядром Ra^{226} . Асимметричное деление может быть обязано как делению ядра Ac^{227} , возбужденного до энергии 16 Мэв (конкурирующий процесс), так и делению ядра Ac^{226} с энергией возбуждения 7–8 Мэв, образующегося из Ac^{227} путем испарения одного нейтрона.

Фейрхолл и соавторы [34] изложили некоторые данные о делении свинца и золота. При делении золота и обогащенных изотопов свинца ионами гелия с энергией до 42 Мэв во всех случаях получались узкие массовые распределения, схожие с массовым распределением при делении висмута дейтонами с энергией 22 Мэв.

С целью получения более детальных характеристик симметричного деления определялись функции возбуждения для золота и четырех изотопов свинца. Для этого измерялись выходы изотопа Y^{93} при различных энергиях возбуждения. Этот изотоп выбирался потому, что его положение близко к вершинам массовых распределений как в случае свинца, так и при делении золота. Таким образом, выход этого изотопа можно было принять за характеристику полного сечения деления.

Зависимости сечения образования Y^{93} от энергии возбуждения делящихся ядер приведены на рис. 9. Характерна сильная зависимость сечения симметричного деления от энергии возбуждения. Сечение деления возрастает в несколько сот раз при увеличении энергии возбуждения на 15 Мэв. Обращает на себя внимание вторая особенность симметричного деления, которая обнаруживается при делении изотопов свинца. В этом случае сечение почти не зависит от массового числа A . В пределах ошибок опыта

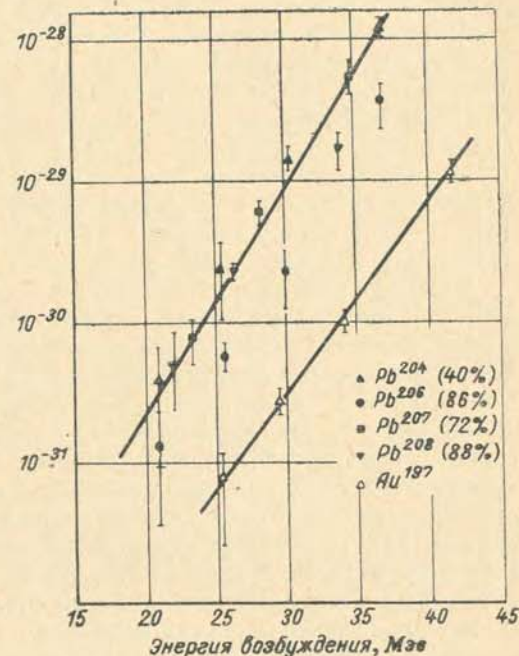


Рис. 9. Зависимость сечения образования Y^{93} от энергии возбуждения при делении золота и различных изотопов свинца ионами гелия различных энергий (от 25 до 42 Мэв).

для всех изотопов свинца получена одна функция возбуждения.

Из приведенных на рис. 9 графиков авторы работы [34] делают некоторые выводы: во-первых, при делении ядер вблизи свинца $\frac{\Gamma_{дел}}{\Gamma_{пол}}$ является быстро возрастающей функцией энергии возбуждения делящегося ядра E_x , тогда как при делении ядер заториевых элементов эта величина почти не зависит от E_x при $E_x \ll 40$ Мэв [35]; во-вторых, вероятность деления ядер золота и свинца сильно зависит от порядкового номера Z и почти не зависит от A . Авторы также отмечают, что наклоны прямых, представляющих функции возбуждения при делении золота и различных изотопов свинца, почти одинаковы.

В экспериментах по дальнейшему изучению деления радия, детальное описание которых содержится в более поздней работе [36], исследовались массовые распределения при делении радия дейтонами и α -частицами разных энергий.

При делении радия α -частицами образуется составное ядро Th^{230} . Характер массовых распределений, которые образуются в этом случае, зависит от степени возбуждения составного ядра. Так, например, при энергии α -частиц, равной 43 Мэв, было получено широкое одногорбое распределение с почти плоской вершиной (рис. 10), ширина которого соответствовала обычному двугорбому распределению. По-видимому, в этом случае максимальные выходы осколков симметричного и асимметричного делений примерно равны, что и следовало ожидать, исходя из данных работы [14]. При энергии возбуждения 26,0 Мэв было получено двугорбое распределение с некоторым намеком на наличие третьего максимума в симметричной области (рис. 11).

В случае деления радия дейтонами с энергией 21,5 Мэв было получено трехгорбое массовое распределение с преобладанием симметричного деления (рис. 12). Последнее, по-видимому, объяснено делением ядер Ac^{228} с энергией возбуждения около 30 Мэв. Было найдено, что относительная вероятность симметричного деления Ra^{226} и ширина его распределения возрастают при увеличении энергии дейтонов. Асимметричное деление приписывается ядрам Ac^{227} и Ac^{226} , образовавшимся после испарения одного или двух нейтронов.

Следует отметить, что ширина симметричных распределений, полученных при делении радия дейтонами, значительно больше, чем в других случаях. На рис. 13 приведены для сравнения кривые массовых распределений симметричного деления различных ядер. Изменения ширины этих распределений очевидны. Однако в настоящее время еще не ясно, связаны ли эти изменения с энергией возбуждения делящихся ядер или они отражают свойства, присущие самим делящимся ядрам.

В рассмотренных выше случаях деления золота, свинца, висмута и радия различными частицами при средних энергиях воз-

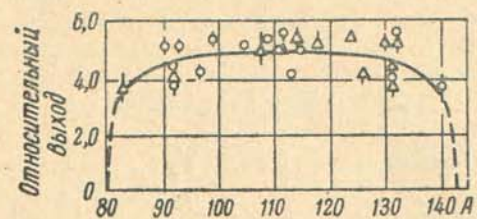


Рис. 10. Массовое распределение осколков при делении Ra^{226} понами гелия с энергией 43 Мэв. Возбуждение составного ядра Th^{230} составляет примерно 38 Мэв.

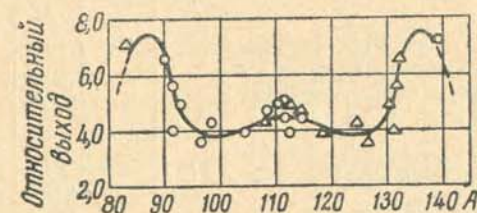


Рис. 11. Массовое распределение осколков при делении Ra^{226} понами гелия с энергией 31 Мэв. Возбуждение составного ядра Th^{230} равно примерно 26 Мэв.

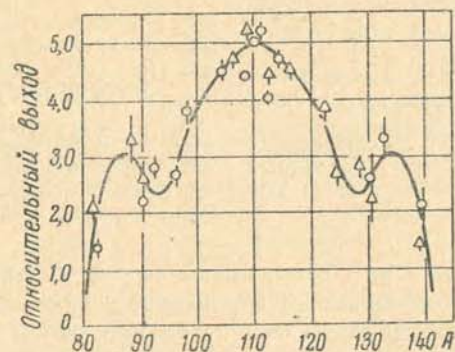


Рис. 12. Массовое распределение осколков при делении Ra^{226} дейтонами с энергией 21,5 Мэв. Составное ядро Ac^{228} имеет возбуждение 29,3 Мэв.

буждения отчетливо выявился симметричный тип деления с характеристиками, существенно отличными от обычного асимметричного. Естественно возникает вопрос о существовании симметричного деления как самостоятельного процесса при делении элементов тяжелее тория. Если такой процесс существует, то каковы его характеристики? Чтобы получить ответы на эти вопросы Фейрхолл с соавторами [34] проделал анализ различных литературных данных, касающихся выходов осколков в симметричной области, полного сечения деления σ_f и сечения образования составного ядра σ_c для различных изотопов урана и плутония. Определялась величина

$$G_s = Y_s \frac{\sigma_f}{\sigma_c} \cdot 10^{-2},$$

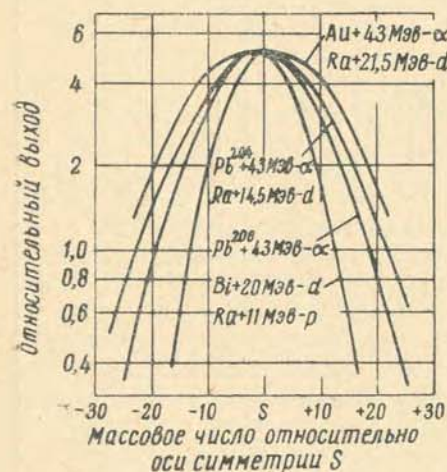


Рис. 13. Массовые распределения осколков при делении различных элементов легче тория частицами различных энергий.

где Y_s — оцененный или измеренный выход деления в процентах для точно симметричного массового разделения.

Полученные зависимости G_s от энергии возбуждения составного ядра (рис. 14) чрезвычайно интересны. Относительная вероятность симметричного деления быстро растет по мере увеличения начальной энергии возбуждения. При данной начальной энергии возбуждения почти отсутствует зависимость от массового числа делящихся изотопов A . Как и в случае изотопов свинца, вероятность симметричного деления является быстро возрастающей функцией энергии возбуждения делящегося ядра. Ход зависи-

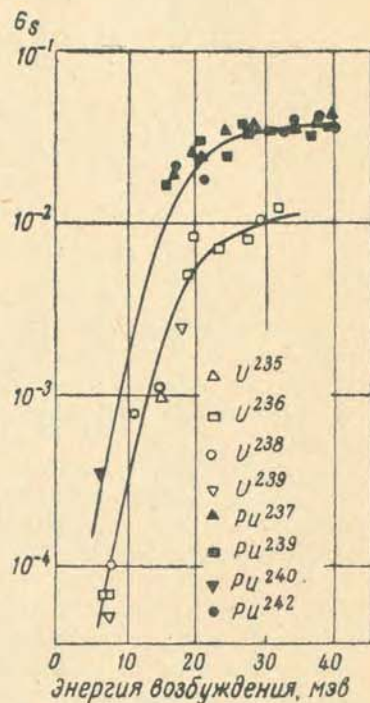


Рис. 14. Зависимость вероятности симметричного деления от энергии возбуждения делящегося ядра для ряда урановых и плутониевых ядер.

мости показывает, что при энергии возбуждения 30 Мэв лишь очень небольшое количество симметричных разделений может образоваться после предварительного испускания нейтрона.

Таким образом, относительная вероятность симметричного деления урановых и плутониевых изотопов, имеющая характерную зависимость от энергии возбуждения, почти не зависит от A и сильно зависит от Z . Совершенно очевидно, что характеристики симметричного деления урановых и плутониевых изотопов совпадают с аналогичными характеристиками симметричного деления изотопов свинца и золота. Опираясь на эти данные, авторы работы [34] высказывают предположение о том, что симметричный тип деления является общим для всех делящихся элементов. Если это так, то этому делению тяжелых элементов должны быть присущи и другие черты симметричного деления элементов легче тория. В частности, ширина массовых распределений должна быть столь же узкой, как и при делении полониевых и актиниевых ядер при энергии возбуждения порядка 15 Мэв. Однако эти распределения должны расширяться в районе тех возбуждений, при которых кривая зависимости G_s начинает загибаться.

В пользу предположения об общности симметричного деления для всех делящихся ядер говорят также особенности массовых распределений, обнаруженные при делении U^{235} гелиевыми ионами средних энергий. Так, например, в работе [37] при энергии ионов гелия 32,8 и 38,6 Мэв на все еще двугорбых массовых распределениях начинает отчетливо вырисовываться третий горб, свойственный симметричному делению. Аналогичная картина наблюдалась и в работе [38].

На рис. 15 представлена попытка разложить одно из таких массовых распределений на два типа деления. Из массового распределения, полученного при делении U^{235} ионами гелия с энергией 32,8 Мэв [37] (начальное возбуждение 27,6 Мэв), авторы работы [34] вычитают симметричное распределение, свойственное делению Ac^{228} при энергии возбуждения 30 Мэв (рис. 12). Асимметричное

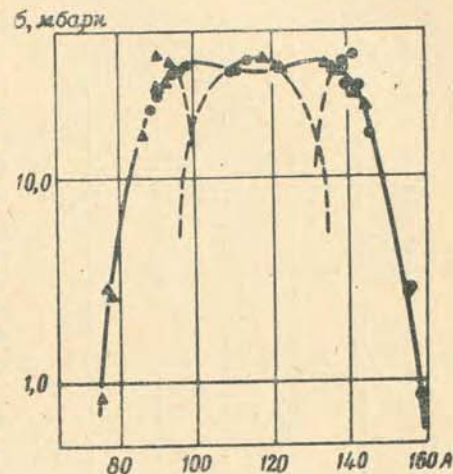


Рис. 15. Массовое распределение осколков при делении U^{235} гелиевыми ионами с энергией 32,8 Мэв. Сплошной линией показана кривая, построенная по экспериментальным данным. Пунктиром показано разложение опытной кривой на две составляющие, характеризующие симметричный и асимметричный типы деления.

массовое распределение, полученное путем такого вычитания, по ширине максимумов и их положению оказалось очень близким к тем массовым распределениям, которые обычно получаются при асимметричном делении тяжелых элементов при малых энергиях возбуждения.

$\sigma, \text{мбарн}$

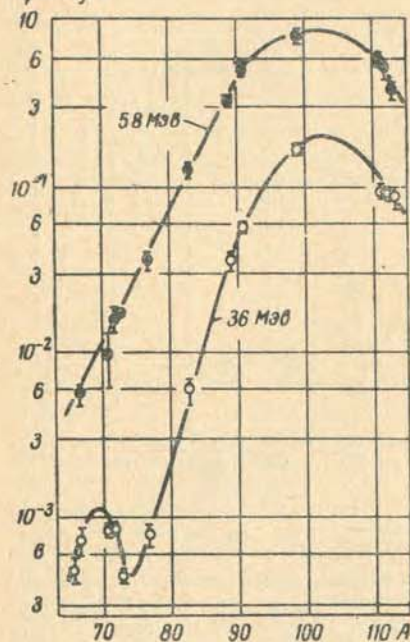


Рис. 16. Массовые распределения при делении Bi^{209} протонами с энергиями 36 и 58 МэВ.

Чрезвычайно интересные результаты получены в работе [39], посвященной исследованиям массовых распределений, получающихся при делении висмута протонами более высокой энергии. При энергии протонов 36 МэВ было получено распределение, симметричное относительно массы 103 (рис. 16). На левом склоне этого распределения был обнаружен дополнительный небольшой пик в области масс 67—73, максимум которого приходится примерно на массовое число 70.

Полное сечение обнаруженного в этой работе асимметричного пика составляет примерно 6 мбарн, тогда как полное сечение всего процесса равно 1900 мбарн. Таким образом, асимметричное деление в данном случае составляет всего лишь около 0,3% от симметричного.

Авторы работы [39] высказывают предположение, что замеченный ими асимметричный пик в области легких осколков является дополнительным к аналогичному пику в области тяжелых осколков, наиболее вероятная масса которого равна 136 (если предположить, что в акте деления испускается четыре нейтрона). Интересно отметить, что при энергии протонов 58 МэВ асимметричный пик исчезает.

Результаты данного исследования подсказывают мысль, что, возможно, и асимметричное деление является столь же общим для всех делящихся ядер, как и симметричное.

Заключение

Рассмотренные выше экспериментальные данные о массовых распределениях при делении различных элементов, от золота до фермия включительно, позволяют сделать некоторые выводы.

По-видимому, можно считать, что при делении тяжелых элементов проявляются два независимых типа деления: асимметричный и симметричный. Характеристики их различны. Асимметричный является сравнительно «медленным процессом», во время которого успевает сформироваться оболочечная структура еще неразделившихся осколков. Симметричный, возможно, представляет собой «быстрый процесс», при котором делится сильно возбужденное составное ядро без предварительной эмиссии нейтронов (здесь имеются в виду средние энергии возбуждения до 50 МэВ).

Различные функции возбуждения этих двух типов деления. Относительная вероятность симметричного деления является резко возрастающей функцией энергии возбуждения делящегося ядра. При асимметричном делении относительная вероятность процесса почти не зависит от энергии возбуждения данного составного ядра. Наконец, в случае симметричного деления имеет место сильная зависимость относительной делимости от Z и почти отсутствует зависимость от A .

Асимметричный тип является доминирующим процессом деления заториевых элементов при энергиях возбуждения от 0 до ~40 МэВ. Однако всем заториевым элементам присущ и симметричный тип деления, причем относительная вероятность последнего возрастает при увеличении энергии возбуждения. При энергии возбуждения порядка 40 МэВ относительные вероятности обоих типов деления примерно равны.

Асимметричное деление сопровождается различными проявлениями оболочечной структуры. Из хода зависимости полной кинетической энергии осколков и ее дисперсии от отношения масс осколков очевидно, что влияние замкнутых оболочек охватывает довольно большой диапазон массовых отношений, лежащих левее главного максимума массового распределения. Наибольшее влияние проявляется в районе дважды замкнутых оболочек из 50 протонов и 82 нейтронов. Проявление оболочечной структуры в акте асимметричного деления сохраняется до энергии возбуждения порядка 20 МэВ, а возможно, и при более высоком возбуждении.

Оболочечная структура еще неразделившихся осколков, оказывает значительное влияние на форму двугорбых массовых распределений. Это влияние наблюдается в области оболочек из 50 протонов и 82 нейтронов (массовые числа 127—139), а также в области оболочек из 50 нейтронов (массовые числа 83—86). Наиболее сильно это влияние сказывается в области масс 133—135, примыкающей к ядру с дважды замкнутой оболочкой ($A=132$). Это выражается, по-видимому, в том, что вершины левых склонов главных максимумов тяжелых осколков, а также и сами склоны почти совпадают для всех известных массовых распределений, полученных при низкоэнергетическом делении заториевых элементов. Влияние оболочек из 50 нейтронов проявляется слабее.

В процессе рассмотрения экспериментальных данных уже отмечалось, что область проявления замкнутых оболочек расположена значительно левее тех массовых чисел, которые определяют положения главных максимумов массовых распределений тяжелых осколков. Поэтому возникает сомнение в возможности объяснить появление столь широкого максимума, а следовательно, и возникновение асимметрии деления, проявлением оболочечной структуры еще неразделившихся осколков. В пользу этих сомнений говорит и наблюдающееся уширение этих максимумов при увеличении массовых чисел делящихся ядер или при увеличении энергии возбуждения, в то время как положение левых склонов этих максимумов остается почти неизменным.

В связи с отмеченными выше особенностями деления тяжелых ядер представляется более обоснованным считать, что вопрос о разделении ядра на осколки с тем или иным массовым отношением решается не на стадии спуска с барьера, как это следует из теории Фонга [32], а в седловой точке. В пользу такого представления говорят и результаты исследований влияния квантовых, характеристик делительных каналов на степень асимметрии деления.

В работе Юхансона [40] показано, что в результате октупольных деформаций ядра заториевых элементов имеют в седловой точке грушевидную форму, вследствие чего они и делятся асимметрично. Симметричная форма в седловой точке присуща ядрам, у которых параметр $Z^2/A \leq 34,3$. Таким образом, теория Юхансона удовлетворительно объясняет механизм деления тяжелых ядер вблизи порога. Необходимо отметить, что эта теория не исключает возможности образования осколков с замкнутыми оболочками при последующем спуске с барьера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гейликман Б. Т. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 5.
2. Fairhall A. W. Phys. Rev., 102, 1335 (1956).
3. Франк И. М. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 58.
4. Katsoff S. Nucleonics, 16, 78 (1958).
5. Fickel H. R., Tomlinson R. H. Canad. J. Phys., 37, 916 (1959); 37, 926 (1959).
6. Nervik W. E. Phys. Rev., 119, 1685 (1960).
7. Стейнберг Е. П., Гленденин Л. Е. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 7. М., Госхимиздат, 1958, стр. 11.
8. Fraser J. S., Milton J. C. Phys. Rev., 93, 818 (1954).
9. Whetstone S. L. Phys. Rev., 114, 581 (1959).
10. Апалин В. Ф., Добрынин Ю. П. и др. «Атомная энергия», 8, 15 (1960).
11. Pappas A. C. Z. Electrochem., 58, 620 (1954).
12. Smith A. et al. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 392.

13. Хеммендингер А. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых, т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
14. Butler J. P. et al. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 156.
15. Fowler J. L. et al. Phys. Rev., 88, 71 (1952).
16. Jones W. H. et al. Phys. Rev., 99, 184 (1955).
17. Bidinosti D. R., Irish D. E., Tomlinson R. H. Canad. J. Chem., 39, 628 (1961).
18. Wiles D. R., Coryell C. D. Phys. Rev., 96, 696 (1954).
19. Wahl A. C. Phys. Rev., 99, 730 (1955).
20. Протопопов А. Н., Толмачев Г. М., Ушатский В. Н. и др. «Атомная энергия», 5, 130 (1958).
21. Протопопов А. Н., Баранов И. А., Селицкий Ю. А., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1932 (1959).
22. Протопопов А. Н., Кузнецов М. И., Дерменджиев Э. Т. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 384 (1960).
23. Wheeler J. A. Physica, 22, 1103 (1956).
24. Los Alamos Radiochemistry group, Phys. Rev., 107, 325 (1957).
25. Nasuhogly R. et al. Phys. Rev., 108, 1522 (1957).
26. Roeland L. W., Bollinger L. M., Thomas G. E. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 440.
27. Regier R. B., Burgus W. H., Tromp R. L. Phys. Rev., 113, 1589 (1959).
28. Regier R. B., Burgus W. H., Tromp R. L., Sorensen B. H. Phys. Rev., 119, 2017 (1960).
29. Moore M. S., Reich C. W. Phys. Rev., 118, 718 (1960).
30. Goeckerman R. H., Perlman L. Phys. Rev., 76, 628 (1949).
31. Hicks H. G., Gilbert R. S. Phys. Rev., 100, 1286 (1955).
32. Fong P. Phys. Rev., 102, 434 (1956).
33. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev., 109, 942 (1958).
34. Fairhall A. W., Jensen R. C., Neusil F. F. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 452.
35. Ванденбах Р., Хейзенга Дж. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых, т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 366.
36. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev., 118, 771 (1960).
37. Vandembosch R. et al. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
38. Gunnink R., Cobble J. W. Phys. Rev., 115, 1247 (1959).
39. Sugihara T. T. et al. Phys. Rev., 121, 1179 (1961).
40. Sven A. E., Johansson. Nucl. Phys., 22, 529 (1961).

РАДИОХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ Am^{241} НЕЙТРОНАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Н. И. БОРИСОВА, Б. В. КУРЧАТОВ, В. И. НОВГОРОДЦЕВА,
В. А. ПЧЕЛИН, Л. В. ЧИСТЯКОВ, В. М. ШУБКО

Введение

В последние годы в ряде работ [1,2,3] установлено радиохимическим путем различие в отношении симметричного и асимметричного деления ядер U^{233} , U^{235} и Pu^{239} при делении нейтронами в областях различных резонансов и в тепловой области. Эти результаты связываются с теоретическими представлениями [4], по которым деление четно-нечетных ядер в области отдельного резонанса относится к одному или другому из двух возможных спиновых состояний составного ядра. Эти состояния могут отличаться друг от друга по значению порога деления на величину порядка 1 Мэв , а также по количеству случаев симметричного деления. Нами была сделана попытка обнаружить указанный эффект спина при делении Am^{241} нейтронами. Это ядро относится к типу нечетно-четных ядер, имеет спин $5^-/2$ и, следовательно, образует составное ядро с двумя спиновыми состояниями 2^- и 3^- .

Кроме деления на быстрых нейтронах с порогом деления $0,5 \text{ Мэв}$ [5], установлено деление Am^{241} на тепловых нейтронах с сечением $3,0 \pm 0,2 \text{ барн}$ [6]. Обнаружено также [7,8] резонансное деление Am^{241} при энергиях $0,31$; $0,58$ и $1,27 \text{ эв}$ с сечениями в максимуме соответственно 45 ; 12 ; 38 барн . Наличие у Am^{241} подбарьерного деления придавало поставленной задаче дополнительный интерес, так как можно было рассчитывать, что влияние двух спиновых состояний с соответственно различными порогами деления проявится особенно резко.

Следует отметить, что сравнительно небольшое сечение деления Am^{241} исключало возможность исследования на монохроматических пучках нейтронов и позволило применить только один путь — метод фильтрации пучка, несмотря на недостатки, присущие этому способу. Разработка метода и выяснение его возможностей также входили в задачу работы.

Препарат Am^{241} , выделенный из долголежавшего чистого плутония, подвергался дополнительной двукратной очистке от плутония путем фильтрации крепкого солянокислого раствора Am^{241} с добавкой нитрита натрия через колонку с анионообменной смолой Дауекс-1. В работе использовались мишени Am^{241} в виде электролитически нанесенных на платиновые диски слоев толщиной $0,13$ — $0,5 \text{ мг/см}^2$ и диаметром $1,0$ — $1,8 \text{ см}$. Радиохимическому анализу подвергались продукты деления, вылетающие из слоя при облучении. В качестве коллектора осколков использовалась стопка кружков из обугленной беззольной фильтровальной бумаги с плотностью каждого слоя 4 мг/см^2 .

В большинстве опытов мишень америция с коллектором закладывалась в тонкостенное цилиндрическое кольцо из железа диаметром 25 мм и высотой 7 мм , закрывалась с обеих сторон требуемыми фильтрами и крышками из алюминия. Снаружи надевалось кадмиевое кольцо толщиной 1 мм и высотой также 7 мм . Для фильтрации нейтронного пучка применялись кружки из гадолиния (в виде сплава с алюминием), кадмия, родия, окиси эрбия с плотностями соответственно $0,024$; $0,7$; $0,28$ и $0,27 \text{ г/см}^2$. Для выделения эффекта от быстрых нейтронов пучка все кольцо окружалось слоем карбида бора с плотностью слоя 1 г/см^2 и более. В другом варианте сборки мишень с коллектором и фильтрами закладывалась в капсулу из гадолиния или кадмия с крышкой из того же материала. Не было обнаружено различия в относительных выходах продуктов деления при различных способах сборки.

Примененные фильтры позволяли отсекаать последовательно участки спектра нейтронов с нижними границами, указанными в табл. 1. Граничная энергия, являющаяся достаточно условной, оценивалась общепринятым способом, как точка, в которой происходит ослабление в два раза.

Облучение проводилось на реакторе ИРТ в вертикальном канале, примыкающем к активной зоне. Сборка с мишенью подвешивалась против центральной части зоны постоянно в одном положении, отвечающем полю $5 \cdot 10^{12} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$. При облучении образец вращался для исключения возможного эффекта анизотропии поля. Время облучения составляло 1 ч без фильтра и несколько часов с фильтрами, так чтобы накопление изомеров Am^{242} не приводило к существенной добавке эффекта от деления этих ядер.

После облучения образца 2 — 3 первых угольных коллектора с собранными продуктами деления растворялись в концентрированной серной кислоте с добавками H_2O_2 и носителей — солей стронция, бария, молибдена, серебра, кадмия, олова, сурьмы. После растворения проводилась отгонка олова и сурьмы в атмосфере НСI и HBr при 220° C . Дальнейшее разделение и очистка выполнялись по стандартным методам осаждения. Полученные образцы весом

Относительный выход продуктов деления Am^{241} нейтронами различных энергий

Изотоп	Нейтроны котла		Гадолиниевый фильтр $E_n > 0,2 \text{ эв}$	Кадмиевый фильтр $E_n > 0,55 \text{ эв}$	Фильтр $\text{Cd}+\text{Pb}+\text{Er}$ $E_n > 1,6 \text{ эв}$	Фильтр B_4C $E_n > 50 \text{ эв}$
	Данные [10]	Реактор ИРТ				
Mo^{99}	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
Ag^{111}	0,43	$0,135 \pm 0,01$ (3)	$0,458 \pm 0,01$ (4)	$0,486 \pm 0,014$ (5)	$0,48 \pm 0,01$ (2)	$0,20 \pm 0,01$ (4)
Cd^{115}	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$(8,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ (2)	$(12,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$ (3)	$(21 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ (3)	$(22 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ (2)	$(26 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ (3)
Sn^{121}	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$(3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ (2)	$(6,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ (4)	$(11,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ (5)	$11,2 \cdot 10^{-3}$ (1)	$(14,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ (4)
Sn^{125}	—	$(6,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ (2)	$(10,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$ (4)	$(20 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$ (5)	$(21 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ (2)	$(21,6 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ (4)
Sb^{127}	—	$(7,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$ (2)	$(9,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$ (2)	$0,13 \pm 0,01$ (2)	0,103 (1)	0,116 (1)
Ba^{140}	0,88	$0,89 \pm 0,01$ (3)	$0,81 \pm 0,03$ (4)	$0,79 \pm 0,02$ (5)	0,70 (2)	$0,69 \pm 0,02$ (4)
Активность Mo^{99} в отно- сительных единицах	—	100	25—30	8,6—11,8	7,3—9,0	~6

Примечание. Цифры в скобках означают число опытов.

5—20 мг просчитывались на проточном метановом счетчике с геометрией, близкой к 4л. Для перехода к абсолютному счету использовались градуировочные кривые зависимости эффективности счета от веса образца, полученные экспериментально для каждого изотопа. Активности приводились к бесконечному облучению. В случае олова обработка данных проводилась по методу [9], обеспечивавшему объективное определение долей активности двух изотопов — Sn^{121} и Sn^{125} .

2. Результаты опытов

Выходы различных продуктов по отношению к выходу Mo^{99} представлены в табл. 1. Там же даны отношения выходов Mo^{99} при насыщении в различных условиях опыта. Для сравнения приведены также результаты работы [10] для деления Am^{241} в спектре реактора Бэпо. Они хорошо согласуются с данными для спектра реактора ИРТ, за исключением выхода Sn^{121} . Это отличие, вероятно, обусловлено большей долей делений на быстрых нейтронах в работе [10].

В табл. 1 видно заметное увеличение отношения симметричного к асимметричному делению при переходе от медленных к быстрым нейтронам. Обращает внимание одновременно небольшое, но устойчивое уменьшение выхода Ba^{140} , требующее дальнейшего исследования.

Для решения основной поставленной задачи необходимо выявить разностные эффекты между результатами по делению, представленными в отдельных столбцах.

Нами был принят метод расчета по усредненным данным. Относительный выход I изучаемого изотопа при делении в отсекаемой фильтром области спектра определялся по уравнению

$$I = \frac{I_1 - \frac{I_2}{k}}{1 - \frac{1}{k}}, \quad (1)$$

где I_1 и I_2 — относительные выходы изотопа до и после отсеки изучаемого участка спектра, k — отношение активностей Mo^{99} , полученных до и после отсеки изучаемого участка спектра.

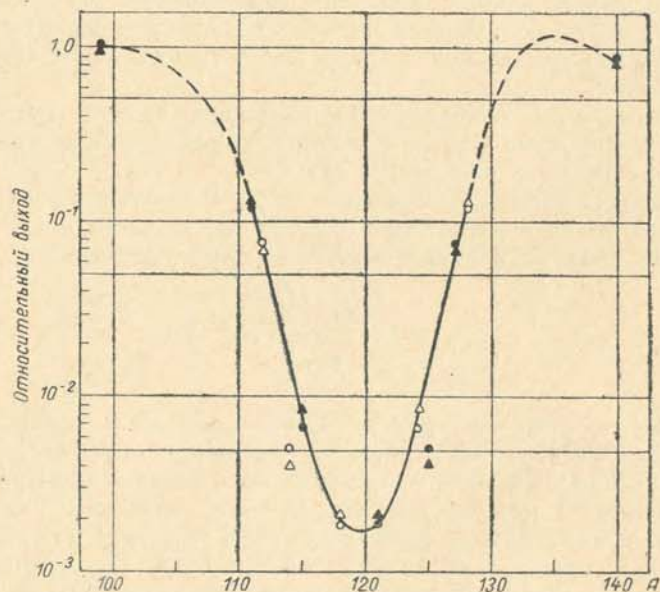
Величина k получалась усреднением значений указанного отношения, найденных в отдельных парах опытов. Она составляла для случая смешанный спектр — фильтр из гадолиния $3,73 \pm 0,20$ и для случая фильтр из гадолиния — фильтр из кадмия $2,40 \pm 0,12$. Результаты расчетов даны в табл. 2. Из таблицы видно, что относительные выходы соответствующих осколков при делении тепловыми нейтронами и нейтронами в области первого резонанса ($0,3 \text{ эв}$) равны в пределах ошибок определения. Следует, однако, отметить, что для Sn^{121} , наиболее чувствительного показателя симметричного деления, погрешность определения достигает

60% значения выхода, найденного для резонансного деления, в связи с накоплением ошибок и вычитания двух близких по зна-

Таблица 2
Относительный выход продуктов деления Am^{241} тепловыми и резонансными нейтронами

Изотоп	Тепловые нейтроны	Первый резонанс (0,3 эв)
Mo^{99}	1,0	1,0
Ag^{111}	$0,126 \pm 0,02$	$0,125 \pm 0,034$
Cd^{115}	$(6,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	$(8,0 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}$
Sn^{121}	$(2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	$(2,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$
Sn^{125}	$(5,3 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$	$(4,1 \pm 2,9) \cdot 10^{-3}$
Sb^{127}	$0,074 \pm 0,004$	$0,071 \pm 0,010$
Ba^{140}	$0,92 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,08$

чению величин. Таким образом, можно говорить лишь об отсутствии большого различия в долях симметричного деления в обоих случаях.



Кривая выхода продуктов деления Am^{241} тепловыми нейтронами и нейтронами в области первого резонанса:

● — деление тепловыми нейтронами; ▲ — деление в области первого резонанса (0,3 эв); ○, △ — отраженные точки.

Оценка выходов для делений в области второго и третьего резонанса оказалась невозможной ввиду малого эффекта.

Кривая выхода масс для деления Am^{241} тепловыми нейтронами дана на рисунке. Ее основная особенность — более глубокий минимум (почти в 4 раза) по сравнению с кривой для Pu^{239} . Этот результат, вероятно, связан с подпороговым механизмом деления.

Точки для Sn^{125} лежат заметно ниже кривой. Это служит указанием на образование при делении 9,5-минутного изомера Sn^{125} с выходом того же порядка величины, как выход 9,6-дневного Sn^{125} , несмотря на большое различие спинов ($\frac{3^+}{2}$ и $\frac{11^-}{2}$).

Вопрос находится в стадии экспериментального исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Los Alamos Radiochemistry Group. Phys. Rev., 107, 325, 1957.
2. Regier R. B., Burgus W. H. and Tromp R. L. Phys. Rev., 113, 1589 (1959).
3. Regier R. B., Burgus W. H., Tromp R. L. and Sorensen B. H. Phys. Rev., 119, 2017 (1960).
4. Wheeler Y. A. Physica, 22, 1103, 1956.
5. Nobles R. A., Henkel R. L. and Smith R. K. Phys. Rev., 99, 616 (1955).
6. Cuningam B. B., Giorso A. Phys. Rev., 82, 558, 1951.
7. Герасимов В. Ф. «Приборы и техника эксперимента», 1, 61, (1961).
8. Leonard B. R., Seppi E. J. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 4, 31, (1959).
9. Wahl A. Phys. Rev., 99, 730, 1955.
10. Cuningame J. G. Journ. Inorg. and Nucl. Chem., 4, 1, 1957.

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР И УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ

В. М. СТРУТИНСКИЙ

При захвате быстрых частиц образуется составное ядро с угловым моментом, ориентированным по отношению к падающему пучку. Энергия вращения ядра зависит от взаимной ориентации оси деления и углового момента составного ядра, что приводит к зависимости вероятности деления от его направления и, следовательно, к анизотропии углового распределения осколков. Угол между направлением деления и угловым моментом характеризуется величиной K , проекцией момента I на направление деления. При достаточно большой энергии возбуждения, когда применим статистический подход, распределение K имеет гауссовский вид

$$a(K) \approx \exp(-K^2/2K_0^2),$$

где

$$K_0^2 = J_{\text{эфф}} T / \hbar^2.$$

Альтернативным, хотя и во многом сходным, является предположение, что K определяется распределением спинов осколков. Величина анизотропии и форма углового распределения характеризуется параметром

$$p = I/K_0^2.$$

Для указанного распределения $a(K) \sigma_f(\vartheta)$ максимально при $\vartheta = 0$ и 180° . При $p \gg 1$ угловое распределение осколков приближается к $1/\sin \vartheta$, причем от физических параметров оно зависит только при малых углах, $\vartheta \ll K_0/I$. Зависимость наблюдаемой величины анизотропии от Z^2/A обусловлена зависимостью от параметра Z^2/A величины Γ_f/Γ_n и, следовательно, величины эффективной энергии возбуждения делящегося ядра. Для ядер с высоким порогом деления (Bi, Rn, Ra) нужно также учитывать зависимость делимости ядра от энергии возбуждения ($\Gamma_f/\Gamma_n \approx \exp(-\frac{E_f - B_n}{T})$). Учет этих эффектов приводит к хорошему со-

гласованию теории с экспериментом. Экспериментальные данные позволяют определить зависимость K_0^2 от энергии возбуждения. При $E_{\text{возб}} \geq 10$ Мэв эта зависимость согласуется с теоретической для свободного ферми-газа ($K_0^2 \approx \sqrt{E_{\text{возб}}}$). В случае деления быстрыми протонами ($E_p \geq 50$ Мэв) анализ экспериментальных данных затруднителен, так как не очень ясно, какой угловой момент передается ядру. Если составное ядро образуется в результате захвата нуклона отдачи, $\sigma_f(\vartheta)$ будет максимально для $\vartheta = 90^\circ$, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

При $E_{\text{возб}} \lesssim 10$ Мэв наблюдаются отклонения от закона $K_0^2 \approx \sqrt{E_{\text{возб}}}$. В этой области величина эффективного момента инерции в несколько раз меньше твердотельного значения. При энергии 10–15 Мэв наблюдается резкий переход к закону $\sqrt{E_{\text{возб}}}$, причем значение коэффициента пропорциональности согласуется с твердотельными значениями моментов инерции. Естественно попытаться объяснить наблюдающиеся отклонения эффектами спаривания при малой энергии. Переход к твердотельному значению момента инерции и закону $\sqrt{E_{\text{возб}}}$ происходит в точке фазового перехода ядра из «сверхпроводящего» к нормальному состоянию, когда энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений ядра Δ обращается в нуль. Величина момента инерции может быть рассчитана в рамках термодинамической модели с учетом энергетической щели. При этом оказывается, что при разумных значениях для величины энергетической щели при $T = 0$ ($\Delta_0 \approx 0,6-0,7$ Мэв) и температуры ядра на седле наличие спаривания уменьшает K_0^2 примерно на 15–20%, тогда как требуется объяснить отклонение в 2–3 раза. Гриффин (Кингстонская конференция по структуре ядер, Канада, 1960 г.) сообщил, что ему удалось объяснить экспериментальную кривую для K_0^2 в рамках статистической модели, учитывающей спаривание. Дж. Гриффин выбирает параметры теоретической кривой, учитывающей спаривание таким образом, чтобы при $E_{\text{возб}} \approx 15$ Мэв происходил переход к закону $K_0^2 \approx \sqrt{E_{\text{возб}}}$, как об этом свидетельствуют экспериментальные данные об анизотропии. Естественно, что при энергии возбуждения 3–5 Мэв кривая в несколько раз отклоняется от кривой, соответствующей твердотельным моментам инерции и $T \approx \sqrt{E_{\text{возб}}}$. Однако, значение 15 Мэв для энергии фазового перехода из «сверхпроводящего» состояния ядра в нормальное является слишком большим. Если же для этой энергии взять значение порядка 5–7 Мэв, то отклонение в области 3–5 Мэв не превышает 20%. В таком случае малым значениям K_0^2 при небольшом возбуждении нужно искать другое объяснение. В основе существующей теории лежит предположение о наличии термодинамического равновесия при делении: распределение нуклонов должно соответствовать максимальной энтропии при данной деформации ядра и данной энергии возбуждения. При этом моменты инерции мало отличаются от твердотельных значений. Возможно, что при энергии возбуждения порядка нескольких мегаэлек-

троновольт деление нельзя рассматривать как равновесный термодинамический процесс. Характерной величиной здесь является отношение времени релаксации индивидуального и коллективного движения к времени деформации. При отклонении от равновесности распределения K может значительно отличаться от равновесного, а момент инерции — от твердотельного значения. Время релаксации уменьшается при увеличении энергии возбуждения. Поэтому при некоторой достаточно большой энергии величина момента инерции приближается к твердотельному значению. В этой области деление может рассматриваться как равновесный термодинамический процесс.

Прямой эффект спаривания наблюдается в виде зависимости анизотропии от четности нуклонов в составном ядре. Если энергия возбуждения переходного ядра сравнима, либо меньше энергии щели, наблюдаются флуктуации углового распределения, которые можно объяснить флуктуациями числа и свойств каналов деления при небольшом числе последних. Изучение углового распределения в этом случае позволяет установить, какое значение K соответствует данному каналу деления. Своеобразной чертой анизотропии при делении вблизи порога является ее возможная зависимость от спина ядра-мишени S . Экспериментальные данные показывают, что эффект спина мал даже при $l \lesssim S$, что согласуется с расчетом для гауссовского распределения (соответствующая поправка к угловой анизотропии порядка $S^2 l^2 / 4K_0^2 \approx 2-3\%$). Для другого $a(K)$ была бы более сильная зависимость. Наблюдаемый слабый эффект спина мишени объясняется зависимостью делимости ядра от углового момента (она может быть рассчитана в статистической теории) и обрезанием распределения $a(K)$ при больших K по сравнению с гауссовским. Это обрезание происходит при $K \approx K_0$, что согласуется с теоретической оценкой. Экспериментальные данные об угловом распределении осколков деления Pu^{239} нейтронами с энергией 1,5—3 Мэв показывают, что при энергии возбуждения переходного ядра меньше 3 Мэв отсутствует квантовомеханическая связь между четностью углового момента и квантовой четностью составного ядра для состояния на седле с $K=0$. Для нейтронов с $E_n \lesssim 1$ Мэв основным процессом является захват s -нейтрона. Угловое распределение при этом анизотропно, если ориентированы ядра-мишени. Экспериментальные данные для тепловых нейтронов согласуются с рассмотренной картиной. Интерес представляют экспериментальные данные для промежуточной области энергий (0—1 Мэв), в особенности для резонансных нейтронов.

Если деление происходит после испарения частицы, должна наблюдаться корреляция направлений вылета и осколков в плоскости, перпендикулярной падающему пучку. Результат зависит от соотношения между величиной орбитального момента частицы и параметрами I и K_0^2 , а также параметром, характеризующим анизотропию частиц, испускаемых составным ядром.

Значительный интерес представляет изучение углового распределения осколков при стриппинге дейтонов, так как эти опыты позволяют получить сведения о вблизипороговых состояниях делящихся четно-четных ядер. Теория такого процесса еще недостаточно разработана.

Как отмечалось ранее, флуктуативные отклонения делящегося ядра от аксиальной симметрии могут быть причиной ориентации спинов осколков в плоскости, перпендикулярной направлению деления. Это давало бы некоторое преимущество для деления с $K=0$, что не обнаруживается пока экспериментально. Здесь можно отметить, хотя это и не относится непосредственно к угловому распределению осколков, что хорошим способом обнаружить ориентацию спинов осколков являлось бы измерение углового распределения подбарьерных протонов деления. Такие протоны могут появляться с большой вероятностью при делении тяжелыми ионами, когда образуются протонно-избыточные осколки. Энергия связи протона в таком осколке может быть на несколько мегаэлектронвольт меньше энергии связи нейтрона. Если после испускания нейтронов ядро попадает в область энергий возбуждения $B_p < U < B_n$, то возможны лишь два процесса распада: испускание γ -кванта и испускание подбарьерного протона, причем вероятности этих процессов сравнимы (Лассен и Сидоров, работы по реакции $a, 2p$).

Вылет подбарьерного протона сильно коррелирован с направлением спина осколка: подбарьерные протоны вылетают почти перпендикулярно направлению спина. Если направления спинов осколков произвольно распределены в плоскости, перпендикулярной направлению разлета этих осколков, то угловое распределение протонов в системе осколка близко к $\frac{1}{\sin \theta}$.

Распределение по K принципиально совпадает с распределением числа случаев деления по величине проекции суммарного спина осколков j на направление деления, так как проекция орбитального момента осколков на него строго равна нулю. Экспериментально измеряется распределение K на бесконечности и, следовательно, распределение на бесконечности проекций суммарного спина осколков на направление разлета. По этой причине различие между двумя упомянутыми выше точками зрения на распределение K состоит лишь в том, в какой стадии процесса деления оно задается: на барьере (и сохраняется на бесконечности как распределение проекций суммарного спина осколков) или в момент разрыва, где оно определялось бы плотностью уровней осколков с данной величиной проекции суммарного спина. Оба распределения имеют одинаковый (гауссовский) вид, поэтому угловое распределение в обоих случаях описывается одинаковыми формулами; но можно ожидать, что в первом случае величина K_0^2 и, следовательно, угловое распределение осколков будут слабо зависеть от их свойств, в частности от массы.

Оценку $J_{\text{эфф}}$ для второго случая можно получить, рассматривая соответствующие моменты инерции двух касающихся, или находящихся на некотором эффективном расстоянии D сферических осколков. Таким образом, получим

$$K_0^{-2} \sim J_{\text{эфф}}^{-1} = \frac{D^2 M_1 M_2}{M_0} \cdot \frac{1}{J_{11} \left[1 + \frac{D^2 M_1 M_2}{M_0 J_{11}} \right]},$$

где

$$M_0 = M_1 + M_2, \quad J_{11} \approx \frac{2}{5} (M_1 R_1^2 + M_2 R_2^2).$$

Величина $\frac{1}{K_0^2}$ максимальна для симметричного деления и убывает с ростом асимметрии, обращаясь в нуль при $M_1 = 0$. В пределе $M_1 \ll M_2$ анизотропию нужно вычислять в более высоких приближениях теории: в этом случае угловое распределение осколков становится подобным угловому распределению легких частиц, испаряющихся из вращающегося ядра.

Асимметричным делением обычно называется деление с отношением масс порядка 3/2. С точки зрения существующей теории угловой анизотропии такая асимметрия слишком мала для того, чтобы мог возникнуть заметный эффект зависимости анизотропии от массы. Действительно естественный параметр, характеризующий асимметрию $\delta = \frac{M_1 - M_2}{M_0}$, в этом случае равен всего лишь

приблизительно 1/5. Кроме того, ввиду эквивалентности осколков эффект зависит от δ^2 . Очевидно, что существенный эффект возникнет лишь при $M_1 \ll M_2$. Следует отметить, однако, что существующие данные относительно асимметрии деления, в частности, данные о связи полной кинетической энергии деления с асимметрией, свидетельствуют о том, что, несмотря на малость δ , симметричное и асимметричное деление резко отличаются по своим основным свойствам. По-видимому, сильно отличается также и деформация ядра. Поэтому вполне возможно, что связь между асимметрией и анизотропией, правда не столь резкая, существует и в этом случае. Заметим, что D можно определить по величине полной кинетической энергии осколков.

Естественно предположить, что первая из двух упомянутых выше точек зрения ближе соответствует делению при малом возбуждении, вблизи порога, тогда как при большом возбуждении ближе к действительности будет статистический, «осколочный» подход. Значительный интерес представляло бы экспериментальное доказательство наличия или отсутствия связи между асимметрией деления и аномальным (одноканальным) угловым распределением осколков деления вблизи порога, а также связи между угловым распределением и кинетической энергией осколков.

Рассмотрим вопрос об изменении углового распределения осколков, если фиксирована величина спина одного из осколков; для этого можно было бы измерить угловое распределение осколков-изомеров (В. П. Эйсмонт «Угловая анизотропия деления», см. стр. 61 настоящего сборника). Ответ легко получить, исходя из «осколочной» точки зрения. Распределение плотности уровней осколков по величине проекции K вектора I на некоторое направление при фиксированном значении спина первого осколка j_1 дается выражением

$$\rho_{j_1}(K) \approx \int_{K-j_1}^{K+j_1} \exp(-a_2 z^2) dz,$$

где $a_2 = \hbar^2/2 J_2 T$, J_2 — момент инерции, z — проекция спина второго осколка.

Отсюда можно получить угловое распределение осколков. Однако нет необходимости продельвать вычисления заново, так как можно показать, что расчет полностью совпадает с расчетом углового распределения осколков при конечном спине ядра-мишени. Это распределение при фиксированном спине одного из осколков (и нулевом спине ядра-мишени) формально совпадает с угловым распределением осколков при конечном начальном спине, причем роль последнего играет фиксированный спин осколка: $J_{\text{эфф}}$ нужно заменить моментом инерции $J_2 = \frac{2}{5} A m R_2^2$ того осколка, спин которого в опыте не регистрируется. Поэтому сказанное выше об угловом распределении при конечном начальном спине относится также и к данному случаю. Этот результат можно понять, если учесть формальную аналогию этих случаев с точки зрения законов сохранения углового момента.

Вопрос о том, на какой стадии процесса деления определяется угловое распределение осколков, может оказаться весьма важным для выяснения механизма деления. Наличие случаев аномального (одноканального) углового распределения при делении вблизи порога говорит о том, что в этом случае существенную роль играет барьер. По причинам, о которых говорилось выше, не исключено, что это не имеет места для деления при большой энергии возбуждения. При достаточно большой вязкости деление нужно было бы рассматривать скорее как медленную диффузию ядра в пространстве соответствующих переменных в потенциальном поле, которое определяется кулоновской и поверхностной энергией (одномерную модель такого процесса рассматривал Крамерс).

Что же касается выделенных каналов деления вблизи порога, то хотя данные об угловом распределении осколков не оставляют сомнений в их существовании, все же возникает вопрос, следует ли в духе модели О. Бора интерпретировать их как определенные квантовомеханические состояния ротационного типа. Вероятно, что эти состояния следует понимать скорее в смысле резонансов

оптической модели ядра, возникающих при усреднении вероятностей по большому числу микросостояний системы в тех местах, где согласно одночастичной модели должен быть одночастичный уровень. В этом случае состояние составного ядра нельзя, конечно, описать с помощью какой-либо одночастичной волновой функции по той причине, что такого квантовомеханического состояния не существует в действительности. Подобным же образом можно считать, что выделенные одночастичные «каналы деления» аналогичны оптическим резонансам. В этом случае неправильно было бы связывать с ними какие-либо волновые функции и соответствующие квантовые условия симметрии. Эти каналы следует понимать лишь в смысле максимумов распределения $a(K)$, возникающих при тех значениях K , которые соответствуют одночастичным уровням, расположенным при этой энергии. Справедливость такого утверждения зависит от того, насколько релаксационная ширина одночастичных состояний мала по сравнению с расстоянием между одночастичными уровнями. Как известно, релаксационная ширина увеличивается с ростом энергии возбуждения; переход к равновесному делению будет аналогичен предельному случаю черного ядра. Отметим, что, хотя в теории углового распределения осколков и используются ротационные волновые функции, это вовсе не предполагает существования квантовых ротационных состояний для переходного делящегося ядра. Для описания углового распределения можно использовать любой полный набор функций; в данном случае удобно использовать ротационные функции, как непосредственно связанные с распределением K .

В пользу «оптической модели» свидетельствует отсутствие связи между четностью составного ядра и четностью спина в состояниях $K=0$, о котором говорилось выше, а также отсутствие какой-либо систематической связи асимметрии деления и квантовых характеристик составного ядра, которая вытекает из модели О. Бора (экспериментально обнаружены пока только относительно небольшие флуктуации глубины провала в массовом распределении). Время релаксации играет, по-видимому, также существенную роль в объяснении того факта, что число каналов деления, определенное по Γ_1 и D_0 с помощью формулы Бора — Уилера оказывается значительно меньшим единицы (это отмечалось в работе Вилетса).

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ

В. П. ЭЙСМОНТ

Введение

Одна из существенных особенностей процесса деления — связь направлений вылета осколков с направлением вызывающих деление частиц¹. В рамках простой капельной модели [1, 2] не ожидалось никакой корреляции между направлениями падения частиц и разлета осколков. При делении ядер тепловыми нейтронами корреляции, действительно, не было обнаружено [3], однако при возбуждении деления быстрыми нейтронами (с энергией около 14 Мэв) наблюдалось, что наибольшее число делений происходит в направлении, параллельном пучку нейтронов [3, 4]. Сильная связь направлений еще несколько ранее была установлена и в случае фотоделения [5]. Сейчас ясно, что указанная связь, или анизотропия, является свойством процесса деления, общим для всех делящихся ядер, проявляющимся в тех случаях, когда момент составного ядра получает некоторое преимущественное направление ориентации.

Открытие угловой анизотропии привлекло к себе большое внимание. Оно потребовало пересмотра старых и создания новых представлений о механизме процесса деления. Основа для новых представлений была найдена в обобщенной модели ядра [6—8]. Хилл и Уилер [8] качественно объяснили угловую анизотропию прямым взаимодействием частиц и γ -квантов с поверхностными степенями свободы ядра. Исследование свойств углового распределения осколков должно пролить свет на механизм такого прямого взаимодействия. О. Бор [9] и В. М. Струтинский [10, 11] нашли объяснение в свойствах углового момента перешедшего ядра. Развитые ими соображения показывают, что изучение угловой анизотропии не только способствует выяснению механизма процесса деления, но и дает важные сведения об энергетических уровнях ядер в сильно деформированном состоянии.

¹ Здесь и в дальнейшем имеется в виду система

Угловое распределение осколков вообще имеет довольно сложную форму. В ряде случаев ограничиваются рассмотрением отношения сечения под углом 0° к направлению падения частиц к сечению под углом $90^\circ - \sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)$. Эта величина, называемая степенью анизотропии, или просто анизотропией, чаще всего и определяется на опыте. Опыт показывает, что анизотропия зависит от свойств облучаемого ядра, от рода и энергии, вызывающей деление частицы, и от того, какой продукт деления регистрируется.

Большая доля экспериментальных данных может быть понята в рамках представлений, развитых О. Бором [9] и В. М. Струтинским [10, 11, 13, 14]. Как было замечено В. М. Струтинским [10], связь направлений разлета осколков с направлением вызывающих деление частиц является прямым следствием закона сохранения момента количества движения. Падающая частица вносит в ядро со спином \vec{I}_0 , помимо спинового момента \vec{S}_0 , момент, связанный с ее движением относительно ядра-мишени \vec{l} . Последний всегда перпендикулярен направлению движения, и благодаря этому полный момент составного ядра $\vec{I} = \vec{I}_0 + \vec{l} + \vec{S}_0$ располагается главным образом в плоскости, перпендикулярной пучку частиц. В процессе деления момент \vec{I} делится между моментом относительного движения осколков \vec{L} и их внутренним моментом \vec{S} так, что $\vec{L} + \vec{S} = \vec{I}$. Если это разделение случайно по своему характеру, то направление орбитального момента (как и спинового) в среднем совпадает с направлением момента составного ядра, а следовательно, и с направлением \vec{l} . Поэтому осколки преимущественно летят по пучку падающих частиц (вперед или назад). В случае γ -квантов при электрическом дипольном поглощении ($l=1, M = \pm 1$) момент составного ядра в среднем ориентируется по пучку, и, следовательно, осколки разлетаются преимущественно в перпендикулярном к пучку направлении.

Однако можно показать, что при чисто статистическом разделении момента составного ядра на орбитальный и спиновый моменты осколков, при котором каждый из них получал бы примерно равную долю, степень преимущественности того или иного направления была бы значительно меньше наблюдаемой на опыте вблизи порогов деления. Поэтому необходимо предположить, что в силу какой-то причины большая доля момента составного ядра переходит в момент относительного движения, а со спином осколков связывается его меньшая часть. На возможную причину такого «подавления» внутреннего спина указал О. Бор [9]. При небольшом возбуждении (вблизи порога) почти вся энергия делящегося ядра, достигшего седловой точки, оказывается заключенной в потенциальной энергии деформации, а нуклоны находятся в наинизшем энергетическом состоянии.

В четно-четном ядре такому состоянию соответствует значение $K=0$ (K — проекция момента ядра на ось симметрии). Весь момент составного ядра оказывается связанным с коллективным вращением ядра вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии. Если в дальнейшем при спуске ядра с вершины потенциального барьера обмена между коллективным вращением и индивидуальным движением нуклонов не происходит, то момент вращения целиком переходит в орбитальный момент осколков. Тенденция к «спариванию» моментов отдельных нуклонов, т. е. тенденция к низким K , наблюдается и при более высоких возбуждениях. В этом случае она вытекает из простых классических рассмотрений [11, 13]. Распределение K задается фактором Больцмана

$$\exp(-E_{вр}/T).$$

Энергия вращения ядра

$$E_{вр} = \frac{\hbar^2}{2J_{\parallel}} K^2 + \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}} (I^2 - K^2),$$

где J_{\parallel} и J_{\perp} — моменты инерции ядра (в седловой точке) относительно оси симметрии и перпендикулярной к ней оси, поэтому распределение K носит характер гауссовского $\exp(-K^2/2K_0^2)$ со средним значением

$$K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} \frac{J_{\perp} J_{\parallel}}{J_{\perp} - J_{\parallel}} T, \quad (1)$$

здесь T — температура ядра в седловой точке.

Форма углового распределения осколков находится весьма просто для бесспиновых частиц (падающих и мишеней) и больших вносимых моментов (когда справедливо классическое рассмотрение). Если спин составного ядра \vec{I} , а проекция спина на ось симметрии равна K , то осколки вылетают вдоль поверхности конуса, ось которого \vec{I} , а половинный угол равен $\arccos \frac{K}{I}$ (рис. 1). Предполагается, что осколки разлетаются вдоль оси симметрии ядра. Тогда при учете всех возможных направлений оси симметрии ядер относительно \vec{I} и \vec{I} относительно направления пучка падающих частиц угловое распределение осколков для заданного I и K получается в форме

$$W_{I,K}(\theta) = \frac{2I}{4\pi^2} (I^2 \sin^2 \theta - K^2)^{-\frac{1}{2}},$$

где θ — угол между направлениями частиц и осколков.

Если последнее выражение проинтегрировать по всем значениям вносимого момента вплоть до максимального значения I_{\max} и по гауссовскому распределению K , то получается форма углового распределения W_{I_{\max}, K_0} , которую можно сравнить с опытом. Распределение W_{I_{\max}, K_0} симметрично относительно 90°

и имеет пики под углами 0° и 180° . Оно характеризуется параметром $p = \left(\frac{I_{\text{макс}}}{2K_0}\right)^2$. При больших p распределение имеет вид

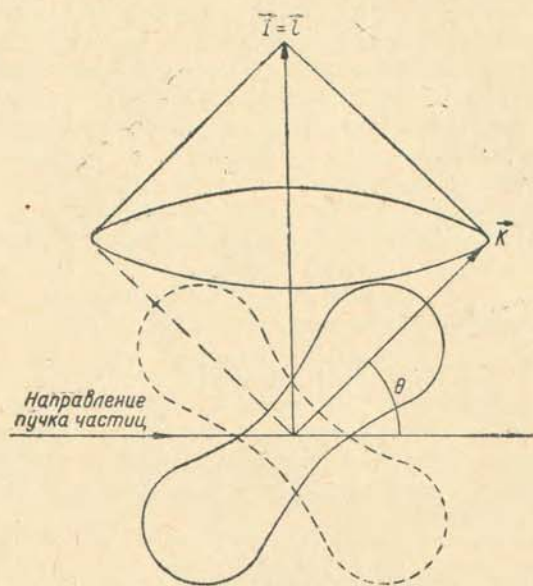


Рис. 1. Схема угловых моментов переходного ядра (для бесспиновых мишеней и бомбардирующих частиц).

$(\sin \theta)^{-1}$ и очень большую анизотропию. При значениях p порядка единицы анизотропия углового распределения

$$\frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(90^\circ)} \approx 1 + \frac{p}{2} = 1 + \frac{I_{\text{макс}}^2}{8K_0^2}. \quad (2)$$

Зависимости $I_{\text{макс}}$ от массы и заряда падающих частиц и ядер мишеней, от энергии относительно движения частиц и ядер-мишеней K_0 , от структуры и энергии возбуждения делящегося ядра и определяют наблюдаемые на опыте закономерности.

1. Зависимость анизотропии от свойств ядра-мишени

Уже в первых работах [3, 15, 16] было обнаружено, что разные ядра дают и разную анизотропию. Последующие эксперименты [17—25] привели к установлению более явной связи анизотропии с числом протонов и нейтронов в ядре, а также со спином ядра. Если деление вызывалось частицами с энергией около 10 Мэв или выше, то более тяжелые ядра показывали более изотропное распределение [3, 15—24]. За отсутствием данных, достаточных для выяснения раздельного влияния зарядового и массового

числа Z и A , анизотропию связали с параметром $\frac{Z^2}{A}$ составного ядра (как это обычно делается в делении при таких случаях). Данные по делению α -частицами с энергией 43 Мэв , дейтонами с энергией 22 Мэв [22], протонами с энергией 10 Мэв [16] и нейтронами с энергией около 14 Мэв [17—21] представлены на рис. 2. В области ядер тяжелее тория уменьшение анизотропии с ростом

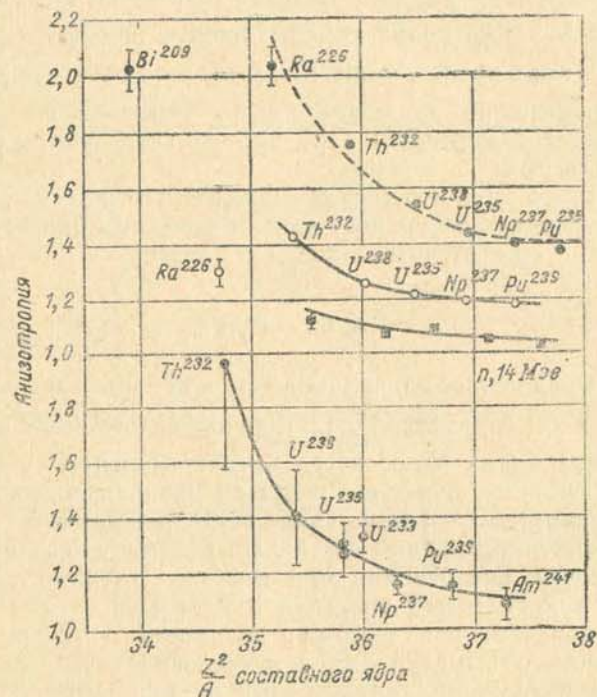


Рис. 2. Зависимость анизотропии от параметра делимости ядра (\bullet — α , 43 Мэв ; \circ — d , 22 Мэв ; \blacksquare — p , 10 Мэв). Экспериментальные данные для α -частиц и дейтонов—из работы [22], для протонов—[16] и для нейтронов—[17—21]. Теоретические кривые (пунктиром)—из работы [13].

$\frac{Z^2}{A}$ выражено довольно ярко, и реальность такой зависимости не вызывает сомнения. Отступление наблюдается в районе радия и более легких ядер. Указанная связь анизотропии с параметром $\frac{Z^2}{A}$ отражает существенное влияние на величину анизотропии температуры делящегося ядра [13, 26, 27]. Сильно возбужденные составные ядра могут испускать до деления (по-видимому, до момента достижения критической деформации) некоторое количество ней-

тронов. Эмиссия нейтронов почти не меняет спина ядра I , так как нейтроны вылетают преимущественно в s -состоянии, но сильно уменьшает его возбуждение, так как каждый нейтрон уносит энергию, равную сумме его энергии связи и кинетической энергии, т. е. примерно 7—8 $Mэв$. Уменьшение возбуждения делает энергетическую выгодность деления с малыми K более заметной ($K_0^2 \sim T$), т. е. приводит к увеличению анизотропии. Ядра с большими параметрами $\frac{Z^2}{A}$, имея большую делимость [28], испускают до деления меньшее количество нейтронов, поэтому температура их выше, а анизотропия ниже, чем у ядер с меньшими $\frac{Z^2}{A}$. Вычисления анизотропии различных ядер, учитывающие предварительную эмиссию нейтронов [13], хорошо согласуются с экспериментом (рис. 2).

Температура ядра в седловой точке зависит не только от количества испущенных нейтронов, но и от величины барьера деления E_f , так как она отсчитывается от барьера

$$T \sim (E - E_f)^{1/2}.$$

Поскольку для ядер одного типа четности барьер деления уменьшается с ростом параметра $\frac{Z^2}{A}$ [29], то ожидалось, что и при малых возбуждениях таких ядер, когда предварительная эмиссия нейтронов невозможна, будет наблюдаться уменьшение анизотропии с ростом параметра Z^2/A [30]. Такая связь, действительно, обнаруживается при фотоделении (рис. 3). На рисунке показаны результаты измерения анизотропии при делении γ -лучами тормозного спектра с максимальной энергией 8 $Mэв$ [23].

Таким образом, два фактора, делимость и порог деления, определяющие температуру ядра в седловой точке, определяют в основном зависимость анизотропии от параметра Z^2/A . Учет этих факторов позволяет не только понять зависимость для тяжелых ядер, но и качественно объяснить нарушение ее в области ядер легче тория. В то время как для элементов тяжелее тория делимость почти не зависит от энергии возбуждения (в области 10—30 $Mэв$) [28—31], для более легких элементов делимость быстро падает с уменьшением энергии возбуждения [32, 33]. Это увеличивает среднюю температуру ядер, вносящих вклад в деление. Однако более легкие элементы имеют более высокий порог деления, что уменьшает температуру. Величина температуры (и анизотропии) зависит от того, какой из двух эффектов окажется сильнее.

Помимо прямого влияния температуры на K_0^2 , может иметь место влияние через момент инерции [формула (1)]: при слабом возбуждении ядра его момент инерции будет ниже соответствующего «твердотельного» значения. Различие в моментах для

легких и тяжелых ядер может вызывать дополнительные (к температуре) различия в K_0^2 . Если более легким ядрам соответствуют более вытянутые критические конфигурации, то для них $J_{\perp} - J_{\parallel}$ больше и, следовательно, $\frac{J_{\perp} J_{\parallel}}{J_{\perp} - J_{\parallel}}$ меньше.

Количественные оценки привели к заключению, что этот эффект невелик [34]. Такое заключение несколько сомнительно, так как неясно на сколько критическая форма для легких ядер отличается от формы, характерной для тяжелых ядер.

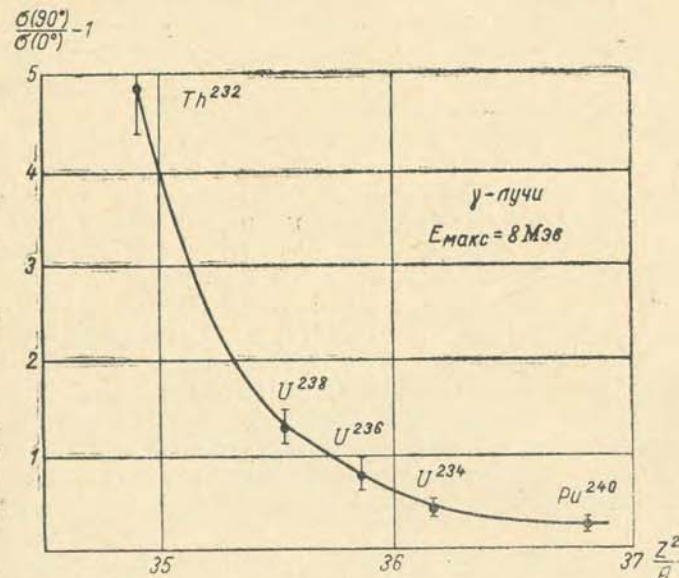


Рис. 3. Зависимость анизотропии от параметра делимости ядра при низком возбуждении. Деление вызывается γ -лучами с максимальной энергией 8 $Mэв$ [25] и происходит без предварительного испускания нейтронов.

Необходимо более полное изучение анизотропии и различных других характеристик деления ядер легче тория, чтобы рассуждения о возможных причинах различия в анизотропии сделать более определенными.

Интерес к измерениям анизотропии легких ядер повышается из-за возможности наблюдения здесь эффекта зависимости вероятности деления от момента вращения ядра [35]. Если речь идет о делении, вызываемом легкими частицами, то имеется в виду статистическая зависимость делительной ширины Γ_f от спина ядра [41]. (Зависимость Γ_f от момента, связанная с влиянием вращения на барьер деления, существенна лишь при больших моментах вращения [36].) Эта зависимость приводит к тому, что при конкуренции с испарением нейтронов в большей степени

выигрывает деление с большим моментом, что приводит к увеличению анизотропии. Такой эффект выражается наиболее ярко у ядер с низкой делимостью, т. е. у более легких. Как показали Г. А. Пик-Пичак и В. М. Струтинский, при учете этого эффекта хорошо согласуются вычисленные и экспериментальные значения анизотропии деления радия и висмута α -частицами.

Имеет значение не только соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре, но и четности этих чисел. Тип четности ядра-мишени определяет (вместе с падающей частицей) четность составного ядра и, следовательно, картину его возбужденных состояний. Характер четности будет проявляться сильнее при малом возбуждении; его проявление рассмотрено ниже.

Интересным вопросом является вопрос о роли спина ядра-мишени. Казалось очевидным, что наличие у ядра-мишени собственного момента, хаотически расположенного в пространстве, должно смазывать анизотропию [9, 11, 27]. Резкая же анизотропия ожидалась у ядер с малым спином, например, у Pu^{239} ($I_0 = 1/2$). Но опыты по делению Pu^{239} быстрыми нейтронами [20, 37] не подтвердили ожиданий. Опыты на дейтонах ($E = 22 \text{ Мэв}$) и α -частицах ($E = 43 \text{ Мэв}$) также показали, что спин ядра играет очень слабую роль. Для всех измеренных ядер: Th^{232} ($I_0 = 0$), U^{238} ($I_0 = 0$), U^{235} ($I_0 = 7/2$), Np^{237} ($I_0 = 5/2$) и Pu^{239} ($I_0 = 1/2$) отношение анизотропии деления на дейтонах (средний вносимый момент $l_a \approx 7\hbar$) к анизотропии на α -частицах ($l_a = 2l_d$) было найдено почти одинаковым [22]. Это не было особенно удивительным, так как в указанных экспериментах вносимый угловой момент заметно превышал спин ядра-мишени, а в этих условиях, как было показано в работе [13], угловое распределение нечувствительно к спину.

Влияние спина на анизотропию отчетливо должно проявляться при делении частицами небольшой энергии (взаимодействующими с ядром при малом орбитальном моменте). Чтобы спиновый эффект не затемнялся температурным, при сравнении анизотропии различных ядер следует выбирать ядра с одинаковым порогом деления. Близкие пороги деления имеют, например, U^{233} и Pu^{239} ; по данным работы [38], пороговые энергии нейтронов для этих ядер соответственно равны $(-1,47) \text{ Мэв}$ и $(-1,61) \text{ Мэв}$. Вместе с тем спины этих ядер ($5/2$ для U^{233} и $1/2$ для Pu^{239}) достаточно сильно отличаются, чтобы можно было надеяться обнаружить их влияние. Измерения, проведенные на нейтронах с энергией 0—15 Мэв , показали, что анизотропия Pu^{239} не выше, а ниже анизотропии U^{233} [23]. В работе [19] наряду с U^{233} и Pu^{239} измерялась также анизотропия для U^{235} ($I_0 = 7/2$). Хотя в этом случае прямое сравнение с Pu^{239} и U^{233} невозможно, так как при той же самой энергии нейтронов энергия возбуждения U^{235} оказывается ниже, чем для предыдущих ядер (для U^{235} пороговая энергия нейтрона равна $(-0,6) \text{ Мэв}$ [38]), обращает на себя внимание то, что у этого ядра, имеющего самый большой спин, анизотропия также самая

большая. Данные работы [19] приведены на рис. 4. Если рассматриваемые три ядра сравнить по средним значениям анизотропии в области энергии нейтронов до 4 Мэв , то получится, что $\text{U}^{235} : \text{U}^{233} : \text{Pu}^{239} = 1,04 : 1,02 : 1$. Пытаясь объяснить наблюдаемое увеличение анизотропии с ростом спина мишени, Гриффин [27] обратил внимание на то, что в ядрах, имеющих форму вытянутого эллипсоида (а к ним, по-видимому, принадлежат рассматриваемые тяжелые ядра), нейтроны поглощаются преимущественно в таком состоянии, при котором собственный момент ядра

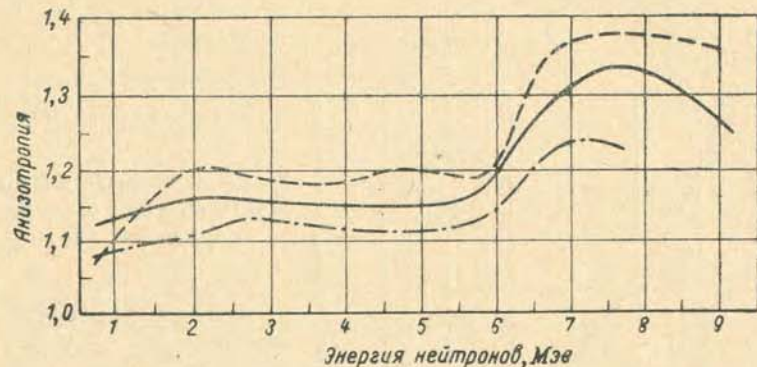


Рис. 4. Зависимость анизотропии от энергии нейтронов [19]. Обращает на себя внимание, что ядра с большим спином имеют и большую анизотропию:

— для U^{233} , $5/2$; — — — для U^{235} , $7/2$; - · - · - для Pu^{239} , $1/2$.

совпадает с орбитальным моментом частицы, так как в этом случае ядро «подставляет под пучок» свое большее, эллиптическое, сечение. Большой спин мишени приводит к большему моменту составного ядра, а следовательно, и к большей анизотропии. Вычисления [27] показали, что этот механизм может быть ответствен за часть наблюдаемого эффекта.

Другое возможное объяснение связано с тем, что Γ_f/Γ_n увеличивается с ростом момента ядра I [11, 35]. Это дает преимущество делению с большим I и более сильную анизотропию для мишеней с большим I_0 .

В. М. Струтинский [14] показал, что степень зависимости анизотропии от начального спина ядра определяется видом распределения проекций момента ядра на ось симметрии. Если распределение K описывается выражением $\exp(-K^2/2K_0^2)$, то при малой анизотропии угловое распределение осколков не зависит от начального спина. В связи с этим нам представляется, что увеличение анизотропии от Pu^{239} к U^{233} и U^{235} может быть связано не со спином, а с энергией возбуждения ядра в седловой точке. Как отмечалось ранее, энергия возбуждения U^{235} ниже, чем для

U^{233} и Pu^{239} . Для двух последних ядер энергии возбуждения хотя и близки друг к другу, все же у U^{233} ниже, чем у Pu^{239} . Если в соответствии с гипотезой Гурвица — Бете [39] энергию возбуждения отсчитывать не от основного уровня, а от некоторого характеристического значения, не подверженного влиянию эффектов четности и оболочек¹, то разница в энергии возбуждения этих ядер будет больше [40]. В какой степени разница в анизотропии обязана начальным спином и в какой энергии возбуждения? Ответить на эти вопросы могут только дальнейшие эксперименты. Например, интересно было бы сравнить степени анизотропии для Np^{237}

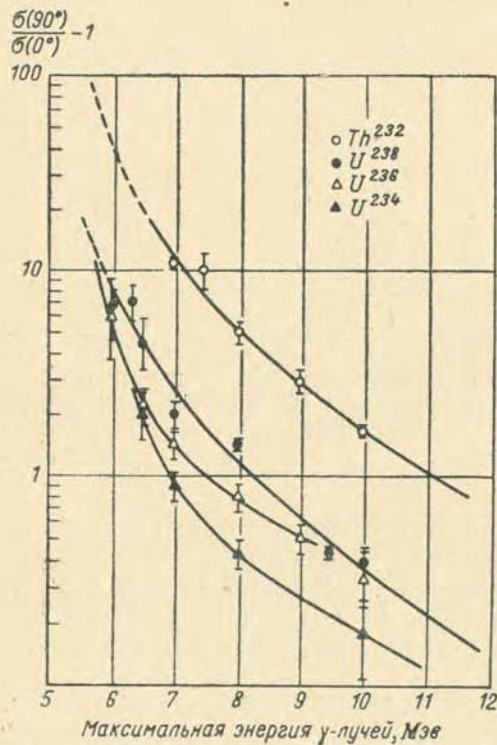


Рис. 5. Зависимость анизотропии от максимальной энергии γ -лучей.

и Am^{241} ; эти ядра имеют одинаковый тип четности и одинаковые спины $\left(\frac{5}{2}\right)$, но разные пороги деления.

2. Зависимость анизотропии от рода и энергии падающей частицы

Фотоделение. Род и энергия падающей частицы определяют направление и величину момента, а также степень возбуждения делящегося ядра. Направление момента задают характер анизотропии (направление, под которым угловое распределение имеет максимум), величина момента и степень возбуждения — степень анизотропии.

В случае дипольного поглощения γ -квантов момент составного ядра в среднем ориентируется в направлении пучка квантов, и деление происходит преимущественно в перпендикулярном пучку на-

порога обнаруживается лишь для четно-четных мишеней Th^{232} , U^{234} , U^{236} , U^{238} , Pu^{240} . Ядра других типов четности U^{233} , U^{235} , Np^{237} , Am^{241} , даже такое ядро, как Pu^{239} , имеющее очень малый спин, не показывают никаких признаков анизотропии [25]. Эти результаты легко понять на основе идей О. Бора [9]. При электрическом дипольном поглощении кванта четно-четным ядром наименее возможным энергетическим состоянием ядра в седловой точке (квантовым состоянием, или каналом деления, с наиболее низким порогом) является состояние 1^- коллективного возбуждения ($K=0$). Канал деления $1^-(K=0)$ дает угловое распределение вида $\sin^2 \theta$ (θ — угол вылета осколков относительно пучка квантов), т. е. распределение с максимумом под углом 90° , и обуславливает наблюдаемую анизотропию. Через этот канал происходит деление вблизи порога. Если энергия квантов превышает порог деления на величину порядка мегаэлектронвольта, т. е. достаточно велика, чтобы «разорвать» нуклонную пару, то становится возможным деление по каналу $1^-(K=1)$, отвечающему состоянию внутреннего возбуждения. Этот канал дает распределение вида $2 - \sin^2 \theta$, т. е. распределение с максимумом под углом 0° , и таким образом смазывает анизотропию при больших энергиях квантов. Если ядро-мишень имеет непарный нуклон, то уже вблизи порога деление происходит через много каналов и изотропно.

В ряду четно-четных ядер заметно уменьшение анизотропии от Th^{232} к Pu^{240} (рис. 3). Это уменьшение проще всего объяснить увеличением энергии возбуждения (раздел 1), так как более тяжелые ядра имеют меньшие пороги деления. Однако, по мнению авторов работы [25], и при учете величины порогов разница в анизотропии различных ядер сохраняется. Для объяснения этого эффекта принимается предположение О. Бора о том, что у разных ядер могут быть различными расстояния между уровнями с $K=0$ и $K=1$ (рис. 6). Меньшим расстоянием между этими уровнями объясняется меньшая анизотропия U^{238} , чем Th^{232} . Используя результаты измерений анизотропии, Кац произвел оценку разницы в барьерах деления Δ для состояний с $K=0$ и $K=1$ разных ядер. Оценка показала, в частности, что для Th^{232} , U^{238} и Pu^{240} Δ равна соответственно 640, 460 и 230 кэв. Ввиду различных неопределенностей имеет значение лишь порядок величины. Как видно, Δ составляет несколько сот килоэлектронвольт. Такой величины и следовало ожидать, так как Δ должна быть приблизительно равна разности между энергией связи в паре, которая порядка 1 Мэв, и энергией первого 1^- состояния, которая порядка нескольких сот килоэлектронвольт [44]. Поскольку энергия первого 1^- состояния растет при переходе к более тяжелым ядрам [45], то Δ должна падать. Это соответствует результатам вычисления. В работе [25] отмечалось далее, что если энергию спаривания во всех ядрах считать примерно одинаковой, то величина $(1-\Delta)$ Мэв дает меру разности энергий состоянием переходного ядра $1^-(K=0)$ и наименее возможным (в принципе возможном, но не реализу-

¹ В данном случае это означает, что вместо экспериментальных значений порога следует взять значения, вычисленные по модели жидкой капли.

мом при дипольном поглощении) состоянием 0^+ ($K=0$). Из того что Δ заметно ниже 1 Мэв , можно заключить, что состояние 1^- ($K=0$) лежит значительно выше, чем 0^+ ($K=0$), особенно для наиболее тяжелых ядер. Представляется, что это хороший пример использования данных по угловой анизотропии для изучения структуры уровней переходного ядра.

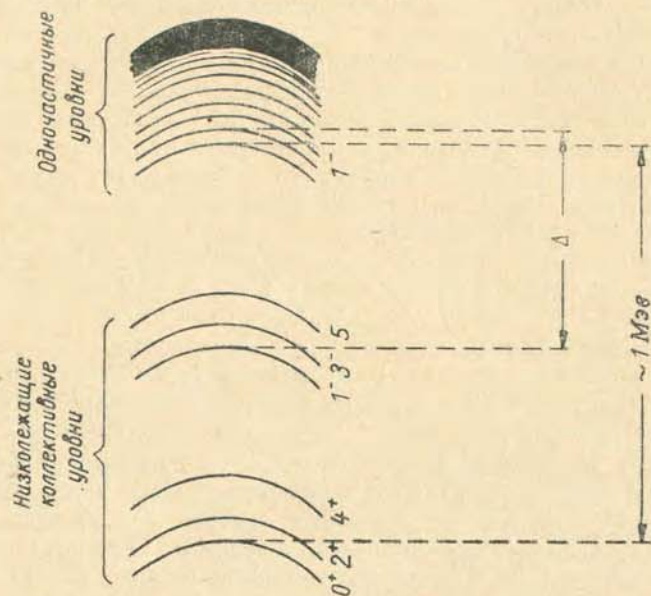


Рис. 6. Структура каналов четно-четного ядра. Одночастичные уровни отвечают $K=1$ при дипольном поглощении γ -лучей. Низколежащие коллективные уровни $K=0$.

Тщательные измерения угловых распределений осколков могут дать сведения как об уровнях переходного ядра, так и о механизме взаимодействия излучения с ядром. Так, если наряду с дипольным поглощением происходит квадрупольное поглощение, то в угловом распределении должен присутствовать член $\sin^2 2\theta$ (с максимумом при 45° к пучку). Эта компонента углового распределения обязана делению в состоянии 2^+ ($K=0$). Если барьер для этого состояния заметно ниже, чем для состояния 1^- , к которому приводит дипольное поглощение, то при достаточно низкой энергии γ -квантов квадрупольная компонента в угловом распределении может быть выражена довольно сильно, несмотря на малое сечение квадрупольного поглощения. Оценка показала [27], что при энергии γ -квантов, равной барьеру деления через состояние 2^+ ($K=0$), квадрупольное деление будет успешно конкурировать с дипольным даже при отношении сечений поглощения $\left(\frac{\sigma_{\text{кв}}}{\sigma_{\text{дип}}}\right)$

порядка 0,01, если разница в барьерах будет около $0,5 \text{ Мэв}$. Данные по изучению резонансного деления U^{235} [27] позволяют думать, что разница в барьерах подобных состояний порядка энергии, требующейся на возбуждение нуклонов в четно-четном ядре (1 Мэв), т. е. достаточно велика для проявления квадрупольной компоненты в фотоделении. Кроме того, как следует из работы [46], вблизи порога реакции (γ, n) отношение квадрупольной части сечения фотоделения к дипольной в некоторых случаях может быть довольно большим, так как конкурирующая с делением реакция (γ, n) может «выедать» почти всю дипольную часть и совсем не трогать квадрупольную часть.

Экспериментальные указания на существование в угловом распределении квадрупольного члена получены при фотоделении U^{238} ($E_{\text{макс}} = 9,4 \text{ Мэв}$) Л. Е. Лазаревой и др. [43]. Однако в работе [25] этот результат не был подтвержден. Причина расхождения остается неясной. По-видимому, необходимо дальнейшее изучение этого интересного вопроса.

Все опыты, упомянутые до сих пор, проведены на γ -лучах сплошного (тормозного) спектра. Значительно более ясную картину должны дать исследования на монохроматических γ -лучах. В настоящее время известны только две работы такого рода. В первой [47] сообщалось, что γ -лучами с энергией $6,14 \text{ Мэв}$, полученными по реакции $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$ на протонах с резонансной энергией 340 кэв , облучался U^{236} . Было найдено, что угловое распределение осколков соответствует дипольному взаимодействию и имеет анизотропию порядка 20. Во второй работе [48] по той же самой реакции на протонах с разной энергией и мишенях разной толщины были получены γ -кванты с энергией $6,1$; $6,9$ и $7,1 \text{ Мэв}$. Изучалось деление естественного урана. Угловое распределение при $6,1 \text{ Мэв}$ было найдено в форме $0,07 + \sin^2 \theta + 0,37 \sin^2 2\theta$. При $6,9 \text{ Мэв}$ было получено распределение $1 + 0,70 \sin^2 \theta + 0,05 \sin^2 2\theta$. Распределение при энергии $7,1 \text{ Мэв}$ было подобно, но несколько более изотропно. Как видно, распределение при $6,1 \text{ Мэв}$ сильно анизотропно и наряду с дипольной имеет заметную квадрупольную компоненту. Это согласуется с нашими представлениями о том, что вблизи порога (пороговая энергия γ -лучей для U^{238} составляет $5,8 \text{ Мэв}$) фотоделение может происходить как через канал 1^- ($K=0$), так и 2^+ ($K=0$) и что последний лежит заметно ниже первого. При энергии γ -лучей около 7 Мэв анизотропия значительно меньше, мала и квадрупольная компонента. Наблюдение малой величины квадрупольной части не подтверждает предположения, сделанного в работе [43], о том, что при энергии $7-8 \text{ Мэв}$ фотоделение обязано главным образом квадрупольной абсорбции. При делении фотонами достаточно низкой (близкой к пороговой) и строго определенной энергии можно надеяться наблюдать анизотропию не только у четно-четных ядер, но и у ядер других типов четности, имеющих малые промежутки (вероятно, меньше $0,25 \text{ Мэв}$) между уровнями с различными K [27].

Деление тепловыми нейтронами. Тепловые нейтроны, взаимодействуя с ядром в S -состоянии, не вызывают преимущественной ориентировки момента составного ядра, поэтому тепловое деление само по себе изотропно [3, 23]. Малая анизотропия может возникнуть только за счет несферичности ядра. Ее следует ожидать для ядер с большим спином и порогом $E_n \approx 0$. Если же каким-либо образом ориентировать собственный момент ядра, то может проявиться анизотропия относительно направления ориентировки. Установление знака¹ и степени анизотропии может

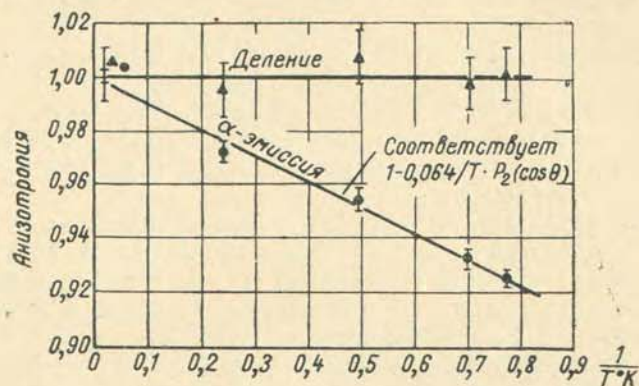


Рис. 7. Зависимость анизотропии α -эмиссии и деления от обратной температуры для U^{233} .

дать важные сведения о свойствах тяжелых ядер. К сожалению, угловое распределение осколков ориентированных ядер изучено еще очень слабо. На этот счет имеются лишь сведения, сообщенные Ок-Риджской группой США [49]. Этой группой изучалось распределение осколков теплового деления U^{233} и U^{235} . Выстраивание ядер осуществлялось за счет электрической квадрупольной связи в монокристалле $UO_2Rb(NO_3)_2$, содержащемся при температурах $77 \div 1,3^\circ K$. Измерения на U^{233} показали, что осколки разлетаются изотропно (в пределах 1%), изотропно даже тогда, когда угловое распределение α -частиц (которое может служить индикатором степени выстраивания ядер) сильно анизотропно (рис. 7). Измерения на U^{235} дали другой результат: в распределении осколков имеется существенная анизотропия, противоположная по знаку и меньшая по величине, чем в распределении α -частиц (рис. 8).

Как уже отмечалось [34], угловое распределение для U^{233} оказывается изотропно, по-видимому, из-за сравнительно большого возбуждения этого ядра вызываемого тепловыми нейтро-

¹ Здесь под знаком анизотропии имеется в виду положение максимума в угловом распределении относительно выделенного направления. Если положения максимумов двух распределений отличаются на 90° , то говорят, что знаки противоположны.

нами (так как для него порог $E_n = -1,47 Mэв$). Ядро U^{235} имеет в седловой точке значительно меньшую энергию ($E_n = -0,60 Mэв$), поэтому существенную роль играет меньшее число каналов деления и распределение оказывается анизотропным. Противоположность знаков анизотропии для осколков и α -частиц также легко понять: при эмиссии α -частиц из ядра U^{235} направление оси симметрии ядра совпадает с направлением его момента, а при делении четно-четного составного ядра U^{236} , образующегося при захвате нейтрона, направление оси симметрии преимущественно перпендикулярно направлению момента. Предполагается, конечно, что,

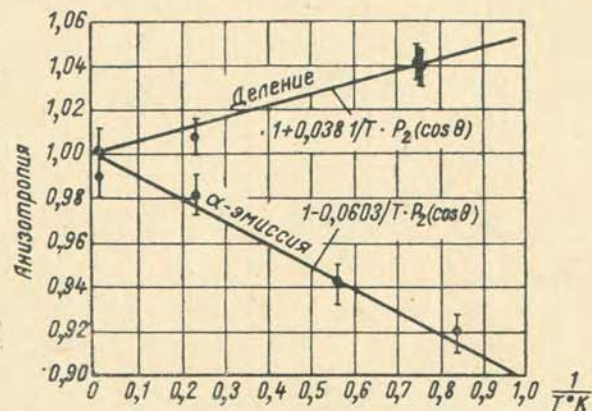


Рис. 8. Зависимость анизотропии α -эмиссии и деления от обратной температуры для U^{235} .

как и осколки, α -частицы вылетают в направлении оси симметрии ядра. Такой характер эмиссии α -частиц предсказывается теорией [8] для ядер, имеющих форму вытянутого эллипсоида, и в случае Np^{237} не противоречит эксперименту [50]. Нет особых оснований думать, что в последнем отношении U^{235} может отличаться от Np^{237} .

Деление быстрыми нейтронами. При делении нейтронами с энергией порядка $1 Mэв$ обнаруживается некоторая разница в поведении ядер различного типа четности. Это связано с величиной энергии присоединения нейтрона $E_{св}$ и барьера деления E_f , а также со структурой уровней переходного ядра.

Четно-нечетные ядра U^{233} , U^{235} , Pu^{239} имеют положительную разность $E_{св} - E_f$ и делятся уже на тепловых нейтронах; при захвате же быстрого нейтрона ядра оказываются столь сильно возбужденными, что деление происходит через большое число каналов и не имеет сильной анизотропии. Относительно изменения анизотропии с энергией нейтрона найдено, что с ростом энергии от 0 до $2 Mэв$ анизотропия растет, отражая рост вносимого момента, достигает значения $1,1-1,2$ и остается на этом уровне до энергии нейтрона $5 Mэв$ (рис. 4). Примерно такой же характер

проявляет анизотропия деления нечетно-четного ядра Np^{237} [19, 51]. В этом случае малая величина и плавное изменение анизотропии даже вблизи порога деления связаны, по-видимому, с образованием нечетно-нечетного составного ядра, имеющего высокую плотность уровней уже при низком возбуждении.

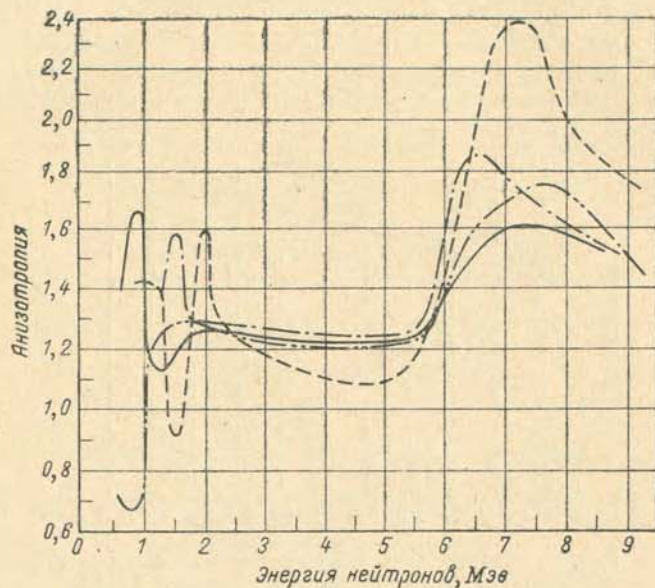


Рис. 9. Зависимость анизотропии от энергии нейтронов для четно-четных ядер [19]:

— — — Th^{230} ; — U^{234} ; - · - · U^{236} ; - - - U^{238} .

Для изученных четно-четных ядер Th^{230} , Th^{232} , U^{234} , U^{236} , U^{238} разность $E_{\text{св}} - E_f$ отрицательна; эти ядра имеют положительный нейтронный порог и показывают вблизи него сильную и резко изменяющуюся с энергией анизотропию (рис. 9). В модели О. Бора [9] эти резкие изменения анизотропии рассматриваются как результат того, что вблизи порога ядра «холодные» и деление может происходить лишь через ограниченное число каналов.

У самого порога для четно-четных ядер модель допускает угловое распределение с максимумом под углом 90° к пучку, а не под углом 0° , как обычно для частиц. Дело в том, что наимизшим состоянием четно-нечетного ядра, образующегося при захвате нейтрона и имеющего $K \neq 0$, будет состояние, в котором почти весь вносимый момент связан с K , а вращательный момент π , следовательно, вращательная энергия минимальна. В этом состоянии ось симметрии ядра приблизительно параллельна вектору момента составного ядра, поэтому деление происходит преимущественно в перпендикулярном пучку направлении. Пик под углом 90°

впервые наблюдался в работе [18] для Th^{232} при энергии нейтрона $E_n = 1,6 \text{ Мэв}$. Этот случай был интерпретирован Уилетсом и Чейзом [12] как результат деления через три наимизших уровня вращательной полосы с $K = \frac{3}{2}$ (и некоторого вклада изотропного деления). При этом коэффициенты в выражении для углового распределения, определяющего вклад делений с заданным значением полного углового момента I были найдены методом наимизших квадратов по экспериментальным точкам. В. М. Струтинский [14],

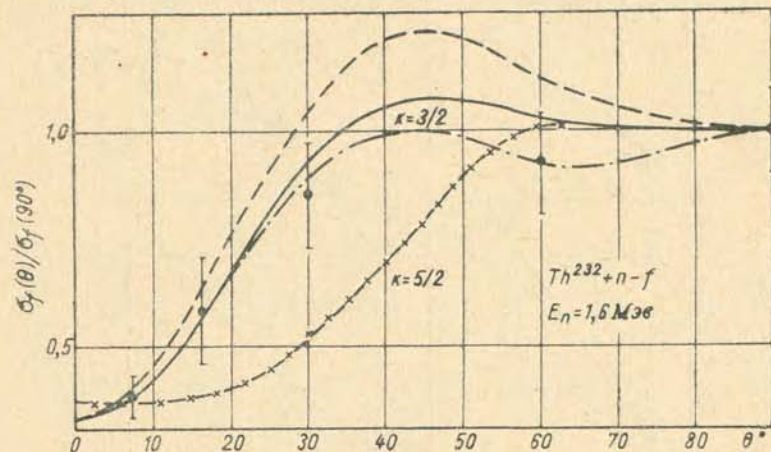


Рис. 10. Угловое распределение осколков при делении Th^{232} нейтронами с энергией $1,6 \text{ Мэв}$ [14]:

— — — черное ядро; — — — полупрозрачное ядро; - · - · — по методу наимизших квадратов.

а также Хитмаер [52] показали, что эти коэффициенты могут быть заранее вычислены. Вычисления, основанные на оптической модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 10). Угловое распределение с максимумом под углом 90° было обнаружено также у U^{236} при $E_n = 0,6; 0,85$ и $1,0 \text{ Мэв}$ и у Th^{230} при $E_n = 1,5 \text{ Мэв}$ [19].

Все эти случаи могут быть, по-видимому, объяснены аномально большим вкладом делений с $K > \frac{1}{2}$. Если выделенным значением K является $\frac{1}{2}$, то угловое распределение характеризуется резким максимумом при 0° . В. М. Струтинский [14] нашел, что в этом случае при $E_n \approx 1 \text{ Мэв}$ $\frac{\sigma_f(0^\circ)}{\sigma_f(90^\circ)} \approx 2$. Это значение близко к экспериментальному, найденному Гохбергом, Отрощенко и Шигиным для Th^{230} [51].

Заметим, что в работе [19] измерение вблизи порога производилось через интервал энергии нейтронов $0,25 \div 0,50 \text{ Мэв}$ с разбросом в энергии нейтронов $0,1 \text{ Мэв}$, а в работе [51] — через

интервал около $0,1 \text{ Мэв}$ с разбросом $0,02 \text{ Мэв}$ [53]. Ввиду большого значения исследований анизотропии вблизи порога желательны измерения более полные и с лучшим разрешением. В этом случае каналовые эффекты могут проявиться и в четно-нечетных ядрах.

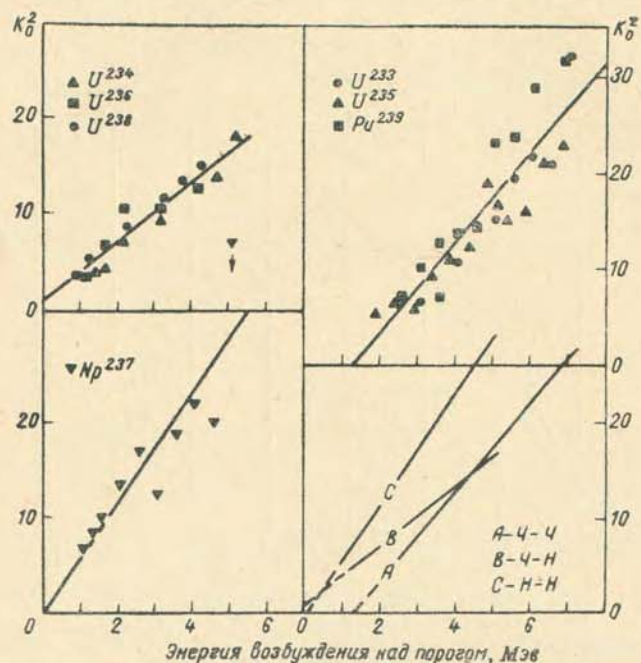


Рис. 11. Зависимость K_0^2 от энергии возбуждения ядра над порогом для ядер разных типов четности [19].

В области энергии нейтронов от 2 до $5,5 \text{ Мэв}$, т. е. достаточно далекой от порога, анизотропия, как и в четно-нечетных мишенях, мало меняет свою величину и в среднем составляет $1,2$. Используя экспериментальные значения анизотропии для этой области энергии и выражение

$$\frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(90^\circ)} = 1 + \frac{I_{\text{макс}}^2}{8K_0^2},$$

Хенкель и Симмонс [19] получили зависимость K_0^2 от энергии возбуждения над порогом для ядер разных типов четности. Результаты вычисления K_0^2 представлены на рис. 11. Из рисунка видно, что при небольшом возбуждении самое высокое значение K_0^2 имеют нечетно-нечетные составные ядра, а самое низкое — четно-четные составные ядра. Для последнего типа ядер K_0^2 равно нулю при возбуждении меньше 1 Мэв . В этом находит свое проявление сильная тенденция к спариванию нуклонов, которая наи-

более успешно реализуется в четно-четных ядрах, приводя к энергетической щели шириной порядка 1 Мэв в спектре возбуждения нуклонов. Ясно, что наилучшие возможности образования парных конфигураций (и уменьшения K_0^2) у нечетно-нечетных ядер. При больших возбуждениях разница в поведении уровней различных ядер стирается и значения K_0^2 для четно-четных и четно-нечетных ядер сравниваются (рис. 11). Странно, однако, что для нечетно-нечетных ядер K_0^2 не приближается к значениям для других ядер. Но здесь следует заметить, что изучено лишь одно ядро этого типа. Были бы полезны измерения на других ядрах, например Am^{241} .

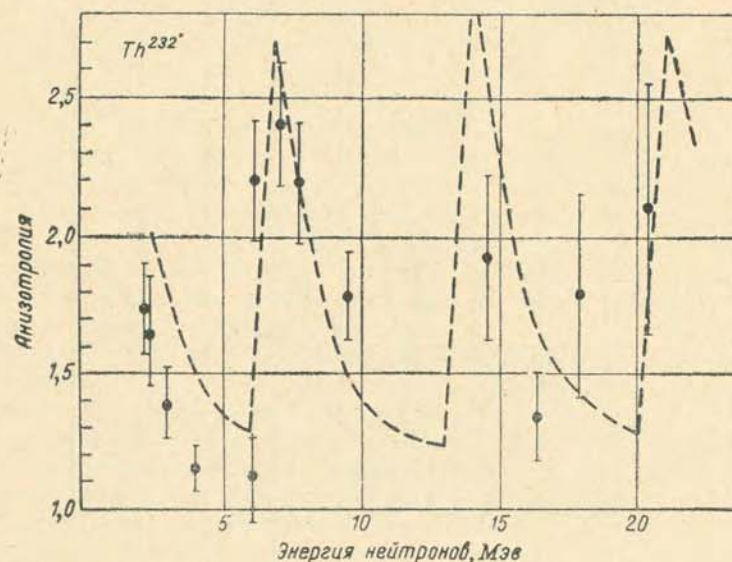


Рис. 12. Зависимость анизотропии от энергии нейтронов для Th^{232} . Экспериментальные данные работы [18]; теоретическая кривая из работы [13].

У всех изученных ядер наблюдается быстрый рост анизотропии при энергии нейтронов выше $5,5 \text{ Мэв}$. К энергии $7-8 \text{ Мэв}$ анизотропия достигает максимального значения, которое для четно-четных мишеней составляет $1,6-2,2$, а для остальных — $1,2-1,3$. Скачок анизотропии обязан появлению реакции (n, nf) — делению ядер после эмиссии одного нейтрона. В этом случае большая доля энергии возбуждения первичного составного ядра уносится испаряющимся нейтроном и ядро остается таким же холодным, как и вблизи порога реакции (n, f) . В отличие от энергии момент составного ядра почти не меняется, так как нейтрон испаряется преимущественно в S -состоянии. Таким образом, делится ядро с большим моментом ($I_{\text{макс}}$) и низкой температурой (следовательно, низким K_0^2). Большой скачок у четно-четных мишеней обязан тому, что после эмиссии нейтрона из составного ядра делит-

ся четно-четное ядро, имеющее малое K_0^2 . Величина скачка зависит также от доли реакции (n, nf) в полном сечении деления. У ядер с малым Z^2/A , имеющих низкую делимость, эта доля выше. Поэтому в ряду ядер одного типа четности анизотропия в максимуме увеличивается с уменьшением Z^2/A (рис. 9 и раздел 1). Некоторое увеличение доли реакции (n, nf) у четно-четных мишеней вызывает эффект образования в результате эмиссии нейтрона ядер с энергией возбуждения, большей порога деления, но меньшей энергии связи нейтрона [29].

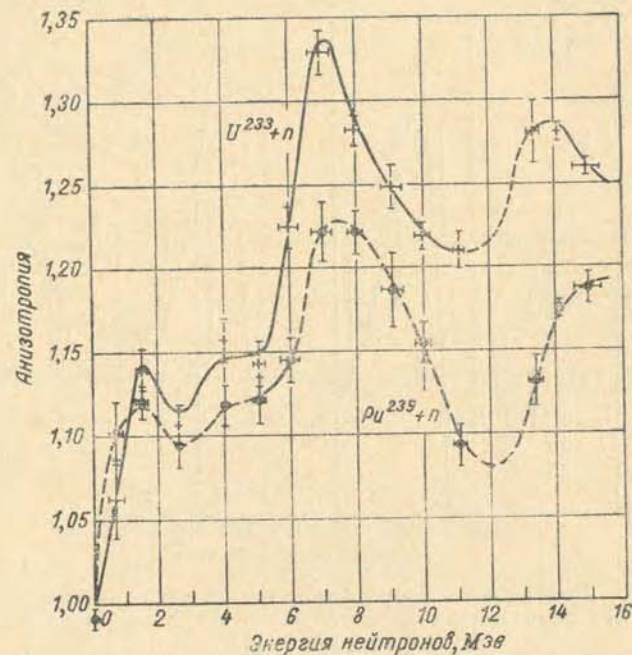


Рис. 13. Зависимость анизотропии от энергии нейтронов для U^{233} и Pu^{239} [23].

Можно ожидать появления скачков также вблизи порогов реакций $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$ и т. д. Экспериментальные данные не противоречат ожиданиям. Это иллюстрируется рис. 12, на котором представлены результаты расчета [13] и экспериментальные данные [18] для Th^{232} . Пики на кривой зависимости анизотропии от энергии нейтронов при энергии около 14 Мэв, т. е. вблизи порога реакции $(n, 2nf)$, отчетливо наблюдаются по результатам работы [23], представленным на рис. 13. С ростом энергии пики в анизотропии размазываются. Они размазываются за счет того, что нейтроны, испаряясь с разными энергиями, оставляют ядра с разной степенью возбуждения. Чем больше энергия падающих частиц,

тем больше испаряется нейтронов, тем сильнее сглаживание пиков. При больших энергиях частиц пики пропадают вовсе.

Деление заряженными частицами средней энергии. С помощью нейтронов исследована область энергий до 20 Мэв. Данные об анизотропии деления при более высоких энергиях получены в опытах с заряженными частицами, в частности, с α -частицами [22]. Они показывают, что анизотропия медленно возрастает, когда энергия α -частиц изменяется от 20 до 43 Мэв (рис. 14). Рост анизотропии обязан увеличению момента $I_{\text{макс}}$, а то, что рост происходит медленно, обязательно увеличению K_0^2 .

Из данных по анизотропии деления α -частицами Np^{237} в работе [13] была получена зависимость K_0^2 от температуры при больших энергиях возбуждения. Она была «спита» с зависимостью, найденной для малых возбуждений при делении нейтронами Th^{232} [18]. Полученная кривая приведена на рис. 15. Обращает на себя внимание соответствие хода кривой статистической зависимости $(E - E_f)^{1/2}$ при больших возбуждениях и резкое отступление от этой зависимости при малых возбуждениях. Причина того, что при энергиях ниже 10 Мэв K_0^2 имеет значение меньше ожидаемого, заключается, по-видимому, в том, что при этих энергиях момент инерции оказывается меньше, чем при больших энергиях, когда он равен моменту твердого тела.

На рис. 14 вместе с экспериментальными точками показана вычисленная (для Th^{232}) зависимость анизотропии от энергии α -частиц [13]. В вычисленной кривой имеются подъемы и спады, не проявляющиеся в опытных данных. Расхождение является результатом неполноты измерений. Измерения [54], проведенные в той же области, но при значительно меньших интервалах между последующими значениями энергии α -частиц, показывают структуру, находящуюся в качественном совпадении с теоретическими предсказаниями [13].

Зависимость анизотропии от рода бомбардирующих частиц связана, главным образом, с величиной момента, вносимого в ядро при заданном возбуждении. Зная моменты, вносимые в ядро, можно определить анизотропию для одних частиц по данным для других. И. Халперн и В. М. Струтинский [13] вычислили анизотропию для дейтонов на основе опытных данных для α -частиц. Использовалось то обстоятельство, что при бомбардировке Np^{237} и Pu^{239} дейтонами с энергией 22 Мэв образуются те же составные ядра и с теми же возбуждениями, что и при бомбардировке U^{235} и Np^{237} α -частицами с энергией 36 Мэв. Разница в анизотропии могла быть обязана только величине вносимого момента. Отношение значений $I_{\text{макс}}^2$ для дейтонов и α -частиц было найдено равным 0,34 и по известным значениям анизотропии для α -частиц из уравнения (2) получено, что анизотропия деления Np^{237} и Pu^{239} дейтонами с энергией 22 Мэв должна быть 1,14 и 1,13 соответственно. Эти значения можно сравнить с измеренными 1,19 и 1,17. Как видно, совпадение вполне удовлетворительное.

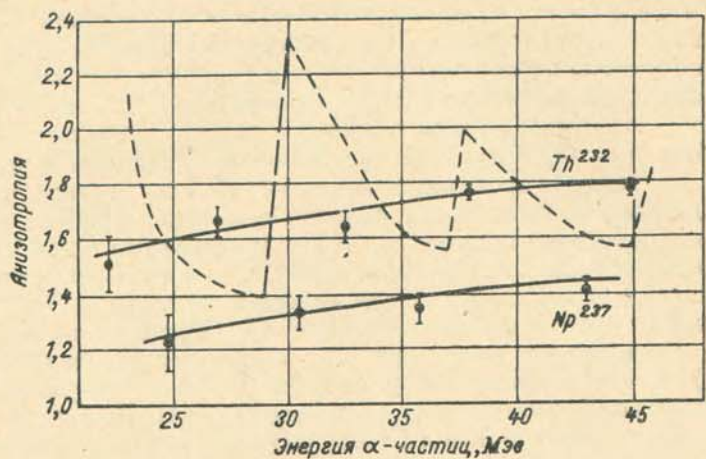


Рис. 14. Зависимость анизотропии деления Th^{232} и Np^{237} от энергии α -частиц [22].

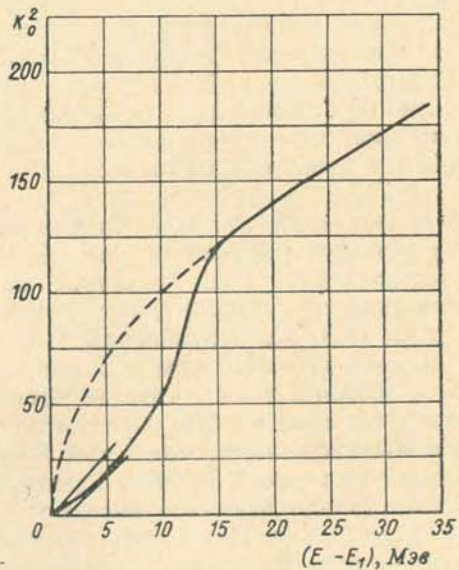


Рис. 15. Зависимость K_0^2 от энергии возбуждения [13] $(E - E_f)$.

Наибольшую анизотропию вызывают частицы, вносящие наибольший угловой момент на единицу энергии возбуждения составного ядра. К таким частицам относятся α -частицы. Большие моменты могут быть переданы при бомбардировке ядра тяжелыми ионами.

Деление тяжелыми ионами. Изучение анизотропии деления на многозарядных ионах было начато совсем недавно. В первых опытах [24], поставленных С. М. Поликановым и В. А. Друиным, измерялось угловое распределение осколков при делении

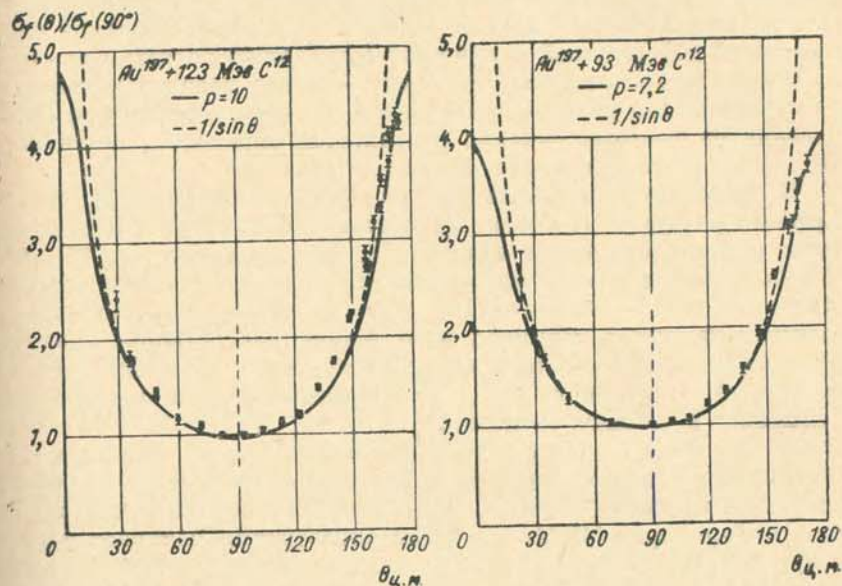


Рис. 16. Угловое распределение осколков при делении золота тяжелыми ионами [61].

урана и золота ионами C^{12} с энергией $73 \div 78 \text{ Мэв}$. При продолжении опытов золото облучалось также ионами O^{16} с энергией 85 и 100 Мэв [55]. Измерения показали, что несмотря на большое возбуждение составного ядра анизотропия имеет заметную величину. В этом проявляется большой угловой момент ядра. Сравнение результатов со статистической теорией [11, 13] позволило сделать вывод, что при температуре порядка $1 \div 2 \text{ Мэв}$ момент инерции переходного ядра близок к моменту инерции твердого тела.

В работе [56] исследовалось деление золота ионами кислорода с энергией 160 Мэв . Анизотропия оказалась равной $3,2$. Авторы полагают, что деление происходит после испускания из составного ядра 9 нуклонов (в основном нейтронов), которые уносят сравнительно небольшую долю углового момента и значительнейшую долю

энергии возбуждения, оставляя ядро при возбуждении 10 Мэв и с моментом $67 \hbar$. В этом предположении из измеренного значения анизотропии и вычисленных значений $I_{\text{макс}}$ и T определяется эффективный момент инерции ядра в седловой точке. Момент считается равным моменту инерции твердого тела и тогда оказывается, что в седловой точке (при эллипсоидальной деформации) отношение большой полуоси эллипса к малой составляет 1,35. Это значение сравнивается с значением 1,9, вычисленным Святецким [57] для невращающегося ядра при Z^2/A (Z^2/A)_{кр} = 0,8¹. Следуя идее Пик-Пичака [36], авторы отмечают, что учет вращения (понижающего барьер деления) должен привести к фигуре ядра с меньшей деформацией и лучшему совпадению расчета с опытом. Со своей стороны отметим, что ввиду больших неопределенностей, включаемых при расчете критической фигуры, а также при определении из опытных данных, результатам сравнения, по-видимому, не следует придавать большого значения.

В последнее время появился ряд сообщений [58—62], знаменующих растущий и вполне закономерный интерес к исследованиям с многозарядными ионами. Из них следует (рис. 16), что угловые распределения удовлетворительно описываются теорией Халперна и Струтинского [13] и что представление экспериментальных данных в терминах этой теории дает важные характеристики деления составных ядер, формируемых тяжелыми ионами (например, зависимость Γ_f/Γ_n от параметра Z^2/A и энергию возбуждения в момент деления).

Деление частицами высокой энергии. В области средних энергий анизотропия возрастает с ростом энергии падающей частицы. Для протонов рост происходит до энергии примерно 50 Мэв , а затем анизотропия начинает падать и при энергии более 100 Мэв деление становится почти изотропным (рис. 17). Спад анизотропии связан как с увеличением температуры делящихся ядер, соответствующим росту энергии бомбардирующих частиц, так и с дезориентацией момента делящегося ядра, вызываемой предшествующим делению каскадом [63]. Почти изотропное угловое распределение было найдено при делении висмута и урана протонами с энергией 660 Мэв , золота протонами той же энергии [64] и висмута, свинца и таллия протонами с энергией 600 Мэв [65]. При делении висмута протонами с энергией 450 Мэв наблюдалась [66, 67] небольшая анизотропия с максимумом в угловом распределении, как обычно, под углом 0° к пучку².

Однако в ряде случаев для осколков $\text{Sr}^{91,92}$ и Ba^{139} при делении тория и урана протонами с энергией 155 Мэв [69]; для оскол-

¹ Что соответствует параметру делимости для ядра с $Z=87$ и $A=204$ при $(Z^2/A)_{\text{кр}}=46$.

² В работе [68] указано на возможную ошибку в результатах работы [67], связанную с радиальной неравномерностью пучка протонов в циклотроне.

ков Ba^{139} и Ba^{140} при делении урана протонами с энергией 450 Мэв [70]; для делений с углом между направлениями вылета осколков, близким к 180° , при облучении тория протонами с энергией 600 Мэв [71]; при делении тантала протонами с энергией 450 Мэв [66] и при делении урана протонами с энергией 185 Мэв [72] наблюдалась некоторая преимущественность в вылете осколков не под углом 0° , а под углом 90° к пучку протонов. Заметим, что эти случаи, за исключением двух последних, можно отнести к делению, происходящему при низких энергиях возбуждения. В. М. Струтинский [11], В. И. Остроумов [73] и И. Халперн [74] показали,

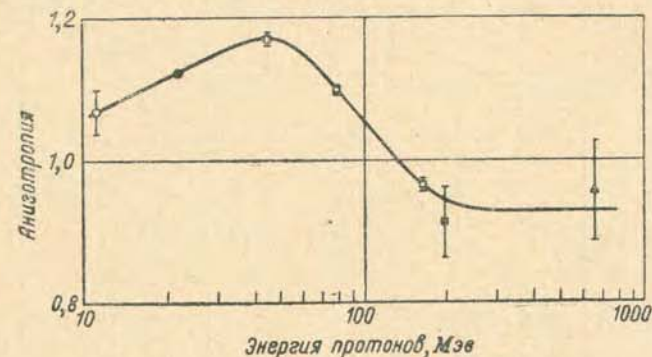


Рис. 17. Зависимость анизотропии деления U^{238} от энергии протонов.

как можно понять такую «аномальную» анизотропию. При высоких энергиях падающих протонов происходит много касательных столкновений протонов с нуклонами ядра. После такого столкновения один из нуклонов движется почти в том же направлении, что и падающий протон и, имея большую энергию, покидает ядро. Другой же нуклон, движущийся почти перпендикулярно к направлению падающего протона и имеющий малую энергию, поглощается ядром. Поскольку направление углового момента, создаваемого этим нуклоном, совпадает с направлением пучка падающих протонов, то деление осуществляется преимущественно под углом 90° к пучку. Существенно, что нуклоны, создающие угловой момент, имеют малую энергию. Ядро оказывается слабо возбужденным, а это благоприятствует анизотропии. Неудивительно поэтому, что аномальная анизотропия наблюдается для случаев деления с малым возбуждением. Количественную поддержку этим рассуждениям дает работа [75], в которой было вычислено отношение перпендикулярной составляющей импульса остающегося в ядре после каскада, к его продольной составляющей. Перпендикулярная составляющая, ответственная за угловой момент, приводящий к «аномальной» анизотропии, оказывается больше для случаев небольшого возбуждения остаточного ядра. Число же случаев с небольшим возбуждением получается заметным.

3. Зависимость анизотропии от масс осколков

Величина анизотропии различна для разных способов разделения массы ядра между осколками. Опыты с нейтронами [76, 77], протонами [15, 16, 69] и γ -лучами [41] показали, что в случае тория и более тяжелых ядер анизотропия асимметричного деления больше, чем симметричного. На рис. 18 приведена зависимость анизотропии от отношения масс осколков, полученная в работе [16] при облучении урана и тория протонами с энергией 22 Мэв.

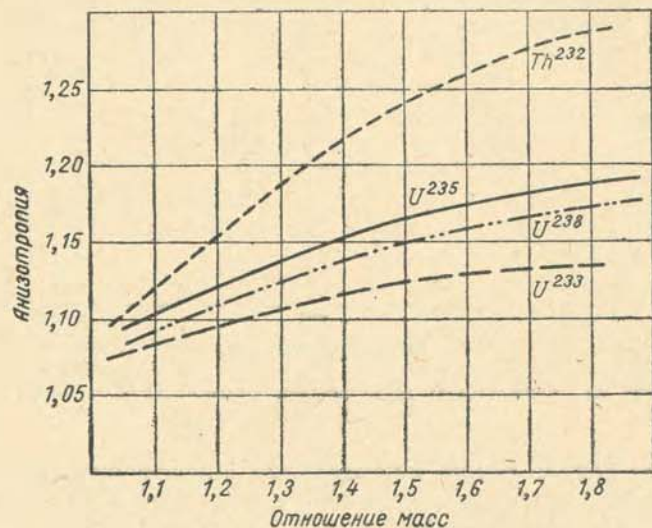


Рис. 18. Зависимость анизотропии от отношения масс осколков [16].

Характер зависимости сохраняется и при делении нейтронами и при делении γ -лучами. Единообразие связи между угловым и массовым распределениями для случаев деления тория и более тяжелых ядер разными частицами можно считать установленным. Возникает вопрос, насколько существенна эта связь. Выражает ли наблюдаемая корреляция какую-то внутреннюю особенность самого процесса деления или это внешнее явление, вызванное побочными причинами?

На одну из возможных внутренних причин указал О. Бор [9] при рассмотрении фотоделения четно-четных ядер. В случае электрического дипольного поглощения промежуточное ядро возникает в состоянии 1^- . Низший канал деления 1^- соответствует коллективному состоянию возбуждения и дает сильную анизотропию. Вместе с тем в таком коллективном состоянии ядро имеет форму, несимметричную относительно плоскости, перпендикулярной оси вращения. Асимметрия в форме ядра в седловой точке приводит

к делению на осколки неравной массы. Таким образом, угловая и массовая асимметрии оказываются тесно связанными. Если эта точка зрения подтвердится, то большой интерес будет представлять исследование связи углового и массового распределений для электрического квадрупольного поглощения, для которого наименьший канал деления 2^+ ($K=0$) соответствует симметричной форме ядра.

И. Халперн и В. М. Струтинский [13] в свою очередь высказали предположение, что наблюдаемая на опыте зависимость анизотропии от отношения масс осколков может быть и чисто внешней, случайной. Дело в том, что во всех проведенных до сих пор экспериментах по изучению корреляции угловой и массовой асимметрии деление возбуждалось частицами или фотонами большой энергии — нейтронами с энергией 14 Мэв, протонами с энергией 22 Мэв и 45 Мэв, γ -лучами тормозного спектра с максимальной энергией 16 Мэв. При этом могло иметь место деление ядер с различной энергией возбуждения (образовавшихся в результате испускания нейтронов из первоначального составного ядра). Ядра с меньшим возбуждением показывают как большую анизотропию, так и большую асимметрию. Наложение делений таких ядер на деление ядер с большим возбуждением может приводить к наблюдаемому росту анизотропии с ростом асимметрии масс. Зная делимости ядер и зависимость выходов симметричного и асимметричного деления от энергии, можно произвести количественную оценку этого эффекта. Результаты вычисления [13] сравниваются с экспериментальными [16] в табл. 1.

Таблица 1¹

Анизотропия углового распределения осколков при делении протонами с энергией 22 Мэв

Ядро	Th ²³²		U ²³⁸	
	Вычисленная	Измеренная	Вычисленная	Измеренная
Ag	1,06	1,10 ± 0,025	1,06	1,09 ± 0,029
Ba	1,24	1,26 ± 0,025	1,17	1,16 ± 0,025

¹ Взята из работы [13].

Хорошее совпадение расчетных и опытных данных подтверждает высказанное предположение.

Зависимость анизотропии от асимметрии масс более ярко выражена у тория, чем у урана. Очевидно, это связано с меньшей делимостью тория. Меньшая делимость приводит к большему количеству нейтронов, испускаемых до деления, и, следовательно, к большему отличию в температурах различных ядер, вносящих вклад в деление.

Если сравнить результаты работ [16] и [69], то видно (рис. 19 и 20), что в области энергии, в которой анизотропия растет с отношением масс, рост сильнее выражен для более низких энергий

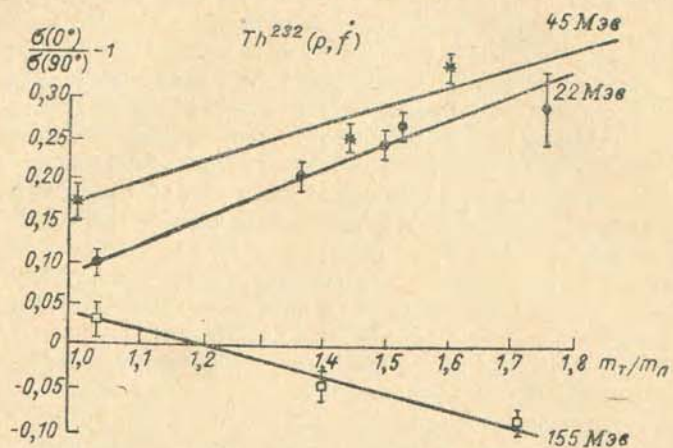


Рис. 19. Зависимость анизотропии деления Th^{232} от отношения масс осколков при разных энергиях, вызывающих деление протонов. Данные из работ [16, 69].

бомбардирующих частиц. По-видимому, это обусловлено характером изменения выходов симметричного и асимметричного делений при изменении энергии возбуждения. Отношение выхода

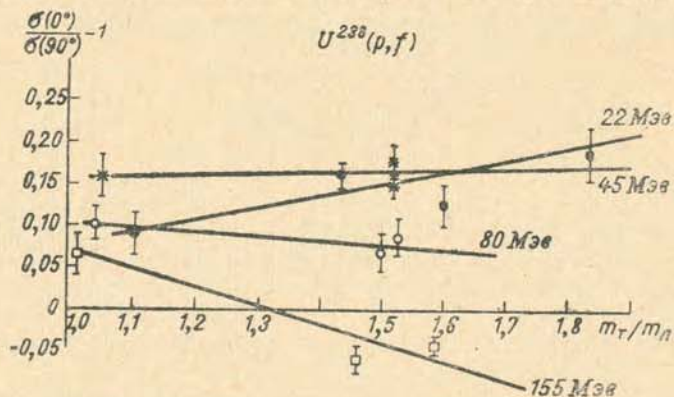


Рис. 20. Зависимость анизотропии деления U^{238} от отношения масс осколков при разных энергиях, вызывающих деление протонов. Данные из работ [16, 69].

симметричного деления к выходу асимметричного деления быстро увеличивается до энергии протонов 20—30 Мэв, а в дальнейшем растет очень медленно [78]. Следовательно, при больших энергиях бомбардирующих частиц различие температур ядер, делящихся

после эмиссии разного числа нейтронов, не вызовет больших различий в массовых распределениях. Изменение характера зависимости анизотропии от асимметрии масс при энергиях протонов больше 45 Мэв, заметное на рис. 14 и 15, вероятно, отражает вступление в действие механизма «аномальной» анизотропии.

Полагая, что эффект предварительной эмиссии нейтронов обуславливает наблюдаемую связь углового и массового распределений, можно сравнением массовых распределений, снятых при различных возбуждениях, до опыта получить зависимость анизотропии от отношения масс осколков. Оказывается, что кривая, выражающая эту зависимость, должна иметь максимум в районе отношения масс 1,6—1,7 и падать как при меньших, так и при больших массовых отношениях [30]. Такой характер кривой (со спадом при больших отношениях масс) непосредственно вытекает из известного факта, что с уменьшением энергии возбуждения падает вклад как симметричных, так и сильно асимметричных делений [79]. К сожалению, ни в одной из работ не была определена анизотропия для случаев разделения на осколки с отношением масс, большим 1,8. Это объясняется малым выходом сильно асимметричных делений. Однако имеются признаки насыщения и даже некоторого спада анизотропии в районе отношений масс 1,6 ÷ 1,8 [16, 77]. Кажется, что определение угловой анизотропии сильно асимметричных расщеплений имело бы существенное значение.

Хотя многие экспериментальные факты могут быть объяснены при учете только испарения нейтронов, не исключена возможность существования и некоторой внутренней причины, прямо связанной с особенностями самого процесса деления, например, с разницей в переходных состояниях для различных типов деления. Есть ли такая причина или наблюдаемая зависимость анизотропии от типа деления действительно внешняя, второстепенная — это основной вопрос, который следует теперь решать. Если будет обнаружена связь, то можно будет надеяться, что изучение угловой анизотропии поможет решению коренной проблемы физики деления — объяснению характера симметрии распределения осколков по массам.

Действие рассмотренной выше внешней причины (разницы в энергиях делящихся ядер) можно исключить, если провести исследование углового и массового распределений при делении ядер с малой¹ и строго определенной энергией возбуждения.

Только ли от отношения масс зависит анизотропия или имеет значение и сама масса, и анизотропия различна для легких и тяжелых осколков? Это изучалось в ряде исследований. При делении протонами с энергией 22 Мэв [16], нейтронами с энергией 14 Мэв [76, 77], α -частицами с энергией 43 Мэв [34] не было обнаружено различия в угловом распределении легких и тяжелых осколков. Лишь в случае деления Nr^{237} нейтронами с энергией 14 Мэв

¹ Превышающей порог деления не более чем на 5 Мэв.

[17] из полученных экспериментальных данных был сделан вывод о неравноправности направлений легких и тяжелых осколков: вперед с большей вероятностью летит тяжелый осколок. В отличие от вышеупомянутых работ, в которых идентифицировалась масса осколка, в этой работе измерялись лишь ионизационные спектры осколков. Основанием для заключения о неравноправности послужило различие в спектрах под углами 180° и 90° к пучку. Было отмечено [77], что некоторая разница в спектрах могла быть обязана не эффекту неравноправности легких и тяжелых осколков, а эффекту неравноправности различных способов деления. Неравное количество различных способов разделения по массам под углами 0° и 90° ¹ может привести к отличию в спектрах, так как энергетический спектр осколков с заданным отношением масс зависит от величины этого отношения. Для получения качественно правильных результатов следовало бы сравнить спектр под углом 180° со спектром под углом 0° (а не 90°). Тогда неравноправность различных массовых отношений не имела бы значения, и степень изменения формы спектра могла бы служить действительной характеристикой степени неравноправности осколков. Было бы очень странным, если бы легкий и тяжелый осколки оказались неравноправными в случае деления Np^{237} (как в работе [17]) и равноправными в случае деления U^{238} (как в работе [77]) нейтронами той же энергии.

Последняя работа в этой области [80] вносит окончательную ясность. В этой работе (радиохимическим путем) было найдено, что и при делении Np^{237} нейтронами с энергией 14 Мэв направления вылета легких и тяжелых продуктов одинаковы. Таким образом, можно заключить, что при средних энергиях бомбардирующих частиц деление происходит через составное ядро.

Существование некоторого различия в преимущественных направлениях вылета осколков разной массы свидетельствовало бы о некотором прямом, быстром, делении. Естественно ожидать, что такой процесс будет более вероятным при делении частицами высокой энергии. По мнению Фейснера и Шнейдера, прямой процесс был обнаружен ими при делении тория протонами с энергией 600 Мэв [71]. Проводя исследование с помощью фотопластинок, они нашли, что при продольных импульсах делящегося ядра, превышающих $300 \text{ Мэв}/c$, легкий осколок летит преимущественно по направлению падающего пучка. Однако, как следует из работы [63], наблюдаемый эффект может быть ложным, связанным с влиянием на длину трека осколка переносной скорости делящегося ядра.

Заключение

Прошло около 10 лет с момента первых наблюдений угловой анизотропии [5]. За эти годы был накоплен значительный экспе-

¹ Неравное в силу зависимости анизотропии от отношения масс.

риментальный материал. О. Бором и В. М. Струтинским были развиты теоретические представления, позволяющие понять большую часть опытных фактов в рамках коллективной модели ядра. В ряде случаев были проведены количественные оценки, давшие удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными. Однако наши знания многих величин, включаемых в вычисления, еще очень неопределенны, поэтому даже количественное совпадение некоторых расчетов с опытом не всегда может служить критерием справедливости теории. Можно сказать, что сегодня опытные и теоретические знания лишь в первом приближении отражают довольно сложное явление угловой анизотропии.

Остановимся на тех вопросах, решение которых должно способствовать лучшему пониманию проблемы.

В современной модели анизотропии [9, 11, 13, 27] полагается, что угловое распределение осколков задается состоянием ядра в седловой точке, зависящим от формы и температуры переходного ядра распределением проекций углового момента на ось симметрии ядра (K). Было бы интересно проследить в какой степени значение K в седловой точке связано с конечным спином осколка. Для этого следовало бы сравнить угловые распределения осколков — изомеров, имеющих значительно отличающиеся спины, например $\text{Cd}^{115} (I_0 = 1/2)$ и $\text{Cd}^{115m} (I_0 = \frac{11}{2})$. Сравнение анизотропии изомерных пар должно дать возможность лучше понять характер разделения момента составного ядра на орбитальный и внутренний моменты осколков.

В статистической теории [11] допускается и альтернативное описание угловых распределений — через распределение спинов осколков. В этом случае следует ожидать прямой связи анизотропии с формой системы в момент разделения, а следовательно, как с массой, так и с кинетической энергией осколков. В связи с этим были проведены [81] измерения кинетической энергии осколков данной массы под разными углами к пучку падающих частиц (нейтронов с энергией 14 Мэв). Они показали, что средние энергии осколков не отличаются в пределах 1,5%. Но измерения проводились при сравнительно большой энергии возбуждения и мог сказываться эффект предварительной эмиссии нейтронов. Кроме того, измерения не были достаточно точны, чтобы сравнить не средние энергии, а распределения энергий осколков (под разными углами)¹. Представляется, что сравнение распределений могло бы дать полезные сведения о влиянии на анизотропию последней стадии процесса деления.

Принято относить к конечной стадии процесса вылет длиннопробежных α -частиц. Если α -частицы вылетают в момент непо-

¹ Речь идет о распределениях энергии для осколков заданной массы, которые можно получить путем одновременного измерения энергий обоих осколков.

средственно перед разделением или при разделении, то можно думать, что на более ранней стадии, в седловой точке, состояние делящегося ядра при двойном и тройном делении будет одинаковым. Если форма углового распределения определяется в седловой точке, то анизотропия двойного и тройного делений должна быть одинаковой. Интересно, что показал бы эксперимент. Этот вопрос тесно связан с более общей проблемой — зависимостью анизотропии от способа разделения массы ядра между осколками. В этом отношении большое значение имело бы изучение свойств угловых распределений осколков деления радия. При возбуждении порядка 10—30 Мэв в распределении масс осколков этого ядра ярко проявляется как симметричное, так и асимметричное деление. Сравнение анизотропии этих двух типов деления способствовало бы лучшему пониманию природы и угловой и массовой асимметрии. Но особое внимание должно быть уделено исследованиям связи угловой и массовой асимметрии вблизи порога деления, когда процесс идет через отдельные каналы, квантовые характеристики которых могут быть определены. Удобным объектом для подобных исследований может служить Th^{232} , обнаруживающий резкие изменения анизотропии с энергией нейтронов.

Если справедливо утверждение, что «физика деления перестает быть изживенкой у ядерных моделей, но сама начинает им давать кое-что и весьма существенное», то оно в значительной мере относится к области угловой анизотропии. Как уже отмечалось [13, 82], прямая связь между направлением разлета осколков и ориентацией деформированного делящегося ядра приводит к замечательной возможности исследования свойств возбужденных состояний атомных ядер. Представляется, что дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение угловой анизотропии даст много полезных сведений о структуре тяжелых ядер.

В заключение приводится сводка (табл. 2) работ, в которых содержатся экспериментальные данные об угловых распределениях осколков деления. Теоретическое рассмотрение угловых закономерностей дано в работах [8—14, 26, 27, 35, 52, 82]. Обзору экспериментальных и теоретических результатов посвящены работы [34, 86—88].

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 9, 641 (1939).
2. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
3. Brolley J. E., Dickinson W. C. Phys. Rev., 94, 640 (1954).
4. Dickinson W. C., Brolley J. E. Phys. Rev., 90, 388 (1953).
5. Winhold E. J., Demos P., Halpern I. Phys. Rev., 87, 1139 (1952).
6. Бор О. «Проблемы совр. физ.», 9 (1955).
7. Бор О., Моттelson Б. «Проблемы совр. физ.», 9 (1955).
8. Хилл Д., Уилер Дж. «Усп. физ. наук», 52, 83 (1954).
9. Бор О. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1955), т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.

Таблица 2

Сводка измерений угловой анизотропии осколков

Ядро-мишень	Падающая частица									
	γ	n	p	d	α	C^{12}	N^{14}	O^{16}	Ne^{20}	
$^{96}\text{Am}^{241}$	25 (8)	21 (14, 7)	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{94}\text{Pu}^{239}$	25 (6—20)	19 (0, 5—7, 5) 20 (14, 8) 23 (0—15)	22 (11)	22 (22)	22 (43)	—	—	—	—	—
$^{93}\text{Np}^{237}$	25 (8)	3 (14, 3) 17 (14, 3)	22 (11)	22 (22)	22 (25—43)	—	—	—	—	—
$^{92}\text{U}^{238}$	25 (6—20) 42 (9, 4—26, 5) 43 (6, 5—26, 5) 48 (6, 1; 6, 9; 7, 1)	3 (14, 3) 18 (1, 3—20, 3) 76, 77 (14, 4) 84 (4—17)	16 (22) 22 (11) 65 (60) 49 (45—155) 73 (185)	22 (22)	22 (43) 54 (20—43)	24 (75) 55 (78)	—	—	—	—
$^{92}\text{U}^{236}$	25 (6—14) 47 (6, 14)	19 (0, 6—9, 2)	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{92}\text{U}^{235}$	25 (8) 41 (6—11)	3 (14, 3) 17 (0—20, 4) 19 (0, 5—23) 49* (0)	16 (22) 22 (11)	22 (22)	22 (43)	—	—	—	—	—
$^{92}\text{U}^{234}$	25 (6, 5—15)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{92}\text{U}^{233}$	25 (8—20)	3 (0; 14, 3) 19 (0, 5—23) 23 (0, 7—15)	16 (22)	—	54 (20—43)	—	—	—	—	—

Ядро-мишень	Падающая частица									
	γ	n	p	d	α	C^{12}	N^{14}	O^{16}	Ne^{20}	
$^{90}\text{Th}^{232}$	5 (16) 25 (6, 5-20) 41 (8-16) 85 (16) 86 (15, 8)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{90}\text{Th}^{230}$	—	19 (1-9, 2)	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{83}\text{Ra}^{226}$	—	—	—	22 (22)	22 (43)	—	—	—	—	—
$^{83}\text{Bi}^{209}$	—	—	63 (600) 65 (660) 66 (450) 67 (450)	—	—	58 (72-126) 60	62	58 (168)	62	—
$^{82}\text{Pb}^{208}$	—	—	63 (600)	—	—	60, 62	62	62	62	—
$^{79}\text{Au}^{197}$	—	—	64 (660)	—	—	24 (75) 55 (66; 78) 58 (126) 59 (72-123) 61 (92-125) 62	62	55 (85; 100) 56 (160) 58 (168)	—	—
$^{73}\text{Tl}^{181}$	—	—	66 (450)	—	—	—	—	—	—	—

В скобках указаны энергии частиц в мегаэлектронвольтах. Для γ -лучей значение энергии соответствует верхней границе тормозного спектра (за исключением работ [47] и [48], в которых приведены монохроматические лучи). Для нейтронов 0 соответствует тепловой энергии; звездочкой отмечена работа с ориентированными ядрами.

- Струтинский В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 30, 606 (1956).
- Струтинский В. М. «Атомная энергия», 2, 508 (1957).
- Wilets L., Chase D. M. Phys. Rev., 103, 1296 (1956).
- Halpern I., Strutinski V. M. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 408.
- Струтинский В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 781 (1960).
- Cohen B. L., Jones W. H. Phys. Rev., 94, 625 (1954).
- Cohen B. L., Ferrell-Bryan B. L., Coombe D. J., Hulings M. K. Phys. Rev., 98, 685 (1955).
- Brolley J. E., Dickinson W. C., Henkel R. L. Phys. Rev., 99, 159 (1955).
- Henkel R. L., Brolley J. E. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
- Simmons J. E., Henkel R. L. Phys. Rev., 120, 198 (1960).
- Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 250 (1958).
- Протопопов А. Н., Баранов И. А., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 920 (1959).
- Coffin C. T., Halpern I. Phys. Rev., 112, 536 (1958).
- Blumberg L., Leachman R. V. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
- Поликанов С. М., Друин В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 744 (1959).
- Baerg A. P., Bartholomev R. M., Brown F., Katz L., Kowalski S. V. Canad. Res., 37, 1418 (1959).
- Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1573 (1959).
- Griffin J. J. Phys. Rev., 116, 407 (1959).
- Huzenga J. R. Phys. Rev., 109, 484 (1958).
- Jackson S. D. Proc. of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River, Canada, 1956.
- Эйсмонт В. П. Диссертация РИ АН СССР, 1959.
- Thomas T. D., Harvey B. G., Seaborg G. T. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 295.
- Nobles R. A., Leachman R. V. Nucl. Phys., 5, 211 (1958).
- Fairhall A. W., Jensen R. C., Neuzil E. F. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 452.
- Halpern I. Annual Rev. Nucl. Sci., 9, 245 (1959).
- Пик-Пичак Г. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 961 (1959).
- Пик-Пичак Г. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 341 (1958).
- Simmons J. E., Henkel R. L., Brolley J. E. Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 308 (1957).
- Northorp J. A., Stokes R. H., Boyer K. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).
- Hurwith H., Bethe H. A. Phys. Rev., 81, 898 (1951).
- Уилер Дж. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 180.
- Winhold E. J., Halpern I. Phys. Rev., 103, 990 (1956).
- Банник Б. П., Куликова Н. М., Лазарева Л. Е., Яковлев В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 53 (1957).
- Базь А. И., Куликова Н. М., Лазарева Л. Е., Никитина Н. В., Семенов В. А. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых, т. 1—Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 362.
- Stephens F. S., Asaro F., Perlman I. Phys. Rev., 100, 1543 (1955).
- Gove H. Proc. of the Symposium of the Physics of Fission held at Chalk River, Canada, 1956.

46. Базь А. И. Смородинский Я. А. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых, т. 1 — Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 369.
47. Conner J. P., Henkel R. L., Simmons J. E. Bull. Amer. Phys. Soc., 4, 234 (1959).
48. Forkman B., Johanson S. A. E. Nucl. Phys., 20, 136 (1960).
49. Roberts L. D., Dabbs J. W. T., Parker G. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 6 (1958); Dabbs J. W. T., Walter F. J., Robert L. D., Parker G. W., Thomson J. O. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 22 (1960).
50. Hanouer S. H., Dabbs J. W. T., Roberts L. D., Parker G. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 22 (1960).
51. Гохберг Б. М., Отрощенко Г. А. и Шигин В. А. «Докл. АН СССР», 128, 1157 (1959).
52. Hittmair O. Nucl. Phys., 18, 346 (1960).
53. Гохберг Б. М., Отрощенко Г. А. и Шигин В. А. «Докл. АН СССР», 128, 911 (1959).
54. Vandenbosch R., Warhanek H., Huizenga J. R. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 410 (1960).
55. Друн В. А., Лобанов Ю. В., Поликанов С. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 38 (1959).
56. Quinton A. R., Brith H. C., Knox W. J., Anderson C. E. Nucl. Phys., 17, 74 (1960).
57. Swiatecki W. J. Phys. Rev., 104, 993 (1956).
58. Britt H. C., Quinton A. R. Phys. Rev., 120, 1768 (1960).
59. Larsh A. E., Gordon G. E., Sikkeland T., Walton J. R. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 476 (1960); Gordon G. E., Larsh A. E., Sikkeland T., Seaborg G. T. Phys. Rev., 120, 1341 (1960).
60. Clarke K. M. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 476 (1960).
61. Viola V. E., Blaun H. M., Thomas T. D. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 476 (1960).
62. Goldberg E., Reynolds H. L., Kerlle D. D. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 476 (1960).
63. Обухов А. И. Асимметрия и анизотропия деления при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв (см. стр. 217 настоящего сборника).
64. Лаврухина А. К., Москалева Л. П., Малышев В. А., Сатарова Л. М., Су-Хун-чуй. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 994 (1960).
65. Schneider H., Wolf G., Faissner H. Physikalische Verhandlungen, 10, 133 (1959).
66. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., 107, 1410 (1957).
67. Wolke R. L., Gutman J. R. Phys. Rev., 107, 850 (1957).
68. Ramanan M. V., Sugarman N. Phys. Rev., 118, 562 (1960).
69. Meadous J. W. Phys. Rev., 110, 1109 (1958).
70. Sugarman N. См. ссылку 19 в работе [75].
71. Faissner H., Schneider H. Physikalische Verhandlungen, 10, 70 (1959); Nucl. Phys., 19, 346 (1960).
72. Vallinder U. L., Tyren H. Nucl. Phys., 15, 152 (1959).
73. Остроумов В. И. Диссертация, РИ АН СССР, 1954.
74. Halpern I. Nucl. Phys., 11, 522 (1959).
75. Porile N. Phys. Rev., 120, 572 (1960).
76. Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Атомная энергия», 4, 194 (1958).
77. Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Атомная энергия», 6, 644 (1959).
78. Butler J. P., Bowles B. J., Brown F. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 156.

79. Bunney L. R., Seadden E. M., Abriam J. O., Ballou N. E. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 449.
80. Leachman R. B., Ford G. P. Nucl. Phys., 19 (1960).
81. Протопопов А. Н., Баранов И. А., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1608 (1959).
82. Griffin J. J. Conf. on Nucl. Structure, Kingston, Canada, 1960.
83. Варфоломеев А. А., Романцева А. С. Кутукова В. М. «Докл. АН СССР», 305, 693 (1955).
84. Fairhall A. W., Halpern I., Winhold E. J. Phys. Rev., 94, 733 (1954).
85. Faissner H., Gounenwein F. Zeitschrift für Physik, 153, 257 (1958).
86. Almquist E. Proc. of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River, Canada, 1956.
87. Франк И. М. В. сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957.
88. Kraut A. Nukleonik, 2, 155 (1960).

МГНОВЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ И γ -ЛУЧИ ДЕЛЕНИЯ

Ю. С. ЗАМЯТНИН

Введение

В настоящей статье содержится краткий обзор экспериментальных данных, полученных при изучении нейтронов и γ -лучей деления в течение последних пяти лет. Образование мгновенных нейтронов и γ -лучей при делении ядер является результатом сильного возбуждения осколков. Так как вся энергия возбуждения осколков расходуется на испарение нейтронов и γ -излучение, определение параметров этих излучений позволяет получить сведения об энергии возбуждения осколков и о зависимости ее от различных факторов, а это дает возможность углубить наши представления о механизме деления ядер.

По современным представлениям основным механизмом образования нейтронов деления является испарение нейтронов из разлетающихся под действием кулоновского отталкивания возбужденных осколков. Энергия возбуждения осколков, оставшаяся после испарения нейтронов, снимается в виде γ -излучения. Таким образом, суммарная энергия возбуждения обоих осколков

$$E_x = \nu(E_{св} + E_n) + E_\gamma,$$

где ν — число нейтронов деления, $E_{св}$ и E_n — энергия связи и кинетическая энергия нейтрона, а E_γ — суммарная энергия γ -излучения.

Рассмотрим основные экспериментальные данные, полученные по каждому из этих видов излучений в отдельности.

1. Мгновенные нейтроны деления

Измерению различных характеристик нейтронов деления посвящено большое число работ, так как образование нейтронов при делении ядер играет решающую роль в осуществлении цепных реакций деления. С этой точки зрения наибольший интерес представляет изучение числа и энергетического спектра нейтро-

нов деления, непосредственно влияющих на протекание цепных реакций, а также изучение угловых распределений нейтронов деления. Хотя последние имеют меньшее значение для практических расчетов, однако, наряду с другими параметрами нейтронов деления они дают весьма ценные сведения о механизме образования нейтронов при делении.

Существенной особенностью работ последних лет, посвященных изучению нейтронов деления, является значительно большая детализация процессов, исследование отдельных элементарных актов и получение данных о взаимосвязи характеристик нейтронов с другими параметрами, характеризующими процесс деления.

Число нейтронов деления. За последние годы было выполнено большое количество измерений среднего числа вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ как при спонтанном делении ядер, так и при делении ядер тепловыми и быстрыми нейтронами. Эти измерения позволили установить некоторые закономерности изменения $\bar{\nu}$ в зависимости от различных параметров делящегося ядра.

1) Так, определение $\bar{\nu}$ при спонтанном делении ряда трансурановых элементов показало, что по мере продвижения в область далеких трансуранов $\bar{\nu}$ заметно возрастает (от $\bar{\nu} \approx 2$ для U и Pu до $\bar{\nu} \approx 4$ для Fm). На этом основании рядом авторов [1, 2] была построена зависимость $\bar{\nu}(A)$, которая оказалась близкой к линейной (рис. 1). Так как с ростом A одновременно увеличивается и Z , можно показать, что существует зависимость $\bar{\nu}(Z)$. Более того, нетрудно заметить, что для ядер с $90 \leq Z \leq 96$ в основном $\bar{\nu}$ увеличивается при изменении Z и значительно слабее зависит от A (рис. 2).

Более подробно зависимость $\bar{\nu}$ от Z и A делящихся ядер [5] была рассмотрена в работах И. И. Бондаренко, Б. Д. Кузьмина [3, 4] и Б. Т. Гейликмана [5]. В результате проведенных расчетов, основанных на ряде упрощающих предположений, было получено семейство кривых $\bar{\nu}(A)$ для ядер с различными Z (рис. 3) [3, 4].

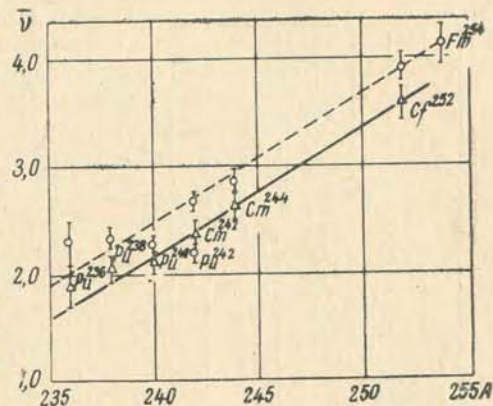


Рис. 1. Зависимость $\bar{\nu}(A)$ для спонтанного деления [2]:

Δ — данные, полученные в Ливерморе; \circ — данные, полученные в Беркли.

Как видно из рис. 3, для ядер с $Z \leq 95$ кривые далеко отстоят друг от друга и имеют небольшой подъем с ростом A . Начиная с $Z = 95$ кривые мало различаются между собой, но поднимаются более круто с ростом A . Это показывает, что в первом случае $\bar{\nu}$ сильнее зависит от Z , чем от A , а во втором наоборот.

Для сопоставления расчетных кривых с экспериментом использовались как значения $\bar{\nu}$, полученные для спонтанного деления, так и значения, полученные при делении ядер тепловыми и быстрыми нейтронами. В этом случае значения $\bar{\nu}$ экстраполировались

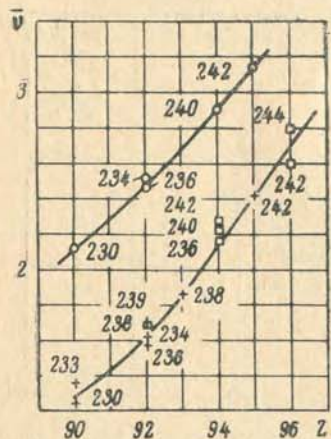


Рис. 2. Зависимость среднего числа нейтронов $\bar{\nu}$ от заряда делящегося ядра Z :

□ — спонтанное деление; ○ — деление тепловыми нейтронами; + — деление нейтронами, экстраполированное к спонтанному делению.

Подсчет числа делений, соответствующих регистрации ν нейтронов, после введения поправки на эффективность детектора нейтронов, давал распределение $P(\nu)$. Результаты измерений для тринадцати случаев спонтанного деления и деления ядер нейтронами были суммированы в работе Террелла [12]. В этой же работе было показано, что если испарение каждого нейтрона уменьшает энергию возбуждения осколков примерно на одинаковую величину E_0 и полная энергия возбуждения осколков имеет гауссовское распределение со средним квадратичным отклонением σE_0 от \bar{E}_x , то распределение $P(\nu)$ также является гауссовским со средним квадратичным отклонением σ от $\bar{\nu}$. Анализ экспериментальных данных показал хорошее совпадение экспериментальных значений $P(\nu)$ с гауссовским распределением (рис. 4) и позволил сделать заключение, что $\sigma \approx 1,08$ почти для всех рас-

на основании зависимости $\bar{\nu}(E_n)$, рассматриваемой ниже, к значениям, соответствующим спонтанному делению ядра с массовым числом $A+1$. Из рис. 3 видно, что расчетные и экспериментальные значения $\bar{\nu}$ достаточно хорошо согласуются. Полученные за последнее время новые значения $\bar{\nu}$ ($2,1 \pm 0,1$ [6] и $1,7$ [7] для спонтанного деления U^{238} и $2,96 \pm 0,05$ [8] для деления Np^{237} нейтронами спектра деления) еще лучше подтверждают это.

2) В 1955—56 гг. был выполнен ряд работ [9, 10, 11], в которых изучалась вероятность вылета ν нейтронов $P(\nu)$ при делении различных ядер. Для измерений использовался большой жидкий сцинтиллятор, в центре которого помещался изучаемый источник нейтронов деления. Благодаря высокой эффективности детектора ($\sim 80\%$), регистрировались почти все нейтроны, испускаемые в акте деления.

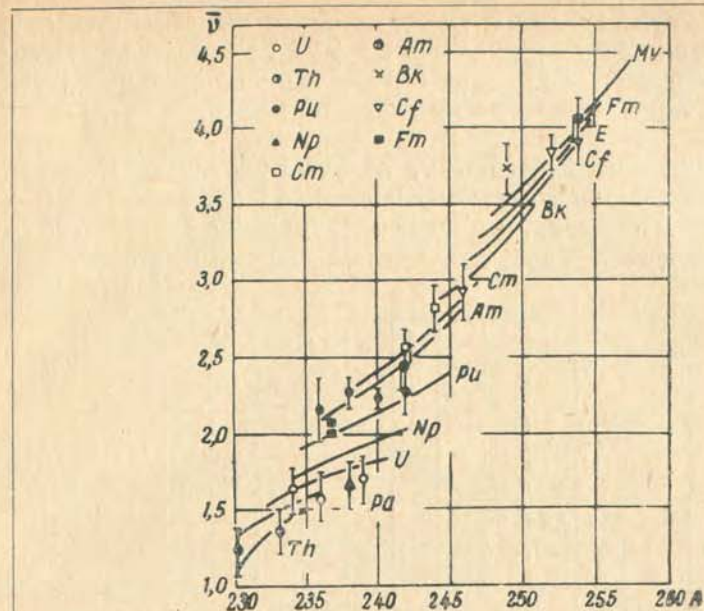


Рис. 3. Зависимость $\bar{\nu}$ от Z и A делящегося ядра [4].

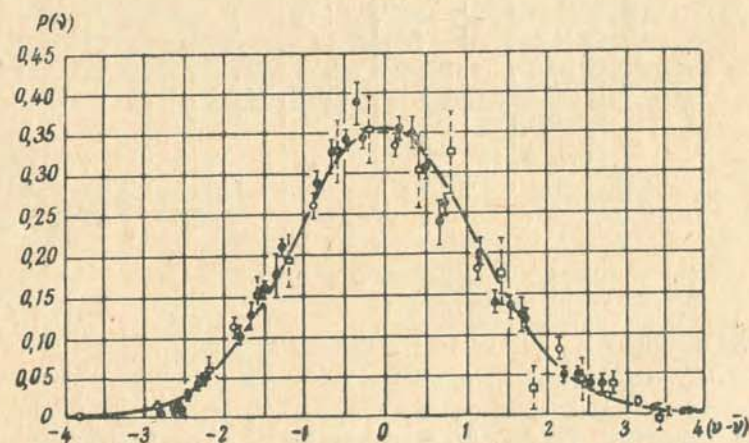


Рис. 4. Вероятность испускания ν нейтронов при делении [12]. Сплошная кривая — гауссовское распределение при $\sigma \approx 1,08$.

- $\left\{ \begin{array}{l} Pu^{240} (\bar{\nu} = 2,257 \pm 0,045) \\ Pu^{238} (\bar{\nu} = 2,33 \pm 0,08) \\ U^{235} + n (\bar{\nu} = 2,47 \pm 0,03) \\ Cm^{242} (\bar{\nu} = 2,65 \pm 0,09) \\ Cm^{244} (\bar{\nu} = 2,82 \pm 0,05) \end{array} \right.$
- $\left\{ \begin{array}{l} Cf^{252} (\bar{\nu} = 3,86 \pm 0,07) \\ Pu^{242} (\bar{\nu} = 2,18 \pm 0,09) \\ U^{233} + n (\bar{\nu} = 2,585 \pm 0,062) \end{array} \right.$ (данные меньшего веса)

смотренных случаев деления. Приведенная связь между распределением энергии возбуждения осколков и $P(\nu)$ представляет значительный интерес, так как позволяет использовать измерения $P(\nu)$ для определения распределений энергии возбуждения осколков.

3) Сопоставление значений $\bar{\nu}$, полученных при спонтанном делении и при делении соответствующих ядер тепловыми и быстрыми нейтронами, показало, что по мере увеличения энергии возбуждения делящегося ядра наблюдается заметный рост $\bar{\nu}$ [3].

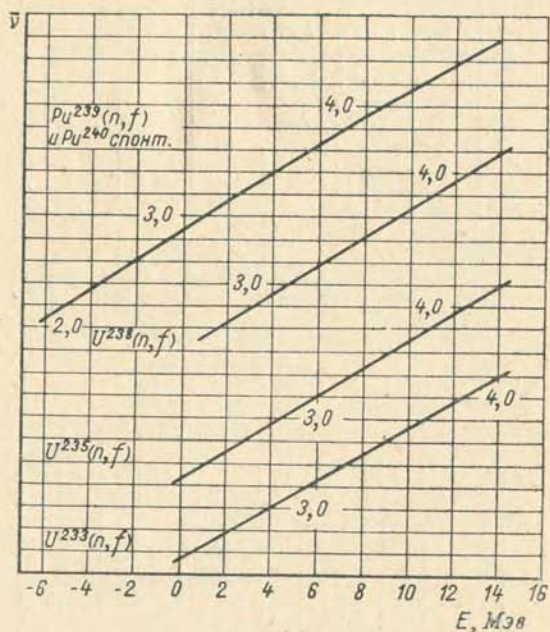


Рис. 5. Зависимость $\bar{\nu}(E_n)$ [14].

Рядом авторов [4, 14] было высказано предположение, что зависимость $\bar{\nu}$ от энергии должна быть близка к линейной. Экспериментальные значения $\bar{\nu}$, соответствующие делению ядер нейтронами с энергией $E_n < 5$ Мэв, подтверждают это предположение (рис. 5), однако их погрешность довольно высока, а интервал энергий недостаточно велик для определения с хорошей точностью $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$. В области $E_n > 5$ Мэв значения $\bar{\nu}$ получены только для $E_n = (14-15)$ Мэв. Эти данные могут быть использованы для получения более точных значений $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$. Однако Ю. А. Васильев и др. [15] указали, что зависимость $\bar{\nu}(E_n)$ может отступать от

линейной в области порога реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$, что должно учитываться при определении $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$. Совокупность значений $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$, полученных для ряда делящихся ядер [4, 15-17], показывает, что $\bar{\nu}$ возрастает на единицу при увеличении E_n на 7-9 Мэв.

Измерения Стейна и Ветстоуна [18] позволили найти зависимость $\bar{\nu}$ от кинетической энергии осколков E_K для Cf^{252} . Полученное ими значение $\frac{\partial \nu(E_K, R)}{\partial E_K} = (0,143 \pm 0,020) \text{ Мэв}^{-1}$ при постоянном отношении масс осколков R дает возможность определить среднюю энергию возбуждения осколков, расходуемую на испускание одного нейтрона $\frac{\partial E_x}{\partial \nu} = -\left(\frac{\partial \nu}{\partial E_K}\right)^{-1} = 7 \pm 1 \text{ Мэв}$. Сопоставление

этой величины с расчетным значением $\frac{\partial \nu}{\partial E_K} = -0,116 \text{ Мэв}^{-1}$, полученным Личменом и Казеком [19], а также величиной $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$, определенной из зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ для ряда делящихся ядер, показывает, что все значения согласуются между собой удовлетворительно.

4) Очень интересные данные были получены за последнее время о числе нейтронов, испускаемых осколками различных масс. Первые результаты такого рода были получены Фрезером и Милтоном [20] для случая деления U^{233} тепловыми нейтронами. Более подробно этот вопрос был исследован в работах Ветстоуна [21] и В. Ф. Апалина, И. Е. Кутикова и др. [22]. Ветстоун изучал число нейтронов, испускаемых отдельными осколками при спонтанном делении Cf^{252} , В. Ф. Апалин, И. Е. Кутиков и др. — при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

Для регистрации нейтронов деления в этих двух работах использовался большой жидкий сцинтиллятор. Отношения масс осколков находились: в первой работе методом времени пролета, во второй с помощью ионизационной камеры. Проведенные измерения показали, что число нейтронов, испускаемых отдельными осколками, сильно зависит от отношения масс осколков и распределяется очень неравномерно между легким и тяжелым осколками пары (рис. 6). Так, максимальное отношение числа нейтронов, испускаемых из легкого и тяжелого осколков, достигает двух при спонтанном делении Cf^{252} и четырех при делении U^{233} и U^{235} тепловыми нейтронами. Подавляющая часть нейтронов испускается легким осколком при симметричном делении и тяжелым при сильно асимметричном делении, хотя среднее число нейтронов, испускаемых легкими осколками $\bar{\nu}_L$, не сильно отличается от среднего числа нейтронов, испускаемых тяжелыми осколками $\bar{\nu}_T$ ($\frac{\bar{\nu}_L}{\bar{\nu}_T} = 1,02 \pm \pm 0,02$ для Cf^{252} , 1,17 для U^{235} и 1,24 для U^{233}). В то же время

суммарное число нейтронов, испускаемое парой осколков, слабо зависит от отношения их масс и отклоняется от $\bar{\nu}$ не более чем на $\pm 10\%$.

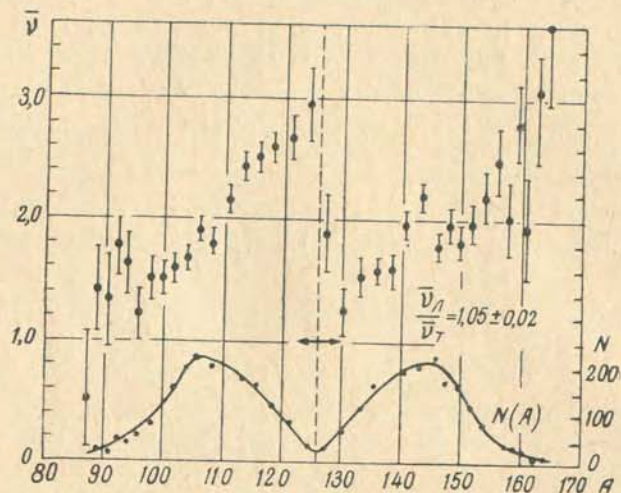


Рис. 6. Зависимость $\bar{\nu}$ от массы осколков при спонтанном делении Cf^{252} [14, 21]. Для сравнения приведено распределение осколков по массам $N(A)$.

Результат неравномерного испускания нейтронов осколками наглядно проявляется при сравнении кривых распределения

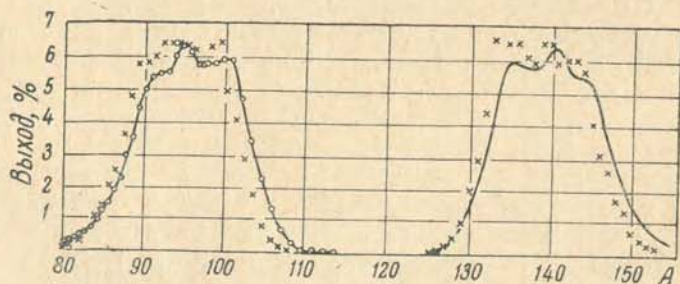


Рис. 7. Сравнение кривых выхода осколков, полученных методом времени пролета (O) и радиохимическим методом (x) [23].

осколков по массам, полученных методом времени пролета и радиохимическим методом (рис. 7) [23]. Кривые, полученные первым способом, соответствуют только что образовавшимся осколкам до испарения из них нейтронов деления, а полученные вторым

способом — осколкам, образовавшимся после испарения нейтронов. Как видно из рис. 7, правые склоны легких и тяжелых осколков, полученные разными методами, различаются на 2—3 массовые единицы в соответствии с числом испаренных нейтронов, в то время как левые склоны практически совпадают.

Приведенные результаты дают важную информацию о распределении энергии возбуждения между осколками: при наиболее вероятном способе деления энергия возбуждения распределяется равномерно между осколками, при симметричном — большая часть энергии возбуждения имеет легкий осколок, а при резко асимметричном — тяжелый. Такое распределение энергии возбуждения получается за счет флуктуации места разрыва шейки делящегося ядра (рис. 8) [21, 24].

Теоретическое рассмотрение вопроса о распределении энергии возбуждения между осколками, а также ее зависимости от Z и A делящегося ядра, было выполнено Б. Т. Гейликманом [5]. В результате проведенных расчетов было показано, что из трех составных частей энергии возбуждения осколков — потенциальной энергии деформации, кинетической энергии осколков в точке разрыва шейки и дополнительной энергии возбуждения после разрыва шейки — первая и последняя слабо зависят от отношения масс осколков и Z^2/A делящегося ядра. Главная роль в объяснении неравномерного распределения энергии между легким и тяжелым осколками и роста энергии возбуждения осколков с увеличением Z^2/A принадлежит изменению кинетической энергии осколков в точке разрыва шейки делящегося ядра.

Спектры нейтронов деления. Рассмотрим теперь новые данные о спектрах нейтронов деления.

До последнего времени имелись сведения только о спектрах нейтронов деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} тепловыми нейтронами. В 1957—58 гг. рядом авторов были проведены измерения спектра нейтронов, испускаемых при спонтанном делении Cf^{252} [25—27], а также был определен спектр нейтронов деления Pu^{241} тепловыми нейтронами [28]. Измерения проводились с помощью ядерных фотопластинок и методом времени пролета. Как и для других делящихся изотопов, спектры нейтронов деления Cf^{252} и Pu^{241} аппроксимировались выражением

$$F(E) \approx e^{-\frac{E}{T_f}} \text{sh} \frac{2\sqrt{WE}}{T_f}, \quad (1)$$

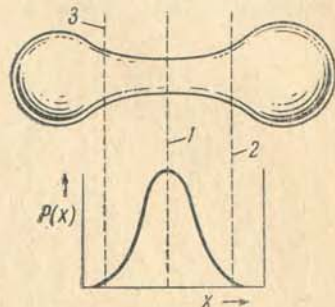


Рис. 8. Схема возможных способов деления ядра и соответствующей степени деформации осколков [21]:

1 — наиболее вероятное деление; 2 — симметричное деление (осколки равной массы); 3 — резко асимметричное деление.

где W и T_f — параметры распределения, первый из которых соответствует кинетической энергии нейтрона, движущегося со скоростью осколка, а второй — температуре осколка.

Одновременно с этим в ряде работ были уточнены данные о спектрах нейтронов деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} тепловыми нейтронами [28, 29] и проведены сравнения этих спектров с помощью пороговых индикаторов [30, 31]. Сопоставление полученных данных позволило высказать предположение об увеличении жесткости

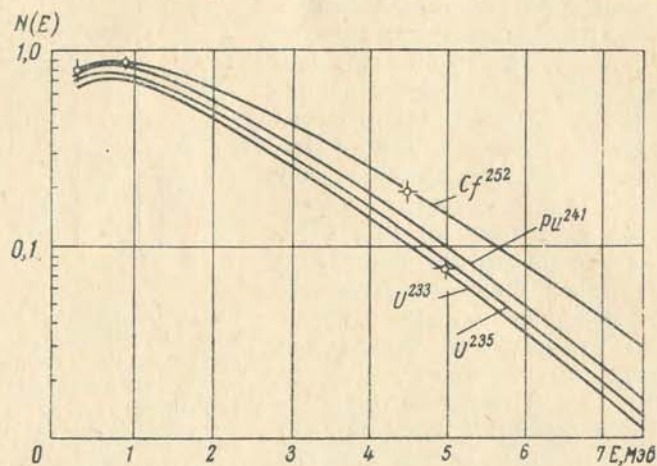


Рис. 9. Спектры нейтронов деления [28].

нейтронов деления с ростом Z^2/A делящегося ядра [32]; однако для большей уверенности в этом необходимы дополнительные экспериментальные данные, так как различие в величине параметра T_f , определяющего жесткость спектров, находится в пределах 5% и не намного превышает погрешности измерений. Единственным случаем более резкого отличия T_f является спектр нейтронов деления Cf^{252} (рис. 9), для которого T_f отличается от остальных значений более чем на 10% (табл. 1).

В последнее время было получено экспериментальное подтверждение предположения об увеличении энергии нейтронов деления при делении ядер быстрыми нейтронами. Результаты, полученные Ю. А. Васильевым и др. [15] с помощью метода времени пролета, показали, что увеличение энергии возбуждения делящегося ядра на 14 Мэв за счет энергии нейтронов, вызывающих деление, приводит к росту параметра T_f примерно на 10%. Эта величина находится в соответствии с экспериментальными результатами Г. Н. Смиреникина, полученными с помощью пороговых индикаторов [34], но меньше теоретических значений, найденных из рассмотрения ядра как вырожденного ферми-газа нуклонов [4].

Ю. А. Васильев и др. [14], помимо нейтронов, испускаемых осколками, регистрировали и нейтроны, испаряющиеся до деления

Таблица 1

Параметры распределений, аппроксимирующих спектры нейтронов деления

Изотоп	$E_n, \text{Мэв}$	Распределение (1)			Распределение (2) $B, \text{Мэв}$	Средняя температура осколков $T, \text{Мэв}$ [33]	Средняя энергия нейтронов $E, \text{Мэв}$ [33]
		$W, \text{Мэв}$	$T_f, \text{Мэв}$	$T_f/T_f U^{235}$			
U^{233}	Тепл.	0,5	$0,95 \pm 0,05$ [28]	$1,04 \pm 0,01$	1,307 [14]	$0,59 \pm 0,03$	$1,96 \pm 0,05$
U^{235}	Тепл.	0,465	$0,965$ [28]	1,00	1,290 [14]	$0,58 \pm 0,03$	$1,935 \pm 0,05$
	4	—	—	$1,05 \pm 0,03$	—	—	—
U^{238}	14	0,5	$1,06 \pm 0,03$ [15]	—	1,36 [15]	—	—
	14	0,5	$1,16 \pm 0,03$ [15]	—	1,46 [15]	—	—
Pu^{239}	Тепл.	0,5	1,00 [28]	$1,05 \pm 0,01$	1,333 [14]	$0,61 \pm 0,03$	$2,00 \pm 0,05$
	4	—	—	$1,09 \pm 0,04$	—	—	—
Pu^{241}	Тепл.	0,5	$0,95 \pm 0,05$ [28]	—	—	—	—
Cf^{252}	Спонт.	0,5	$1,14 \pm 0,04$ [28]	—	—	$0,71 \pm 0,05$	$2,2 \pm 0,1$

ядра при протекании (n, nf) и $(n, 2nf)$ реакций. При помощи графического анализа результатов измерений было показано, что доля этих нейтронов зависит от Z^2/A делящегося ядра в соответствии с изменением вклада (n, nf) и $(n, 2nf)$ реакций.

Несмотря на существование ряда аналитических выражений для энергетического распределения нейтронов [формула (1)] и

$$F(E) \approx \sqrt{E} e^{-E/B}, \quad (2)$$

согласующихся с экспериментальными данными по спектрам нейтронов деления, ни одно из них не является удовлетворительным, так как не отражает достаточно хорошо механизма образования нейтронов, а содержащиеся в них значения параметров не соответствуют их значениям, полученным путем прямых измерений.

С этой точки зрения весьма интересной является работа Террелла [33]. В этой работе было показано, что учет распределения энергий возбуждения осколков, полученный из данных по распределению кинетической энергии осколков или числа испускаемых нейтронов $P(v)$, позволяет описать экспериментальные спектры нейтронов с помощью наиболее естественного для системы центра масс выражения $Ee^{-E/T}$, где T — температура осколков при разумных значениях параметров (скоростей осколков и их температур). При этом результирующее распределение нейтронов в лабораторной системе оказывается почти совпадающим с максвелловским (2). В работе также дана связь средней температуры осколков \bar{T} со средним числом нейтронов деления ($\bar{T} \sim \sqrt{v+1}$) и выяснено влияние анизотропии испускания нейтронов в системе центра масс на энергетическое распределение нейтронов в лабораторной системе (рис. 10).

Одна из трудностей сопоставления расчетных и экспериментальных данных по спектрам нейтронов деления заключается в том, что спектры, полученные экспериментально, являются обычно результатом усреднения большого количества «элементарных» спектров по ряду параметров, таких, как отношение масс осколков, угол между направлением движения нейтрона и осколка и др. В связи с этим следует отметить наметившуюся в последних работах тенденцию устранить хотя бы часть таких усреднений. С этой целью В. Н. Нефедовым [35] и Ю. А. Васильевым и др. [36] были выполнены измерения спектров нейтронов, испускаемых под заданными углами к направлению разлета осколков.

В первой работе изучалось деление U^{235} тепловыми нейтронами, во второй — нейтронами с энергией 14 Мэв. Для осуществления этих измерений использовались камеры деления с коллимацией осколков. Детектор нейтронов помещался под заданным углом θ относительно оси отверстий коллиматора и управлялся импульсами от камеры деления. Спектр нейтронов определялся методом времени пролета.

Результаты измерений показали резкую зависимость спектра нейтронов от угла θ (рис. 11) в соответствии с предположением, что нейтроны испускаются движущимися осколками. Проведенные измерения позволили сделать более детальное сопоставление экспериментальных данных со спектрами нейтронов, рассчитанными в различных предположениях, и получить некоторую информацию о спектре нейтронов в системе центра масс.

Еще более детальное изучение спектров нейтронов деления с одновременным определением скоростей осколков, испускающих

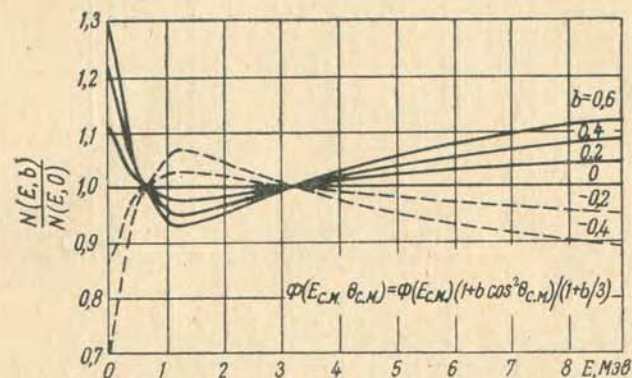


Рис. 10. Влияние анизотропии испускания нейтронов в системе центра масс на спектр нейтронов деления [33]; b — параметр, характеризующий степень анизотропии.

нейтроны, было предпринято Бауманом и Томпсоном для Cf^{252} [27]. Полные результаты обработки этих измерений пока не опубликованы.

Надо отметить, что такого типа эксперименты весьма интересны тем, что позволяют получить наиболее прямым путем данные о спектре нейтронов в системе центра масс.

Угловое распределение нейтронов деления. Непосредственно примыкают и частично перекрываются с описанными выше экспериментами работы по изучению углового распределения нейтронов деления. Изучение углового распределения представляет большой интерес в связи с тем, что оно весьма чувствительно к механизму образования нейтронов деления. Так измерения углового распределения нейтронов при делении ядер тепловыми нейтронами наиболее убедительно показали, что основная часть нейтронов испускается движущимися осколками.

Первые измерения такого рода были выполнены Вильсоном [37], позднее более тщательные измерения были проведены Фрезером [38]. За последнее время были выполнены две новые

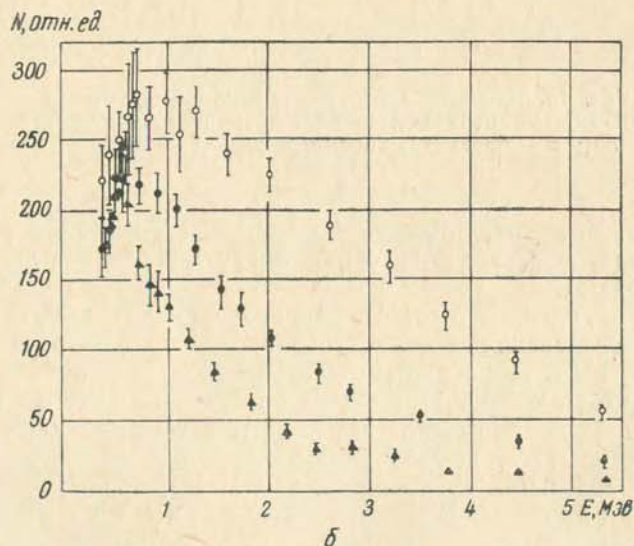
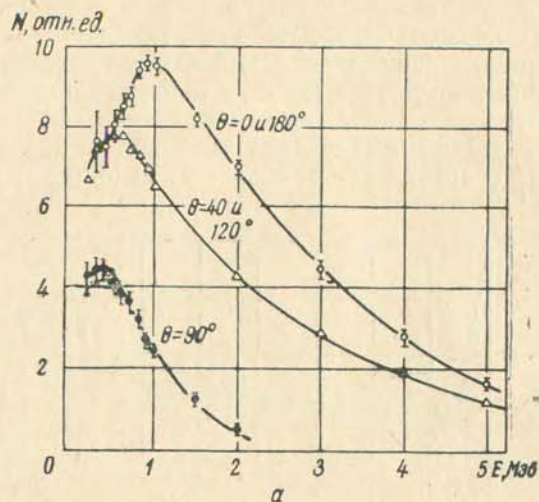


Рис. 11. Спектры нейтронов деления, измеренные под разными углами θ к направлению разлета осколков: а — деление U^{235} тепловыми нейтронами; б — деление U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв.

работы, в которых изучение углового распределения нейтронов использовалось для получения сведений об образовании нейтронов деления.

Результаты первой из них [39] свидетельствуют, по мнению авторов, о преимущественном испускании нейтронов вперед в системе центра масс. Однако такая интерпретация результатов эксперимента, приводящая к весьма существенным выводам, кажется несколько преждевременной, так как использование при анализе результатов другого более низкого значения средней энергии нейтронов в системе центра масс (1,2 Мэв вместо 1,75 Мэв) приводит к отсутствию указанной анизотропии. Во второй работе [36] угловое распределение нейтронов изучалось для случая деления U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв. Измерения показали уменьшение анизотропии углового распределения нейтронов в лабораторной системе по сравнению с делением U^{235} тепловыми нейтронами (табл. 2). Это уменьшение следует интерпретировать, как результат влияния нейтронов, испускаемых изотропно до деления ядра, причем обнаруженный эффект количественно согласуется с долей таких нейтронов, определенной анализом спектра нейтронов деления [15].

Таблица 2

Угловое распределение нейтронов деления U^{235}

Отношение числа нейтронов под различными углами к числу нейтронов под углом 90°	Деление тепловыми нейтронами [38]	Деление нейтронами с энергией 14 Мэв [36]	
		Все нейтроны	Нейтроны из осколков
$N(0^\circ)$	$4,35 \pm 0,19$	$3,23 \pm 0,12$	$4,03 \pm 0,23$
$N(45^\circ)$	—	$1,75 \pm 0,07$	$1,89 \pm 0,12$
$N(90^\circ)$	1,00	1,00	1,00

2. Гамма-лучи деления

Относительно γ -лучей, образующихся при делении ядер, в настоящее время имеется значительно меньше информации, чем относительно нейтронов деления. Принято считать, что мгновенное γ -излучение возникает в результате перехода в основное состояние осколков деления, обладающих энергией возбуждения, оставшейся после испарения нейтронов [40, 41]. Такое представление основано на значительно большем времени жизни возбужденных осколков относительно излучения γ -квантов по сравнению со временем жизни относительно испарения нейтронов.

Известно, что испарение нейтронов из осколков происходит за время, не превышающее (10^{-13} — 10^{-14} сек [38, 42]. Время жизни осколков относительно γ -излучения изучалось В. В. Скляревским и др. [41], которые использовали изменение геометрического

положения источников γ -излучения (движущихся осколков) со временем и убедительно показали, что основная часть γ -лучей деления с энергией менее $0,25 \text{ Мэв}$ испускается за время $(0,5 - 2,5) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$

С другой стороны, Мейеншейн и др. [43] с помощью γ -спектрометра, управляемого схемой сдвинутых совпадений, показали, что небольшая часть γ -излучения ($5,7 \pm 0,3\%$) с энергией менее 2 Мэв испускается в более поздние моменты времени — от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-6} сек. — основная же доля излучается за время менее $5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$

Вывод о том, что подавляющая часть γ -лучей деления испускается за время, не превышающее нескольких миллимикросекунд, непосредственно следует также из измерений Ю. А. Васильева и др. [15].

Таким образом, верхняя граница времени испускания γ -лучей осколками достаточно хорошо известна и превышает на несколько порядков аналогичную величину для нейтронов. Хотя относительно значения нижней границы как для жестких γ -квантов (с энергией более $0,25 \text{ Мэв}$), так и для нейтронов экспериментальные данные отсутствуют, все же на основании данных о сечениях ядерных реакций и теоретических соображений следует считать, что вероятность испускания γ -лучей значительно меньше, чем нейтронов, и γ -излучение практически не происходит, пока энергетически возможно испарение нейтронов.

Из этого следует, что средняя энергия, расходуемая на γ -излучение в одном акте деления, должна быть почти равна средней энергии связи нейтронов в первичных осколках деления (около $E_{св}/2$ для каждого осколка). Точнее эта энергия несколько ниже ($0,91 E_{св}$) [33], так как в заметном числе случаев осколки остаются после испарения нейтронов в основном состоянии (рис. 12) [16]. Согласно расчетам Личмена [19, 40] и Террелла [33], основанным на этих представлениях, энергия γ -лучей деления должна составлять $4-5 \text{ Мэв}$, распределяться примерно поровну между легким и тяжелым осколками и слабо зависеть от энергии возбуждения делящегося ядра.

Однако экспериментальные данные не подтверждают полностью результатов расчета. Наиболее полные измерения γ -лучей деле-

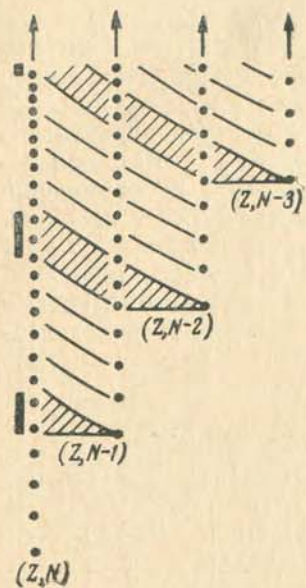


Рис. 12. Схема испарения нейтронов из осколков с последующим γ -излучением. Заштрихована область, соответствующая отсутствию γ -излучения.

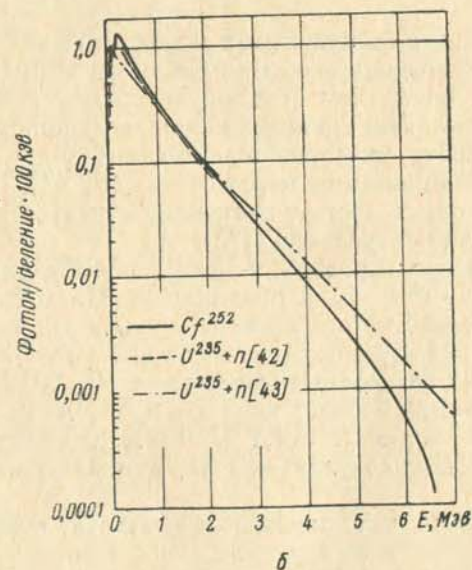
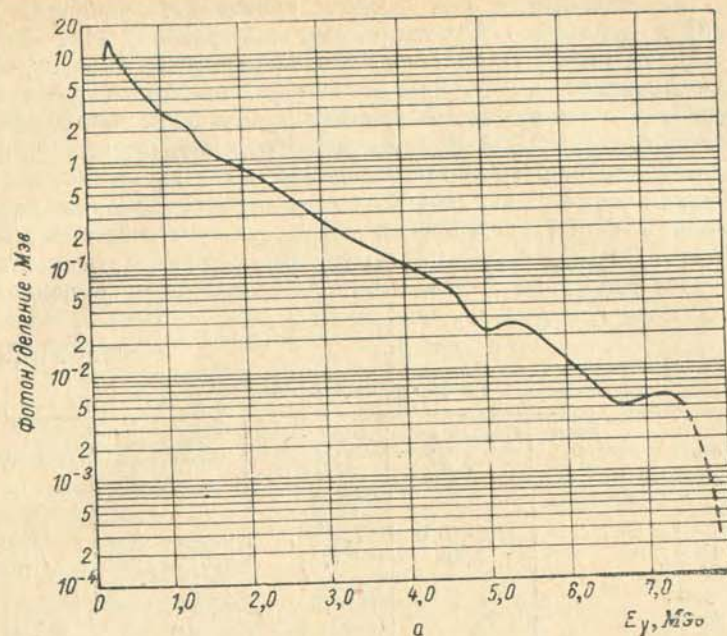


Рис. 13. Спектры γ -лучей деления: а — деление U^{235} тепловыми нейтронами [43]; б — спонтанное деление Cf^{252} [28].

ния были выполнены для случая спонтанного деления Cf^{252} [27, 28] и деления U^{235} тепловыми нейтронами [41, 43, 44] (рис. 13). Измерения показали, что спектр мгновенных γ -лучей деления является в основном сплошным, причем интенсивность уменьшается с увеличением энергии квантов. Только в области энергии ниже $0,5 \text{ Мэв}$ можно различить отдельные γ -линии.

Основное расхождение с расчетом заключается в значении полной энергии γ -лучей, испускаемых в одном акте деления, которое оказалось равным $7\text{--}9 \text{ Мэв}$ (табл. 3), т. е. почти в два раза более расчетного. В то же время верхняя граница γ -спектра, расположенная в области $6,5\text{--}7,5 \text{ Мэв}$, хорошо согласуется с величиной энергии связи нейтронов в осколках.

Таблица 3

Гамма-лучи деления				
Делящийся изотоп	Полная энергия γ -лучей, Мэв	Число γ -квантов на акт деления	Область измерения	Литература
$\text{U}^{235} + n$	$7,2 \pm 0,8$	$7,4 \pm 0,8$	$0,3\text{--}10 \text{ Мэв}$	[43]
$\text{U}^{235} + n$	7,46	7,51	$< 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$	[44]
Cf^{252}	8,2	10,3	$< 8 \text{ Мэв}$	[28]
Cf^{252}	9	10	$< 3 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	[27]

Число γ -квантов, испускаемых в акте деления, оказалось равным $8\text{--}10$, а их средняя энергия приблизительно 1 Мэв , т. е. почти в два раза ниже, чем средняя энергия γ -лучей захвата.

На основании этих данных можно предположить, что мгновенное γ -излучение имеет избыток мягких γ -лучей, связанных, например, с ротационными переходами [16, 41]. Не исключено также, что некоторая часть γ -излучения образуется на более ранней стадии процесса деления [33].

Более детальное изучение γ -лучей, образующихся при спонтанном делении Cf^{252} , было предпринято Милтоном и Фрезером [45]. Использование метода времени пролета для осколков позволило авторам работы получить спектры γ -лучей при делении Cf^{252} на осколки с разным отношением масс $R = 1,0\text{--}1,9$. Заметного различия в спектрах обнаружено не было, лишь для осколков, близких к магическим ($R = 1,1$ и $R = 1,8$), число γ -квантов на акт деления несколько уменьшалось, а их жесткость возрастала (рис. 14).

В той же работе было показано, что в соответствии с расчетами Личмена [40] энергия γ -излучения слабо меняется с изменением кинетической энергии осколков

$$\frac{1}{\langle N_{\gamma} \rangle} \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\text{к}}} = \left. \begin{array}{l} -0,0029 + 0,007 \\ -0,011 \end{array} \right\} \text{ Мэв}^{-1}.$$

Зависимость суммарной энергии γ -лучей деления от энергии возбуждения делящегося ядра была исследована А. Н. Протопоповым и Б. М. Ширяевым [46]. Проведенные ими сравнение спектров и числа γ -квантов при делении U^{235} тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией $2,8 \text{ Мэв}$ и $14,7 \text{ Мэв}$ показало, что энергия γ -излучения сохраняется в пределах 15% . Этот результат согласуется с данными Личмена и предположением, что γ -лучи испускаются осколками после испарения нейтронов.

Весьма интересными являются данные об угловой анизотропии γ -лучей деления. Величина анизотропии при делении U^{233} , U^{235} тепловыми нейтронами была определена Хоффманом [47]. По данным его измерений интенсивность γ -излучения по направлению разлета осколков несколько превышает интенсивность γ -излучения в перпендикулярном направлении. Это превышение для исследованных изотопов равно ($5\text{--}9\%$). Точность измерений $\pm 2\%$. Для исключения возможной регистрации нейтронов детектором γ -лучей использовалось разделение излучений по времени пролета.

Еще большая анизотропия γ -излучения была обнаружена Ю. А. Васильевым и др. [36] при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв . Раздельная регистрация нейтронов и γ -лучей также осуществлялась по времени пролета. С точностью до возможного различия спектров γ -лучей, испускаемых под различными углами к направлению разлета осколков, и связанным с этим различием в эффективности детектора, интенсивность γ -излучения с энергией более $0,3 \text{ Мэв}$ оказалась на 30% выше под углом 0° по сравнению с интенсивностью под углом 90° к направлению разлета осколков.

По-видимому, основной причиной угловой анизотропии γ -лучей деления является наличие большого углового момента у осколков.

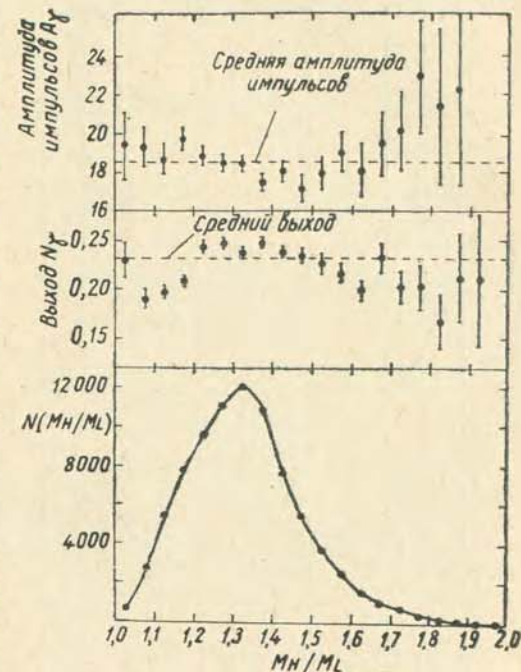


Рис. 14. Зависимость среднего числа и средней амплитуды импульсов γ -лучей деления Cf^{252} от отношения масс осколков [45].

ков, связанного с направлением разлета осколков. Так как вероятность излучения γ -квантов, в свою очередь, связана с направлением момента ядра [48], она также оказывается коррелированной с направлением разлета осколков.

При делении ядер тепловыми нейтронами такой момент, ориентированный перпендикулярно оси разлета осколков, может возникнуть вследствие не-

симметричного относительно этой оси разрыва шейки ядра и появления тангенциальной составляющей кулоновского отталкивания. Анализ экспериментальных данных приводит к заключению, что анизотропная часть излучения не может быть дипольной.

Однако при делении ядер быстрыми нейтронами определенная часть вносимого ими орбитального углового момента может пойти на образование собственных угловых моментов осколков, направленных параллельно оси разлета. В этом случае дипольное γ -излучение должно быть направлено преимущественно вдоль движения осколков.

Наличие больших угловых моментов у осколков подтверждается

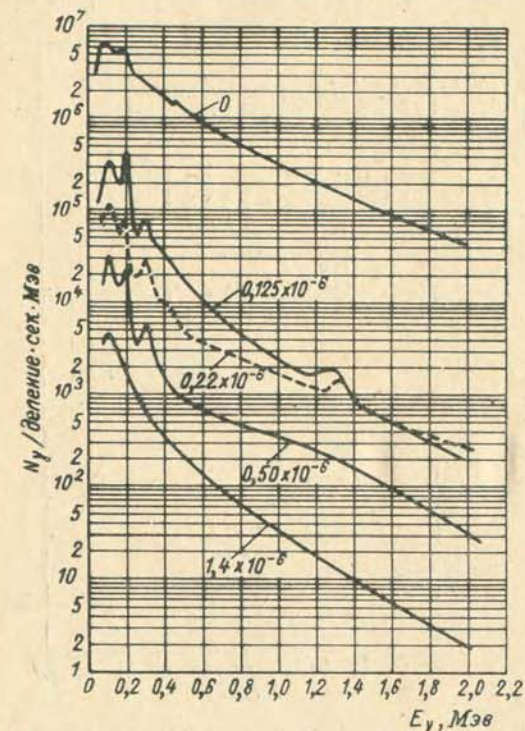


Рис. 15. Спектры запаздывающих γ -лучей при делении U^{235} тепловыми нейтронами [43]. Цифрами около кривых указано время после деления в секундах.

ся также обнаруженным Мейеншейном и др. [43] запаздывающим γ -излучением при делении U^{235} . Авторы также показали, что среднее время жизни осколков относительно γ -излучения возрастает с течением времени от 10^{-9} сек для «мгновенного» излучения [41] до $(2-3) \cdot 10^{-8}$ сек для интервала времени $(5 \cdot 10^{-8} - 1,25 \cdot 10^{-7})$ сек и до $(1-4) \cdot 10^{-7}$ сек для интервала $(10^{-7} - 10^{-6})$ сек (рис. 15). Приведенные результаты могут быть объяснены существованием ряда изомерных переходов у осколков с большими значениями спина.

Изучение спектра γ -лучей деления в области малых энергий [41] показало, что в этой области существуют отдельные линии. Было показано, что интенсивная линия с максимумом при энергии

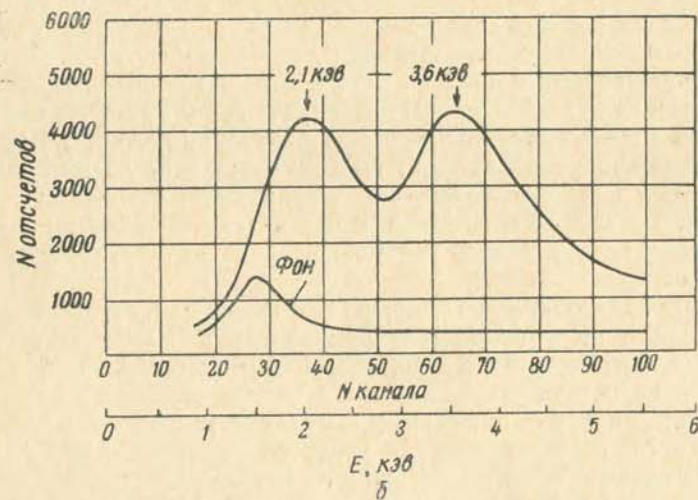
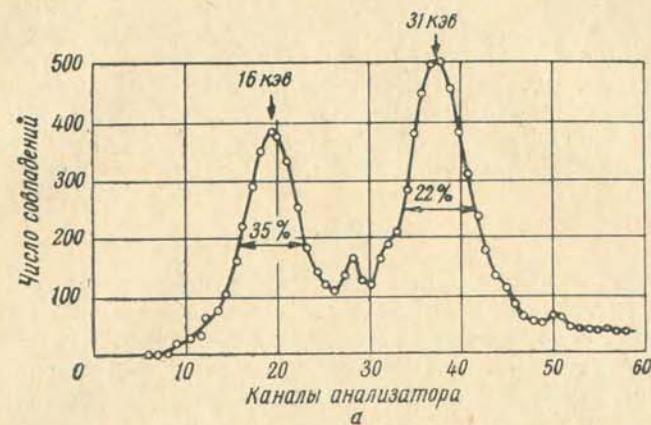


Рис. 16. Рентгеновское излучение осколков: а — К-излучение [49]; б — L-излучение [50].

27—30 кэв не является монохроматической и, по-видимому, обусловлена рентгеновским К-излучением группы тяжелых осколков.

Дальнейшие измерения [49,50] обнаружили кроме линии с энергией 31—32 Мэв линию с энергией 16—18 кэв, соответствующую К-излучению группы легких осколков, а также линии с энергией 2,1 кэв и 3,6 кэв, соответствующие L-излучению легких и тяжелых осколков (рис. 16). Эти данные позволили оценить наиболее вероятные заряды первичных осколков деления: $Z_p \approx 39$ для легкой группы и $Z_p \approx 55$ для тяжелой, а также найти полуширину распределения осколков по зарядам.

Заключение

Полученные за последние годы экспериментальные данные значительно расширили наши представления относительно механизма образования и параметров мгновенных нейтронов и γ -лучей деления, а следовательно, и относительно энергии возбуждения осколков. Были получены данные, позволяющие сделать заключение об изменении энергий возбуждения осколков в зависимости от Z и A делящегося ядра и его энергии возбуждения. Представляют большой интерес новые данные о вероятности различных значений энергии возбуждения осколков и ее распределения между легким и тяжелым осколками при разных способах деления. Экспериментальные и расчетные данные, полученные по спектрам нейтронов деления и их угловому распределению, дали дополнительные сведения о механизме образования нейтронов деления. Изучение временных характеристик и угловой анизотропии γ -лучей деления дало весьма ценную информацию о механизме образования γ -лучей деления. Определение спектра рентгеновского излучения осколков предоставило новую возможность изучения распределения заряда осколков.

Однако, несмотря на определенные успехи, ряд вопросов, связанных с образованием возбужденных осколков и испусканием ими нейтронов и γ -лучей, остается открытым и требует дальнейшего изучения.

Остается неясной причина расхождения расчетного и экспериментального значений энергии возбуждения, уносимой γ -излучением. В связи с этим представляет интерес изучение временных характеристик γ -излучения осколков при $t < 10^{-9}$ сек, позволяющее выяснить возможность конкуренции γ -излучения и испарения нейтронов. Весьма интересным является исследование угловой анизотропии γ -лучей деления, которая может дать сведения о величине и направлении углового момента осколков. До настоящего времени отсутствуют данные о распределении энергии возбуждения между осколками при более высоких энергиях возбуждения делящегося ядра. Остается неясным вопрос о балансе энергии при симметричном делении ядра и доли этой энергии, уносимой частицами и γ -квантами.

Весьма желательным является проведение экспериментов, которые позволят определить спектр и угловую анизотропию нейтронов в системе центра масс, а также спектр нейтронов, испускаемых осколками разной массы. Целесообразно провести эксперименты по уточнению зависимости числа нейтронов деления, их спектра от Z и A делящегося ядра и уточнить ход зависимости $\bar{\nu}(E_p)$ в области энергий нейтронов выше 5 Мэв.

Успешное развитие экспериментальной техники позволяет надеяться, что большинство перечисленных и ряд других не менее интересных задач, связанных с более глубоким изучением процесса деления, будет решено в течение ближайшего будущего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Crane W. W. T., Higgins G. H., Bowman H. R. Phys. Rev., 101, 1804 (1956).
2. Fraser J. S. Proc. of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River, Ontario, 1956. Atomic Energy of Canada Limited Report CRP-642-A, p. 239.
3. Кузьминов Б. Д., Смиренкин Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 503 (1958).
4. Бондаренко И. И. и др. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых. Т. 1 — Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 438.
5. Гейликман Б. Т. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых. Т. 1 — Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 354. Гейликман Б. Т. «Атомная энергия», 6, 298 (1959).
6. Кузьминов Б. Д., Смиренкин Г. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 406 (1959).
7. Герлинг Э. К., Щуколюков Ю. А. «Атомная энергия», 8, 49 (1960).
8. Лебедев В. И., Калашникова В. И. «Атомная энергия», 10, 371 (1961).
9. Hicks D. A., Ise J., Pyle R. V. Phys. Rev., 97, 564 (1955); Phys. Rev. 101, 1016 (1956). Choppin G. R., Harvey B. G., Hicks D. A., Ise J., Pyle R. V. Phys. Rev., 102, 766, 1956.
10. Hammel I. E., Kerphart I. F. Phys. Rev., 100, 190 (1955).
11. Diven B. C., Martin H. C., Tasehek R. F., Terrell J. Phys. Rev., 101, 1012 (1956).
12. Terrell J. Phys. Rev., 108, 783 (1957).
13. Калашникова В. И. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1955. М., Изд-во АН СССР, 1955; Калашникова В. И. и др. «Атомная энергия», 2, 18 (1957).
14. Личмен Р. Б. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 342.
15. Васильев Ю. А., Замятин Ю. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 671 (1960).
16. Halpern I. Annual Rev. Nucl. Sci., 9, 245 (1959).
17. Billaud P., Clair C., Gaudin M., Genin R., Ioly R., Leroy I. L., Michaudon A., Ouvry I., Signarbieux C., Vendyès G. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 16, p. 106.

18. Stein W. E., Whetstone S. L. Phys. Rev., 110, 476 (1958).
19. Leachman R. B., Kazek C. S. Phys. Rev., 105, 1511 (1957).
20. Fraser J. S., Milton J. C. D. Phys. Rev., 93, 818 (1954).
21. Whetstone S. L. Phys. Rev., 114, 581 (1959).
22. Апалин В. Ф., Кутиков И. Е. и др. «Атомная энергия», 8, 15 (1960).
23. Milton J. C. D., Hanna G. C. Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure, Kingston, Canada, 1960 (University of Toronto Press, Toronto, 1960).
24. Владимирский В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 822 (1957).
25. Hjalmar E., Slätis H., Thompson S. L. Phys. Rev., 100, 1542 (1955).
26. Smith A. B., Fields P. R., Roberts J. H. Phys. Rev., 108, 411 (1957).
27. Bowman H. R., Thompson S. L. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 212.
28. Smith A. et al. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 392.
29. Ковалев В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 501 (1958).
30. Grundl J. A., Neper J. K. Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 95 (1956).
31. Ковалев В. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 1069 (1957).
32. Ковалев В. П., Ставинский В. С. «Атомная энергия», 5, 649 (1958).
33. Terrell J. Phys. Rev., 113, 527 (1959).
34. Смиренкин Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1822 (1955).
35. Нефедов В. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 1659 (1960).
36. Васильев Ю. А., Замятин Ю. С., Сиротинин [Е. И., Фомушкин Э. Ф. «Атомная энергия», 9, 499 (1960).
37. Wilson R. R. Phys. Rev., 72, 189 (1947).
38. Fraser J. S. Phys. Rev., 88, 536 (1952).
39. Ramanna R., Rama Rao. P. N. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 361.
40. Leachman R. B. Phys. Rev., 101, 1005 (1956).
41. Скляревский В. В., Фоменко Д. Е., Степанов Е. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 256 (1957).
Войтовецкий В. К., Левин Б. А., Марченко Е. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 263 (1957).
42. Замятин Ю. С. Данные приведены Б. Г. Ерозолским. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957.
43. Maïenschein F. C. et al. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 366.
44. Francis J. E., Gamble R. L. in report Fraser J. S. Proc. of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River, Ontario, 1956. Atomic Energy of Canada Limited Report C.R.P.-642-A, 1956, p. 239.
45. Milton J. C. D., Fraser J. S. Phys. Rev., 111, 877 (1958).
46. Протопопов А. Н., Ширяев Б. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 331 (1958); 36, 954 (1959).
47. Hoffman M. M. Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 6, 1958.
Личмен Р. Б. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 282.
48. Струтинский В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 861 (1959).
49. Скляревский В. В., Степанов Е. П., Медведев Б. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 326 (1959).
50. Carter R. E., Wagner J. J., Wuman M. E. Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 228, 1958. Личмен Р. Б. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 282.

СПЕКТРЫ И СРЕДНЕЕ ЧИСЛО НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ Th^{232} И U^{233} НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14,3 Мэв

Ю. А. ВАСИЛЬЕВ, Ю. С. ЗАМЯТИН, Е. И. СИРОТИНИН,
П. В. ТОРОПОВ, Э. Ф. ФОМУШКИН, В. И. ШАМАРУХИН

Введение

Проведенные измерения являются продолжением работы [1] по исследованию спектров нейтронов, образующихся при делении ядер нейтронами с энергией 14 Мэв.

Спектры нейтронов деления Th^{232} , U^{233} и U^{235} определялись в интервале энергий 0,3—5 Мэв методом времени пролета с использованием импульсного источника первичных

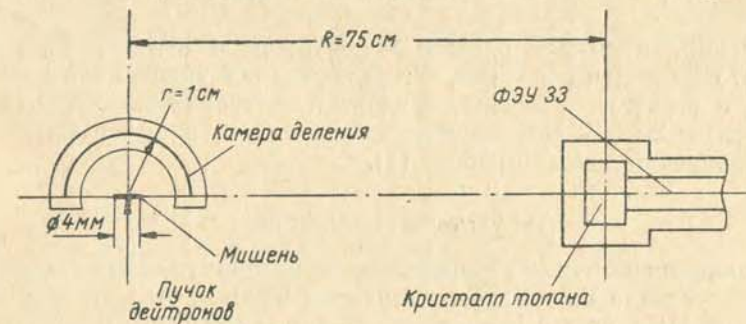


Рис. 1. Геометрия опыта.

нейтронов. Геометрия опыта указана на рис. 1. Первичные нейтроны возникали при бомбардировке тритиевой мишени диаметром 4 мм импульсами тока дейтронов ускорительной трубки. Источниками нейтронов деления являлись камеры деления с электродами полусферической формы. На обе стороны внутреннего электрода радиусом 1 см наносились слои делящегося вещества. Вес вещества в каждой камере был равен 15 мг, а эффективность регистрации делений составляла 50% в камере U^{233} и 80—90% в камерах Th^{232} и U^{235} .

Детектором нейтронов являлся сцинтилляционный счетчик, установленный на пролетном расстоянии 75 см под углом 90° к пучку дейтронов. Энергетическая зависимость эффективности счетчика определялась экспериментально сравнением произвольного спектра нейтронов, измеренного счетчиком и камерой деления U^{235} , методом времени пролета при пролетном расстоянии 9 м. При обработке результатов этих измерений использовалась энергетическая зависимость сечения деления U^{235} [2]. Результаты

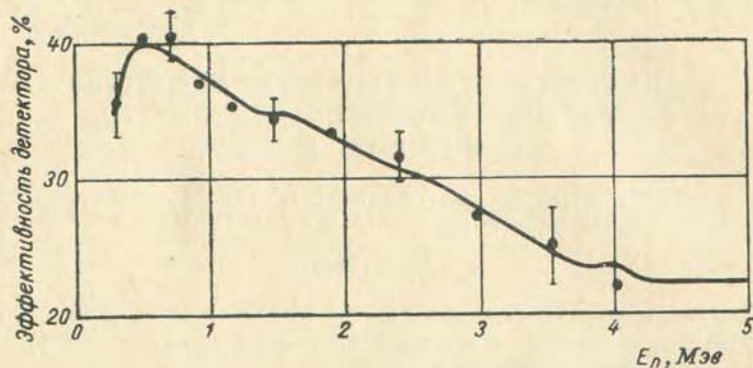


Рис. 2. Энергетическая зависимость эффективности детектора нейтронов:

Сплошная линия — расчет [3] при $E_{\text{порога}} = 0,175 \text{ Мэв}$;
● — экспериментальные данные.

измерений, а также расчета эффективности [3] при $E_{\text{порога}} = 0,175 \text{ Мэв}$ даны на рис. 2; расхождение экспериментальных точек с расчетом в интервале энергий нейтронов $0,3 \div 4 \text{ Мэв}$ не превышает 3—5%. Полное описание методики, а также электронной аппаратуры дано в работе [1].

Результаты измерений

Полное число зарегистрированных нейтронов деления с энергиями в интервале $0,3 \div 5 \text{ Мэв}$ равнялось 5000—9000 при скорости счета от 50 $\text{нейтр} \cdot \text{ч}^{-1}$ в измерениях с Th^{232} до 350 $\text{нейтр} \cdot \text{ч}^{-1}$ для U^{235} . Временное разрешение, определявшееся по ширине линий первичных нейтронов и мгновенных γ -лучей деления, было равно 7—8 нсек . Фон, измерявшийся с высокой точностью, составлял 15—20% и лишь на границах интервала измерений возрастал до 35—40%. Спектры нейтронов деления Th^{232} , U^{233} и U^{235} (рис. 3), как и в работе [1], аппроксимировались распределением

$$F(E) = F_1(E) + F_2(E) = \alpha \frac{E}{T^2} e^{-E/T} + (1 - \alpha) \frac{e^{-\omega/T_f}}{\sqrt{\pi\omega T_f}} e^{-E/T_f} \text{sh} \frac{2\sqrt{\omega E}}{T_f} \quad (1)$$

где $F_1(E)$ — спектр нейтронов, испаряющихся до деления ядра, и $F_2(E)$ — спектр нейтронов, испускаемых осколками.

Параметры распределения (1) T , T_f и α определялись методом наименьших квадратов, их значения приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, величины параметров T_f , T и α для U^{235} ,

Таблица 1

Параметры энергетического спектра нейтронов

Изотоп	Z^2/A	T_f	T	α
Th^{232}	34,91	$1,17 \pm 0,03$	$0,38 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,02$
U^{238}	35,56	$1,16 \pm 0,03^1$	$0,40 \pm 0,04^1$	$0,21 \pm 0,02^1$
U^{235}	36,02	$1,07 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,02$
U^{233}	36,33	$1,06 \pm 0,03^1$	$0,37 \pm 0,04^1$	$0,16 \pm 0,02^1$
		$1,22 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,03$

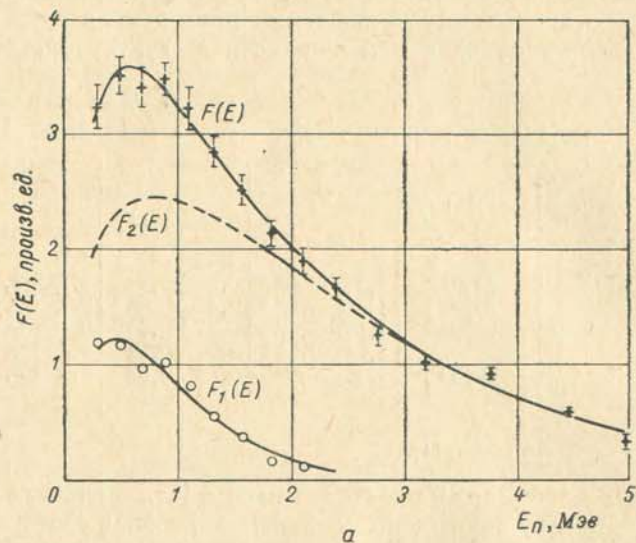
¹ Результаты работы [1].

полученные в настоящей работе и в работе [1], хорошо согласуются. Совокупность данных по спектрам нейтронов деления Th^{232} , U^{233} , U^{235} и U^{238} позволяет провести предварительный анализ закономерностей изменения спектров. Так, представляется очевидным отсутствие монотонной зависимости параметра «жесткости» спектров T_f от Z^2/A . Уменьшение доли нейтронов предварительного испарения α при возрастании Z^2/A не является неожиданностью; такое изменение качественно согласуется с изменением величины α , рассчитанной по формуле

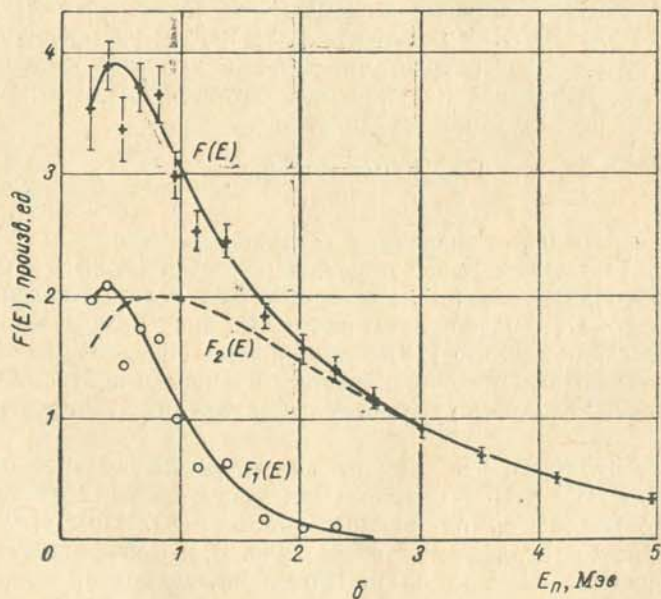
$$\alpha = \frac{2\sigma_{f14} - \sigma_{f1} - \sigma_{f0}}{\sqrt{\sigma_{f14}}},$$

где σ_{f14} , σ_{f1} и σ_{f0} — значения сечений деления при энергии нейтронов 14,3 Мэв и перед порогами реакций $(n, 2nf)$ и (n, nf) . Однако экспериментальные значения α для всех исследованных изотопов в 1,2—1,4 раза больше расчетных значений. Это подтверждает высказанное ранее [1] предположение об уменьшении вероятности деления без предварительного испарения нейтронов, если энергетически возможно деление после испарения одного-двух нейтронов.

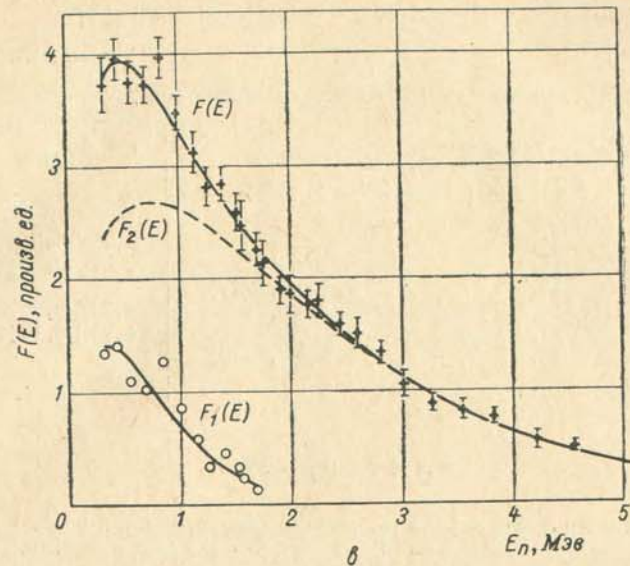
Следует отметить, что результаты измерений спектров нейтронов деления U^{235} и U^{233} в нескольких энергетических интервалах заметно отклоняются от распределений $F(E)$. При сравнении наших экспериментальных данных (рис. 3, в) с результатами измерений деления U^{235} методами фотопластинок и времени пролета [4], обнаруживается значительная аналогия нерегулярностей. Однако эти нерегулярности не могут серьезно влиять на значения параметров, найденные в данной работе.



a



б



в

Рис. 3. Спектры нейтронов деления:

а — U^{233} ; б — Th^{232} ; в — U^{235} ; \pm — экспериментальные данные; \circ — результаты вычитания спектра нейтронов, испускаемых осколками, $F_2(E)$ — из экспериментальных данных. Все спектры приведены к равному числу делений.

Полученные данные по спектрам позволили определить $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов деления U^{235} , U^{233} и Th^{232} . Значение $\bar{\nu}(U^{235})$, равное $4,11 \pm 0,30$, согласуется с величиной $\bar{\nu}(U^{235}) = 4,17 \pm 0,30$, определенной в работе [1]. Абсолютные значения $\bar{\nu}$ для U^{233} и Th^{232} приведены в табл. 2. Как видно из таблицы, значение $\bar{\nu}$ для U^{233} хорошо согласуется с данными других авторов, а $\bar{\nu}$ для Th^{232} резко расходятся. Относительные, более точные, значения $\bar{\nu}$ равны $\bar{\nu}(U^{233})/\bar{\nu}(U^{235}) = 1,02 \pm 0,03$ и $\bar{\nu}(Th^{232})/\bar{\nu}(U^{235}) = 0,89 \pm 0,03$. Эти данные, а также отношение $\bar{\nu}(U^{238})/\bar{\nu}(U^{235}) = 1,03 \pm 0,03$ [1], позволяют сделать предположение о том, что $\bar{\nu}$ в большей степени зависит от заряда, чем от массы делящегося ядра, как это проявляется при делении менее возбужденных ядер [10].

Значения $\bar{d}\bar{\nu}/dE_n$, полученные на основании результатов настоящей работы и значений $\bar{\nu}$ в области энергий нейтронов меньше 4 Мэв [11, 12], равны $0,10 \pm 0,01$ для Th^{232} и $0,116 \pm 0,012$ для

U^{233} . При вычислении $\bar{\nu}/dE_n$ учитывалось нарушение линейной зависимости $\bar{\nu}$ от энергии первичных нейтронов [1].

Таблица 2

Среднее число мгновенных нейтронов деления

Энергия нейтронов, вызывающих деление, Мэв	$\bar{\nu}$ (Th^{232})	$\bar{\nu}$ (U^{233})
14,0	—	$4,23 \pm 0,24$ [5]
14,1	—	$3,86 \pm 0,28$ [6]
14,2	$4,64 \pm 0,20$ [7]	—
14,3	$3,68 \pm 0,25$	$4,20 \pm 0,30$
15,0	—	$4,24 \pm 0,16$ [8]
15,7	$4,25 \pm 0,13$ [9]	—

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Ю. А., Замятин Ю. С., Ильин Ю. И., Сиrotинин Е. И., Торопов П. В., Фомушкин Э. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 674 (1960).
2. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections (BNL-325), 1958.
3. Hardy J. E. Rev. Sci. Instr., 29, 705 (1958).
4. Granberg L., Frye G., Nereson N., Rosen L. Phys. Rev., 103, 662 (1956).
5. Флеров Н. Н., Талызин В. М. «Атомная энергия», 8, 68 (1961).
6. Личмен Р. Б. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 342.
7. Gardin M., Lerooy J. L. Proc. of the Second Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15.
8. Смиренкин Г. Н. Зависимость числа и спектра мгновенных нейтронов от энергии нейтронов, вызывающих деление. Автореферат диссертации, МИФИ, 1959.
9. Кузьминов Б. Д. Среднее число мгновенных нейтронов при делении U^{233} и Th^{232} . В сб.: «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 241.
10. Бондаренко И. И., Кузьминов Б. Д., Куцаева Л. С., Прохорова Л. И., Смиренкин Г. Н. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых. Т. 1 — Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 438.
11. Кузьминов Б. Д., Куцаева Л. С., Бондаренко И. И. «Атомная энергия», 4, 187 (1958).
12. Hughes D. J. Nucleonics, 17, 11, 132 (1959).

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ Pu^{240} И ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ Pu^{239}

В. И. БОЛЬШОВ, Л. Д. ГОРДЕЕВА, В. Ф. КУЗНЕЦОВ,
Г. Н. СМИРЕНКИН

Введение

Теоретическое истолкование наблюдаемых энергетических спектров нейтронов деления может быть получено на основе модели испарения нейтронов из возбужденных осколков. Согласно этой модели, спектр нейтронов в системе осколка в первом приближении имеет вид

$$N(\varepsilon) = \sigma_c(\varepsilon) \varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{T}}, \quad (1)$$

где $\sigma_c(\varepsilon)$ — сечение процесса, обратного испусканию нейтрона; T — температура осколка.

Для полного описания энергетического спектра мгновенных нейтронов деления требуется учитывать разброс энергии возбуждения и скорости осколков, зависимость плотности уровней от энергии возбуждения и массы осколка, а также ряд других факторов. Наиболее последовательные численные расчеты спектров нейтронов деления выполнены Терреллом [1]. Однако форма спектра нейтронов деления в лабораторной системе координат может быть описана с достаточной точностью с помощью простых формул:

полуэмпирического соотношения Уатта

$$N(E) = \frac{1}{\sqrt{\pi T' \omega}} e^{-\frac{\omega+E}{T'}} \operatorname{sh} \frac{2\sqrt{E\omega}}{T'} \quad (2)$$

или максвелловского распределения

$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi \theta^3}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{\theta}} \quad (3)$$

В работе Террелла [1] показано, что «эффективные» температуры $T' = 1$ Мэв и $\theta = 1,3$ Мэв представляют собой величины, весьма

сложным образом усредненные по распределению энергии возбуждения осколков, и существенно превосходят истинные средние температуры осколков, равные приблизительно 0,6 Мэв. Из выражений (2) и (3) следует, что зависимость спектра мгновенных нейтронов от энергии возбуждения делящегося ядра E_x в основном сводится к изменениям параметров T' и θ .

Рассматривая ядро как ферми-газ входящих в него нуклонов, Террелл получил соотношение, связывающее среднюю энергию мгновенных нейтронов \bar{E} с числом нейтронов, испускаемых на акт деления $\bar{\nu}$

$$\bar{E} = 0,78 + 0,621\sqrt{\bar{\nu} + 1}, \text{ Мэв.} \quad (4)$$

Тогда, используя значение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_x} = 0,13 \text{ Мэв}^{-1}$ [2] и связь $\bar{E} = \frac{3}{2}\theta$, можно вычислить параметр $\frac{d\theta}{dE_x}$, определяющий изменение эффективной температуры при изменении E_x на 1 Мэв для $\nu = 2,5$

$$\frac{d\theta}{dE_x} = \frac{2}{3} \frac{d\bar{E}}{dE_x} \approx 0,015. \quad (5)$$

Сравнение эффективных температур спектров нейтронов U^{235} и Pu^{239} , испускаемых при делении тепловыми нейтронами и нейтронами со средней энергией 3,3 Мэв, методом пороговых индикаторов [3] дало значение $\frac{d\theta}{dE_x} \approx 0,01$. Сопоставление значений θ для деления U^{235} и Pu^{239} нейтронами с энергией 14 Мэв, полученных из измерений спектров методом фотопластинок [2,4] и времени пролета [5] с данными по θ для деления тепловыми нейтронами также дает $\frac{d\theta}{dE_x}$ меньше расчетной величины. Однако эти работы обладают существенными недостатками, снижающими точность определения $\frac{d\theta}{dE_x}$. В работе [3] результат получен путем весьма сложной обработки данных опыта, требовавшей введения большого числа расчетных поправок. При облучении нейтронами с энергией 14 Мэв [2, 4, 5] делятся по крайней мере два ядра с разными энергиями возбуждения E_x : компаунд-ядро и ядро-мишень (после испарения нейтрона). Кроме этого, на спектр нейтронов деления накладываются нейтроны предварительного испарения, дающие вклад в суммарное энергетическое распределение до 3,5 Мэв. Параметр θ определяется в этом случае по небольшому участку спектра от 3,5 до 5—6 Мэв.

Представляется весьма интересным сравнение спектров мгновенных нейтронов при делении одного и того же ядра при большой разнице в энергии возбуждения. В настоящей работе сравниваются спектры мгновенных нейтронов при спонтанном делении Pu^{240} и вынужденном делении Pu^{239} медленными нейтронами. Разница в энергиях возбуждения компаунд-ядра для этого случая составляет 6,3 Мэв.

1. Методика измерений

Измерение спектров производилось однокристалльным скintилляционным спектрометром быстрых нейтронов на основе стильбена с компенсацией импульсов от γ -лучей [6]. Импульс с канала компенсации V_k (рис. 1) подавался на дискриминатор, выход которого

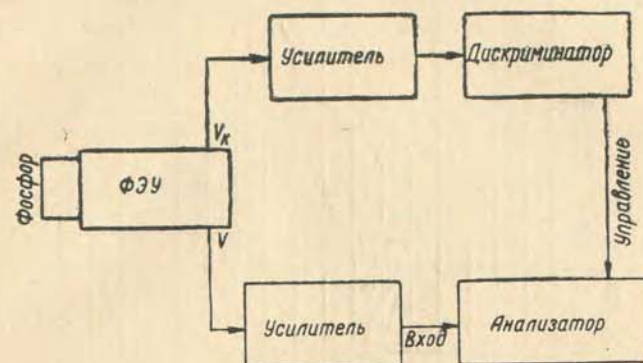


Рис. 1. Блок-схема установки.

управлял работой анализатора таким образом, что импульс линейного канала V (выход со второго диода фотоэлектронного умножителя) принимался на анализ только в том случае, если он соответствовал нейтрону.

Источник нейтронов спонтанного деления Pu^{240} представлял собой окись плутония. Изотопный состав образца приведен в таблице.

Этот образец представлял для измерений ряд специфических трудностей: во-первых, малое число нейтронов спонтанного деления (примерно 800 нейтр/сек); во-вторых, большое число γ -лучей (приблизительно 10^{10} γ -лучей/сек); в-третьих, поскольку образец представлял собой окись плутония, на изотопе кислорода O^{18} идет (α, n) -реакция [7]. Спектр нейтронов этой реакции имеет максимум в районе 2,5 Мэв и простирается до 4,5 Мэв. Число нейтронов по оценкам не превосходило выхода нейтронов спонтанного деления Pu^{240} .

Для повышения эффективности регистрации нейтронов источник устанавливался на свинцовом экране толщиной 5 мм, в которой был заключен кристалл стильбена. Свинцовый экран уменьшал число γ -лучей, регистрируемых кристаллом, примерно в 10^3 раз. Прошедшие через свинец γ -лучи тем не менее давали очень силь-

Изотопный состав образца

Изотоп	Процентное содержание
Pu^{238}	0,17%
Pu^{239}	76,25%
Pu^{240}	17,41%
Pu^{241}	5,24%
Pu^{242}	0,93%

ную загрузку, что повышало требования к ФЭУ и приводило к наложениям (особенно в канале компенсации, мертвое время которого составляло 5—7 мксек). Чтобы предотвратить попадание импульсов от γ -лучей в канал регистрации нейтронов, а также исключить регистрацию основной части нейтронов из реакции

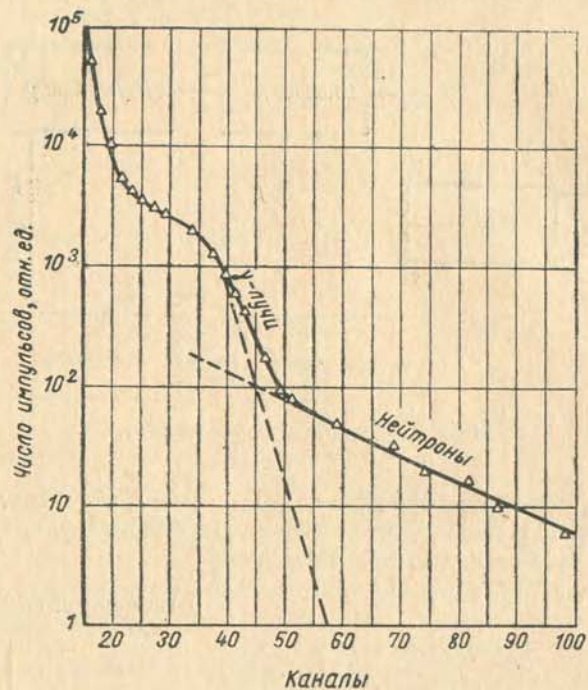


Рис. 2. Спектр импульсов на выходе схемы компенсации.

$O^{18}(\alpha, n)Ne^{21}$, поднимался уровень дискриминации в управляющем канале. Уровень отсечки нейтронов (α, n -реакции) был известен по градуировке спектрометра на моноэнергетических нейтронах. Уровень дискриминации для исключения регистрации наложенных γ -лучей определялся следующим образом. Выход схемы компенсации (до дискриминатора) соединялся со входом анализатора, работающего без управления. Полученный спектр представлял собой круто спадающее распределение импульсов от γ -лучей, переходящее в распределение нейтронов спонтанного деления (рис. 2). Экстраполированием в полулогарифмической шкале амплитудного распределения импульсов от γ -лучей до уровня, когда их счет составляет 1% от счета нейтронов деления в данном канале, определялся номер этого канала, который затем связывался с величиной уровня дискриминации в вольтах. Установленный таким образом уровень дискриминации «отрезал» нейтроны

с энергией ниже 3 Мэв. Счет нейтронов спонтанного деления в этом случае составлял примерно 30 имп/мин на все 128 каналов анализатора.

2. Обработка результатов измерений

Используемый детектор представлял собой интегральный спектрометр, который для каждой энергии нейтронов дает столбчатое распределение импульсов от протонов отдачи типа $\frac{dE}{E}$. Спектры нейтронов можно было определять из аппаратурных спектров с помощью дифференцирования (при этом необходимо учитывать нелинейную связь световыхода стильбена с энергией падающих нейтронов). Поскольку дифференцирование приводит к дополнительным ошибкам при обработке, было решено перевести аналитическое выражение спектров, соответствующих различным эффективным температурам, к спектрам протонов отдачи $F(E_p)$. Очевидно, что

$$F(E_p) = \int_{E_p}^{\infty} (1 - e^{-n\sigma d}) \frac{N(E_n)}{E_n} dE_n. \quad (6)$$

В подынтегральное выражение подставлялось максвелловское распределение нейтронов деления (3) и приближенная зависимость сечения рассеяния нейтронов на водороде [8]

$$\sigma(E_n) = \frac{4,83}{\sqrt{E}} - 0,578 \text{ барн}. \quad (7)$$

Член $(1 - e^{-n\sigma d})$ раскладывался в ряд. Поскольку величина $n\sigma d$ для использовавшегося в работе кристалла ($\varnothing 3 \times 2$ см) при минимальной энергии регистрировавшихся нейтронов 3 Мэв составляла приблизительно 0,2, третий член разложения игнорировался.

Семейство кривых, соответствующих разным значениям параметра θ , сравнивалось со спектрами, получаемыми из эксперимента. На опыте измеряются распределения $\Phi(V)$. Переход от этих распределений к $P(E)$ производится по соотношениям

$$\Phi(V) dV = P(E) dE,$$

$$P(E) = \Phi[V(E)] \frac{dV}{dE} = F(E) \frac{dV}{dE}, \quad (8)$$

где $F(E)$ — аппаратурные распределения, переведенные в энергетическую шкалу, dV/dE учитывает нелинейную связь световыхода с энергией.

3. Результаты измерений

Результаты измерений спектров спонтанного деления Pu^{240} и вынужденного деления Pu^{239} нейтронами с энергией 100 кэв, замедленными в парафине, приведены на рис. 3. Для максималь-

ного сохранения условий опыта измерения спектров вынужденного деления Pu^{239} производились с тем же образцом и в той же геометрии. Как экспериментальные точки, так и расчетные кривые представлены аппаратными распределениями $F(E)$. Для этого рассчитанные спектры протонов отдачи (6) делились на dV/dE

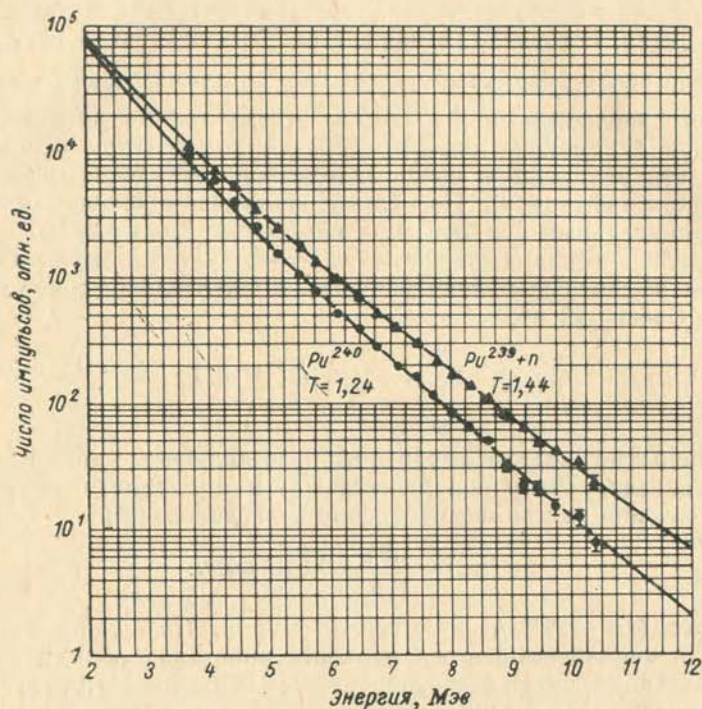


Рис. 3. Результаты измерений.

в соответствии с (8), а экспериментальные амплитудные распределения $\Phi(V)$ переводились в $F(E)$ по кривой, связывающей световыход с энергией протонов. Эта кривая снималась на моноэнергетических нейтронах с энергиями от 1 до 19 Мэв, полученными на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа.

Наилучшим образом экспериментальные точки согласуются с расчетными кривыми $\theta = 1,24$ Мэв для спонтанного деления Pu^{240} и $\theta = 1,44$ Мэв для вынужденного деления Pu^{239} . Увеличение или уменьшение параметров θ на 0,03 Мэв приводит к существенному ухудшению совпадения расчетов с опытом.

Данные по спектрам спонтанного деления Pu^{240} в литературе отсутствуют. Значения для спектра нейтронов вынужденного деления Pu^{239} , измерявшиеся различными авторами, колеблются в широких пределах от 1,25 до 1,52 Мэв.

Сравнение полученных данных свидетельствует о существенном ужесточении спектров мгновенных нейтронов при переходе от подбарьерного спонтанного деления к надбарьерному делению медленными нейтронами. Определенная из разности наблюдаемых в данной работе эффективных температур производная $\frac{d\theta}{dE_x} = 0,032 \pm 0,007$ превосходит значения, получаемые из данных расчета и имеющихся до настоящего времени экспериментальных оценок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Terrell J. Phys. Rev., 113, 527 (1959).
2. Бондаренко И. И., Кузьмин Б. Д., Кудяева Л. С., Прохорова Л. И., Смиренкин Г. Н. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Докл. советских ученых, Т. 1 — Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959.
3. Смиренкин Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1822 (1959).
4. Замятин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К., Иванова Н. И. «Атомная энергия», 4, 337 (1958).
5. Васильев Ю. А., Замятин Ю. С., Ильин Ю. И., Сиротинин Е. И., Торопов П. В., Фомушкин Э. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 671 (1960).
6. Дулин В. А., Казанский Ю. А., Кузнецов В. Ф., Смиренкин Г. Н. «Приборы и техника эксперимента», 2, 35 (1961).
7. Хабахпашев А. Г. «Атомная энергия», 7, 71 (1959).
8. Рыбаков Б. В., Сидоров В. А. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

В. А. ДРУИН, Г. Н. ФЛЕРОВ

Неустойчивость тяжелых ядер по отношению к самопроизвольному делению была предсказана теоретически Н. Бором и Дж. Уилером [1] на основе представления ядра в виде жидкой капли. Вскоре это явление применительно к урану было обнаружено экспериментально [2]. В течение последующих 20 лет благодаря бурному развитию техники ядерных реакторов и ускорителей заряженных частиц в лабораторных условиях было синтезировано большое количество трансурановых элементов. Экспериментаторам, занимавшимся исследованием спонтанного деления, стал доступен широкий круг ядер. Происходило интенсивное накопление экспериментальных данных, характеризующих процесс спонтанного деления. В частности, было установлено, что спонтанное деление ядра на два осколка сопровождается вылетом нейтронов и γ -квантов [3, 4]. Во многих случаях подробно изучался спектр масс осколков деления [5, 6, 7]. Однако такие явления, как испускание нейтронов и γ -квантов, не являются отличительной особенностью одного спонтанного деления: они присущи и вынужденному делению ядер, вызываемому тепловыми нейтронами, ускоренными заряженными частицами, мезонами и γ -квантами. Наиболее важной характеристикой процесса спонтанного деления является период полураспада, знание которого может дать полезные сведения о механизме деления и структуре ядра. Процесс деления связан с коренной перестройкой структуры ядра, в нем участвует большое количество нуклонов, т. е. по существу это процесс коллективный.

Однако важную роль в делении играют и одночастичные аспекты, особенности поведения отдельных нуклонов при возникновении деформации ядра как целого. Это подтверждается наличием большого запрета для спонтанного деления нечетных ядер: добавление только одного нуклона к четно-четному ядру приводит к резкому снижению вероятности деления. Механизм деления рассматривается как квантовомеханическое проникновение сквозь потенциальный барьер. Изучение периодов спонтанного деления

различных ядер позволяет судить о высоте потенциального барьера и его проницаемости, о форме ядер в седловой точке и в какой-то мере об энергетических уровнях индивидуальных нуклонов в деформированных ядрах. Спонтанное деление во многих случаях оказывается пробным камнем для различных модельных представлений ядра, тем самым исследование этого явления способствует разработке ядерных моделей.

Основные результаты по периодам спонтанного деления были получены в разное время двумя группами ученых: для области U—Pu — группой Сегре — Чемберлена [8] в Лос-Аламосской лаборатории (США) и для более тяжелых ядер — группой Сиборга — Гиорсо [9]. Накопленный экспериментальный материал позволил сделать заключение о сильной зависимости вероятности распада от параметра делимости Z^2/A , что находится в согласии с представлениями ядерной модели жидкой капли, а также о зависимости параболического вида вероятности деления от массового числа A при фиксированном Z и о пониженной скорости распада ядер с нечетным числом Z или N [10, 11, 12]. График зависимости T_f от Z^2/A приведен на рис. 1. Здесь представлены все последние наиболее достоверные данные по периодам спонтанного деления. Совершенно четко обнаруживается общая тенденция к увеличению делимости с ростом Z^2/A так же, как и отмеченные выше нерегулярности в поведении T_f . Последние явления не могут быть поняты с точки зрения гидродинамической модели, но находят качественное объяснение в рамках обобщенной модели ядра.

Первые успешные попытки объяснить четно-нечетные различия в скоростях деления сделали Ньютон [13] и независимо от него Уилер [14], но наиболее подробное объяснение дано в работе Юхансона [15]. В основу были положены выводы обобщенной модели о наличии сфероидальной деформации ядер в основном состоянии и о расщеплении в деформированных ядрах энергетических уровней индивидуальных нуклонов, вырожденных в сферическом ядре [16].

Расчеты одночастичных уровней в деформированном аксиально-симметричном потенциале с сильной спин-орбитальной связью выполнены Нильссоном [17]. В дальнейшем диаграммы Нильссона исправлялись с учетом экспериментальных данных по энергетическим спектрам, спинам и магнитным моментам ядер [18].

Согласно представлениям обобщенной модели, каждый уровень в аксиально-симметричном эллипсоидальном ядре двукратно вырожден, т. е. заполняется двумя нуклонами, в соответствии со знаком проекция полного момента количества движения нуклона на ось симметрии ядра ($\pm \Omega_p$). Таким образом, в четно-четном ядре все нейтронные и протонные уровни заполнены, и спин ядра равен нулю. В нечетно-четном или четно-нечетном ядре на последнем уровне оказывается один нуклон, спин и четность которого определяет спин и четность ядра в основном состоянии. С ростом деформации ядра одночастичные уровни пересекаются, и поведе-

ние нуклонов в точке пересечения оказывает сильное влияние на вероятность деления. В четно-четном ядре состояние с $\Omega = 0$ оказывается самым низким по энергии при любой деформации,

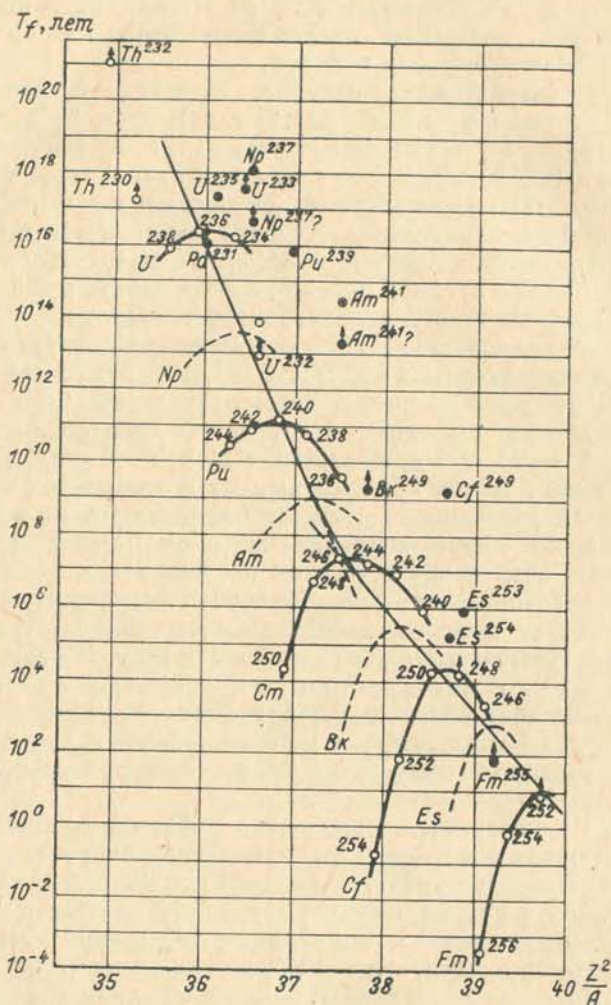


Рис. 1. Зависимость периода спонтанного деления T_f от параметра делимости Z^2/A .

поскольку спаренные нуклоны могут переходить с одного уровня на другой, понижая при этом энергию ядра. На такой переход не налагается запрета по спину. В нечетных ядрах, наоборот, существует большой запрет по спину и четности для перехода нуклона

с одного уровня на другой, и поэтому состояние ядра при большой деформации с заданным спином Ω_p может оказаться выше по энергии, чем основное состояние. Это приводит к эффективному увеличению барьера деления в среднем приблизительно на $0,7 \text{ Мэв}$ которое может объяснить запрет для спонтанного деления нечетных ядер, равный приблизительно 10^4 [19].

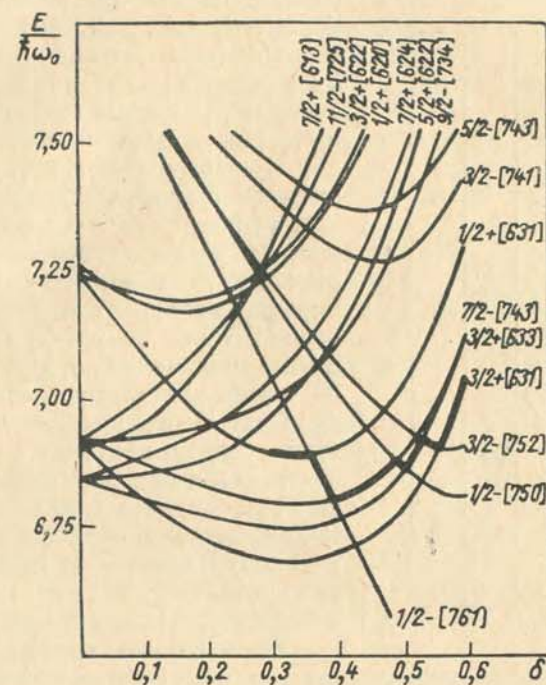


Рис. 2. Часть диаграммы Нильссона для чисел нейтронов от 139 до 160. Около каждого уровня указаны спин, четность и асимптотические квантовые числа N , n_z и λ .

Юхансон [15], не производя никаких абсолютных расчетов скоростей спонтанного деления, оценил воздействие на них мало-го изменения высоты барьера, обусловленного поведением одно-частичных уровней. Диаграмма Нильссона, взятая из работы [15], для чисел нейтронов от 139 до 160 показана на рис. 2. Для каждого уровня указаны спин, четность и асимптотические квантовые числа N , n_z и λ . Жирной линией отмечен путь нейтронной пары (145 и 146 нейтроны). Два нейтрона, занимающие этот уровень, уменьшают барьер деления приблизительно на $0,4 \text{ Мэв}$ по сравнению с плавным изменением, ожидаемым по капельной модели. Вводя одночастичные поправки в барьер деления как для нейтронов, так и для протонов автор показал, что поведение периодов

спонтанного деления становится более регулярным. Их значения с некоторым разбросом группируются около прямой линии (рис. 3). Разброс точек в значительной мере обусловлен различными приближениями расчета, а также в некоторых случаях неопределенностью экспериментальных значений периодов. Расчет выполнен

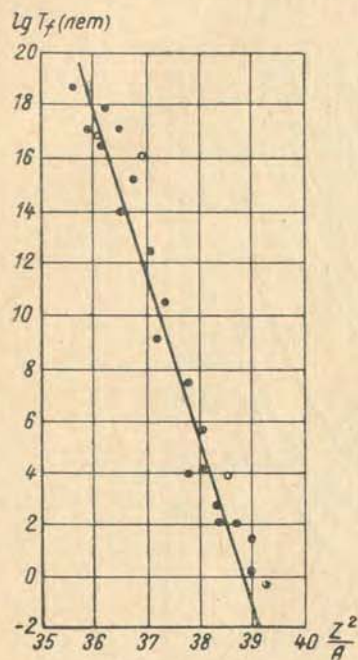


Рис. 3. Зависимость периода спонтанного деления T_f от параметра делимости Z^2/A . Периоды спонтанного деления исправлены с учетом одночастичных эффектов.

элементов. Спонтанное деление будет, по-видимому, основным типом распада для ядер с $Z \geq 104$, которые могут быть получены с помощью многозарядных ионов. Регистрировать образование нового элемента по осколкам спонтанного деления из-за отсутствия фона значительно проще, чем регистрировать α -распад или K -захват [20]. При разработке методики детектирования нового элемента очень важно предсказание его свойств. Поскольку пока не существует удовлетворительной количественной теории, способной достаточно хорошо предсказать свойства далеких трансфермиевых элементов, то единственная возможность, которая здесь остается, — это экстраполяция экспериментальных зависи-

последовательно не до конца, ибо для оценки некоторых количественных характеристик, например формы потенциального барьера, использовалась капельная модель. Кроме того, известно, что наличие спаривания нуклонов у границы Ферми приводит к ее размытию, и трудно говорить об определенном энергетическом уровне последних двух нуклонов. Не были учтены эффекты спаривания, и положение последнего уровня, которое существенным образом влияет на расчет, рассматривалось как вполне определенное. Тем не менее результаты расчета, по крайней мере, качественно, достаточно хорошо объясняют нерегулярности поведения периодов на рис. 1 за счет одночастичного эффекта. В применении к объяснению коэффициентов запрета для нечетных ядер подход Юхансона является наиболее убедительным в настоящее время.

Необходимым условием построения точной количественной теории спонтанного деления являются достоверные экспериментальные данные.

Интерес к изучению вероятностей спонтанного деления обусловлен важностью этого явления в проблеме синтеза новых трансурановых

мостей в область неизвестных элементов. Отсюда ясно, что для проведения таких экстраполяций необходимо иметь надежные экспериментальные данные.

Однако, как уже отмечалось, не все экспериментальные результаты по периодам спонтанного деления были получены с одинаковой точностью. Это объясняется как недостатком исследуемых веществ, доступных экспериментаторам, так и ограниченными возможностями методики, имевшейся в распоряжении физиков. Использование пропорциональных счетчиков, газовых сцинтилляционных счетчиков, ядерных фотоэмульсий и полупроводниковых детекторов имеет целый ряд преимуществ перед обычной ионизационной камерой и позволяет, существенно повысив чувствительность, заметно продвинуться вперед в исследовании слабоделящихся и сильно α -активных ядер.

Был проведен ряд опытов по проверке и уточнению значений периодов спонтанного деления некоторых ядер. Уже первые эксперименты по определению вероятности спонтанного деления Th^{232} , выполненные с помощью больших пропорциональных счетчиков [21], показали, что фактически Th^{232} делится по крайней мере в 10^3 раз хуже, чем принималось ранее ($T_f \geq 10^{21}$ лет вместо 10^{18} лет по данным Сегре [8]).

Интересно определить периоды нечетно-четных ядер Am^{241} и Np^{237} , потому что точные количественные данные необходимы для сопоставления с выводами современной теории спонтанного деления. Оба эти ядра принадлежат к разряду слабоделящихся с большой удельной α -активностью, и результаты измерения их периодов [8] были весьма неопределенными. Параллельно с исследованием Am^{241} и Np^{237} производилось измерение периодов спонтанного деления изотопов Pu^{238} , Pu^{240} и Pu^{242} . Помимо самостоятельного интереса, эта работа преследовала цель дополнительно проверить использованную в нашей работе методику, так как тем самым повышалась убедительность результатов для Am^{241} и Np^{237} .

В случае Am^{241} измерения проводились с помощью газового сцинтилляционного счетчика с ксеноновым наполнением. Предварительная наладка установки произведена со слоем U^{235} и нейтронным источником. Затем выполнены измерения периода спонтанного деления Pu^{240} с двумя образцами различного содержания вещества. Значение периода Pu^{240} оказалось равным $(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{11}$ лет, что хорошо согласуется с известными данными [22]. С исследуемым образцом Am^{241} (около 60 мкг) было проведено две серии измерений. В первых опытах [23] слой U^{235} , помещавшийся в камеру для калибровки установки, оставался открытым при рабочих измерениях.

Как выяснилось в дальнейшем, значительный вклад в наблюдавшийся эффект вносили фоновые импульсы, обусловленные делением U^{235} нейтронами, а также помехами электромагнитного характера.

Во второй серии экспериментов [24] основное внимание было уделено выявлению и устранению источников фона. В камеру с этой целью был введен экран с магнитным затвором, позволявший закрывать U^{235} после проведения контрольных измерений, благодаря чему было достигнуто заметное снижение фона. Для учета электромагнитных помех был использован грозоотметчик (чувствительный усилитель с антенной на входе). Импульсы с фотоумножителя и грозоотметчика одновременно записывались на ленте самописца. После указанного усовершенствования установки за 200 ч измерений на ленте самописца было зарегистрировано двенадцать импульсов, причем два из них в точности совпали по времени с моментом прихода импульсов от грозоотметчика и были отнесены к фоновым. Наблюдаемый эффект соответствует периоду полураспада $(2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{14}$ лет (результат Сегре [8] $\gg 1,4 \cdot 10^{13}$ лет).

Для измерения периода спонтанного деления Np^{237} , Pu^{238} и Pu^{242} [25] была применена методика окисления скрытого изображения в ядерных фотоэмульсиях для целей выделения осколков деления на фоне большого числа α -частиц, описанная в работах [26, 27]. В качестве окислителя использовался $K_3Fe(CN)_6$. Работа проводилась с эмульсией П-8 (НИКФИ) толщиной 100 μ .

Наряду с этим спонтанное деление изотопов плутония исследовалось с помощью цилиндрического пропорционального счетчика диаметром 10 см и длиной 25 см с автономным батарейным питанием самого счетчика и радиотехнической схемы. В этом случае результат для Pu^{238} и Pu^{242} получился соответственно $5,2 \cdot 10^{10}$ лет и $6,7 \cdot 10^{10}$ лет.

В случае фотоэмульсий специально исследовалась зависимость числа проявленных треков осколков деления от концентрации окислителя (рис. 4). Видно, что предельно допустимое разбавление составляет $1 : 8 \cdot 10^3$. В опытах использовались растворы с концентрацией не выше $1 : 2 \cdot 10^4$. Такая концентрация достаточна для устранения фона до 10^{11} α -частиц/см². Просмотр пластинок проводился при увеличении $60 \times 1,5 \times 15$, измерения длин и глубин залегания треков — при увеличении $90 \times 1,5 \times 15$. Учитывалась эффективность регистрации, обусловленная конечной толщиной препарата, зазором между поверхностями препарата и фотоэмульсии, большой крутизной погружения следов в эмульсию. Было установлено, что регистрируется около 50% полного числа актов спонтанного деления.

Периоды спонтанного деления Pu^{238} и Pu^{242} оказались равными соответственно $(5,0 \pm 0,6) \cdot 10^{10}$ лет и $(6,5 \pm 0,7) \cdot 10^{10}$ лет. При работе с Np^{237} производился тщательный контроль за регрессией и условиями обработки пластинок. Всего с Np^{237} было облучено и просмотрено 45 см² эмульсии, причем $2/3$ этой площади последовательно просматривались двумя наблюдателями для исключения субъективного фактора. Ожидавшийся на всей площади эффект должен был составлять около 100 случаев, фактически

было обнаружено только три трека. Из-за малости эффекта результат можно трактовать скорее как нижнюю границу периода, которая, исходя из этих данных, равна 10^{18} лет. Условия эксперимента в случае Np^{237} были идентичными с условиями для изотопов плутония. Совпадение между собой результатов для Pu^{238} и Pu^{242} , полученных нами разными способами, а также хорошее

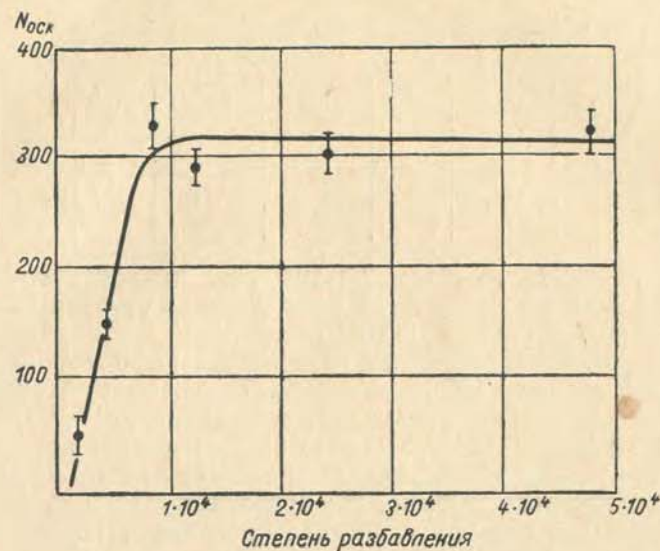


Рис. 4. Зависимость числа проявленных треков осколков деления от степени разбавления.

согласие этих результатов с известными данными [8, 28, 29] позволяет сделать заключение о том, что, во-первых, для четно-четных хорошо делящихся ядер значения постоянных распада достоверны, и, во-вторых, вероятность деления Np^{237} , по всей видимости, существенно меньше, чем принималось до сих пор.

Если исходить из зависимости $T_f = f(Z^2/A)$, изображенной на рис. 1, то можно построить график $(Z^2/A)_0 = \varphi(Z)$, где $(Z^2/A)_0$ отвечает вершинам кривых для данного элемента. С помощью этого графика можно определить местоположение кривых с максимумами для Np и Am , указанных на рисунке пунктирными линиями. Эти кривые соответствуют случаю отсутствия четно-нечетного различия. Иначе говоря, поведение нечетных ядер рассматривается по аналогии с четно-четными. Легко видеть, что для Np^{237} отклонение истинного периода от его значения, найденного путем такой экстраполяции, составляет $\geq 5 \cdot 10^4$, а для Am^{241} — $5 \cdot 10^5$. Для всех сравнительно хорошо изученных нечетных ядер в таблице приведены коэффициенты запрета, определенные указанным способом. Видно, что они достигают значений порядка 10^4 — 10^6 .

Юхансон¹ рассчитал значение периода спонтанного деления для Am^{241} , используя свой метод. В качестве отправной точки он выбрал ядро Pu^{239} , для которого $T_f = 5,5 \cdot 10^{15}$ лет. Добавляя один протон и один нейтрон к исходному ядру, автор оценивает одночастичный эффект по диаграммам Нильссона. В результате получено $T_f = 3 \cdot 10^{14}$ лет, которое очень хорошо согласуется

Коэффициент запрета для спонтанного деления

Ядро	Np^{237}	Pu^{239}	Am^{241}	Bk^{249}	Cf^{249}	Es^{253}	Es^{254}
Коэффициент запрета	$\gg 5 \cdot 10^4$	10^5	$5 \cdot 10^5$	$\gg 4 \cdot 10^4$	10^5	10^4	$\gg 10^5$

с приведенным результатом $2,3 \cdot 10^{14}$ лет. Аналогичные расчеты для Th^{232} дали результат $4 \cdot 10^{21}$ лет, что не противоречит экспериментальным данным $T_f \gg 10^{21}$ лет.

В области трансформированных элементов изучалось пока только спонтанное деление 102-го элемента. В первом сообщении [30] американские физики указывали, что изотоп 102^{254} , образующийся по реакции $\text{Sm}^{246}(\text{C}^{12}, 4n)102^{254}$, претерпевает α -распад с периодом полураспада, равным приблизительно 3 сек. Позднее было дополнительно найдено, что приблизительно в 30% случаев ядра 102^{254} испытывают спонтанное деление [31]. Результаты этих экспериментов ($T_f \approx 7$ сек) резко отклонялись от предсказанного значения периода спонтанного деления. Наблюдаемый период оказался меньше ожидаемого приблизительно в 10^5 раз.

К моменту, когда стали известны последние данные опытов американских ученых, у нас имелась возможность получить 102^{254} , используя в качестве бомбардирующих частиц ионы кислорода O^{16} , а в качестве мишеней Pu^{242} , и проверить выводы работы [31]. Методика эксперимента рассчитывалась на регистрацию осколков спонтанного деления, и что существу ничем не отличалась от применявшейся ранее в наших опытах по получению 102-го элемента [32]. Для регистрации осколков использовались ядерные фотоэмульсии типа Т-1 (НИКФИ) или сцинтиллятор $\text{ZnS}(\text{Ag})$ и ФЭУ = 11Б². Контроль за регрессией скрытого изображения, а также за процедурами окисления и проявления осуществлялся посредством облучения определенной части рабочего участка фотопластинки осколками от деления U^{235} тепловыми

нейтронами. Во избежание загрязнения фотопластинок плутонием они во время экспонирования покрывались защитной органической пленкой толщиной около 10 мкг/см^2 . Работа проводилась на внутреннем пучке циклотрона попеременно с фотопластинками и со сцинтилляционным счетчиком.

Импульсы с ФЭУ через катодный повторитель поступали на усилитель и, далее, после дискриминирования — на 100-канальный амплитудный анализатор «Радуга» и параллельно на самописец. Установка калибровалась по осколкам деления U^{235} тепловыми нейтронами. Порог дискриминации устанавливался таким, что доля регистрируемых осколков составляла 30% от 2л-геометрии. Электронная схема работала только в тот момент, когда сборник с продуктами реакций находился перед сцинтиллятором. Наряду с этим в опытах использовался и грозоотметчик.

Облучения проводились при трех энергиях O^{16} : 88, 92 и 96 Мэв. Максимум сечения реакции $\text{Pu}^{242}(\text{O}^{16}, 4n)102^{254}$ должен находиться при энергии 92 Мэв. Время выдержки сборника под пучком и у детектора составляло 5 сек, время движения сборника от пучка к детектору — около 1,5 сек. Количество Pu^{242} на мишени было приблизительно равно 200 мкг/см^2 . Полный интеграл облучения составил 30 мка-ч. Ни с помощью фотопластинок, ни в опытах со сцинтилляционным счетчиком не было зарегистрировано ни одного осколка спонтанного деления продуктов реакций. Отсюда следует, что сечение реакции $\text{Pu}^{242}(\text{O}^{16}, 4n)102^{254}$ не превышает 10^{-32} см^2 , если считать, что данные работы [31] верны. Эта величина составляет долю менее 0,01 от сечения образования того же изотопа в реакции $\text{Sm}^{246}(\text{C}^{12}, 4n)102^{254}$. Такое различие сечений двух реакций образования одного и того же ядра кажется несколько удивительным.

В докладе на Второй гатлинбургской конференции Гиорсо [33] высказал предположение о том, что наблюдавшийся эффект спонтанного деления в их первоначальных опытах [31] связан, не исключена возможность, с образованием более тяжелых изотопов 102-го элемента, например 102^{256} , так как кюриевая мишень имела сложный изотопный состав и наряду с Sm^{246} в мишени присутствовал Sm^{248} в количестве около 0,02%. По реакции $(\text{C}^{12}, 4n)$ на этом изотопе кюрия вполне вероятно образование 102^{256} , который находится сразу за подболочкой 152-го нейтрона, где наблюдается резкое увеличение скорости спонтанного деления, и, по-видимому, может обладать полученной продолжительностью жизни по отношению к спонтанному делению. В нашем случае вероятность реакции $(\text{O}^{16}, 2n)$ настолько мала, что практически невозможно рассчитывать на получение 102^{256} .

Возможно это является объяснением большой разницы в сечениях образования 102^{254} в наших опытах и в опытах американских ученых. Если встать на эту точку зрения, то следует принять, что период спонтанного деления 102^{254} значительно выше, чем результат первой работы Гиорсо.

¹ Частное сообщение Г. Н. Флерову.

² В подготовке и проведении экспериментов принимала участие большая группа физиков и химиков. Методику с использованием ядерных фотоэмульсий применительно к настоящей задаче непосредственно разрабатывали Е. Д. Донец и В. П. Перельгин [27], а сцинтилляционный счетчик был сконструирован и налажен В. Л. Михеевым и Г. М. Тер-Акопяном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr N., Wheeler J. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
2. Петржак К. А., Флеров Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 10, 1013 (1940).
3. Rotblat J. Brit. Rep., 241 (1947).
4. Smith A. B., Fields P. R., Friedman A. M. Phys. Rev., 104, 699 (1956.)
5. MacNamara J., Thode H. G. Phys. Rev., 80, 471 (1950).
6. Wetherill G. W. Phys. Rev., 92, 907 (1953).
7. Steinberg E. P., Glendenin L. E. Phys. Rev., 95, 431 (1954).
J. Inorg. Nucl. Chem., 1, 45 (1955).
8. Segre E. Phys. Rev., 86, 21 (1952).
9. Гиорсо А. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, т. 5. М., Физматгиз, 1958, стр. 396.
10. Seaborg G. T. Phys. Rev., 85, 157 (1952).
11. Whitehouse W., Galbraith W. Nature, 169, 494 (1952).
12. Huizenga J. R. Phys. Rev., 94, 158 (1954).
13. Newton J. O. Progr. in Nucl. Phys., 4, 234 (1955).
14. Уилер Дж. В сб.: «Нильс Бор и развитие физики». М., Изд-во иностр. лит., 1958.
15. Johansson S. A. E. Nucl. Phys. 12, 449 (1959).
16. Bohr A., Mottelson B. N. Dan. Mat. Fys. Medd., 27, 6 (1953).
17. Нильссон С. В сб.: «Деформация атомных ядер». М., Изд-во иностр. лит., 1958.
18. Mottelson B. N., Nilsson S. G. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, 8 (1959).
19. Хейзенга Дж. Р. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 237.
20. Флеров Г. Н. и др. «Докл. АН СССР», 120, 73 (1958).
21. Флеров Г. Н. и др. «Докл. АН СССР», 118, 69 (1958).
22. Chamberlain O. a. o. Phys. Rev., 94, 156 (1954).
23. Михеев В. Л. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 859 (1959).
24. Друин В. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 1261 (1961).
25. Друин В. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 1296 (1961).
26. Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 16, 285 (1946).
27. Семчинова А. М. и др. Доклад на III Международном совещании по ядерным фотоэмульсиям. Москва, июль 1960 г. (в печати).
28. Mech J. a. o. Phys. Rev., 103, 340 (1956).
29. Butler J. P. a. o. Can. J. Chem., 34, 253 (1956).
30. Ghiorso A. a. o. Phys. Rev. Letters, 1, 18 (1958).
31. Гиорсо А. «Атомная энергия», 7, 338 (1959).
32. Флеров Г. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 82 (1960).
33. Ghiorso A. Proc. of the Second Gatlinburg Conference of Reactions between complex Nuclei, May 1960.

ДЛИННОПРОБЕЖНЫЕ α -ЧАСТИЦЫ ПРИ СПОНТАННОМ
ДЕЛЕНИИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Н. А. ПЕРФИЛОВ, З. И. СОЛОВЬЕВА, Р. А. ФИЛОВ,
Г. И. ХЛЕБНИКОВ

Введение

Среди реакций деления тяжелых ядер большой интерес представляют реакции сложного деления, т. е. деления с испусканием третьей заряженной частицы. Такой интерес основан на том, что появление третьей частицы обычно связывается с самим моментом деления ядра и может оказаться источником сведений о поведении ядерной материи в этот момент.

В ряде работ [1] изучалось сложное деление тяжелых ядер с образованием длиннопробежной α -частицы под действием медленных и тепловых нейтронов. Исследования проводились в основном на U^{235} . Была получена вероятность сложного деления по отношению к двойному, причем значения, полученные в разных работах, группируются около отношения 1 : 350. Для U^{233} и Pu^{239} вероятность сложного деления несколько выше [2]. Энергетическое распределение α -частиц имеет форму, близкую к гауссовой. Для U^{235} полуширина кривой составляет около 10 Мэв, а максимум находится в области 15 Мэв. Получены также угловое распределение α -частиц относительно линии разлета осколков деления, энергетические спектры осколков и другие характеристики сложного деления.

Гораздо меньше сведений имеется для сложного деления при больших энергиях возбуждения — при делении тяжелых ядер быстрыми нейтронами. Имеющиеся экспериментальные данные [3, 4, 5], относящиеся к изотопу U^{238} , показывают уменьшение вероятности вылета длиннопробежной α -частицы с увеличением энергии нейтронов, возбуждающих деление. Так, для $E_n = 2,5$ Мэв отношение числа двойных к числу тройных делений равно примерно 1 : 600, для $E_n = 14$ Мэв — 1 : 1050. Для деления на нейтронах с энергией 14 Мэв максимум энергетического распределения α -частиц приходится на 15 Мэв и хорошо совпадает с распределением, полученным для деления U^{235} тепловыми нейтронами.

Относительно наблюдения сложного спонтанного деления, т. е. деления с нулевой начальной энергией возбуждения, к моменту постановки настоящих исследований имелось только два устных сообщения: в 1955 г. на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве указывалось, что Г. А. Мостовая наблюдала тройное спонтанное деление Pu^{240} с вероятностью в 1,6 большей, чем деление Pu^{239} тепловыми нейтронами [6], а в 1959 г. Томпсоном [7] на Менделеевском съезде в Москве было сделано сообщение о наблюдении сложного спонтанного деления Cf^{252} с вероятностью, примерно равной 1 : 300 по отношению к двойному делению.

Первые результаты опытов, проделанных авторами, по сложному спонтанному делению Sm^{242} уже опубликованы [8]. Настоящая работа является продолжением исследований спонтанного деления трансурановых элементов с вылетом длиннопробежной частицы.

1. Методика эксперимента

Для наблюдения случаев спонтанного деления нами были использованы Sm^{242} ($T_f = 7,2 \cdot 10^6$ лет) [9] и Pu^{240} ($T_f = 1,2 \times 10^{11}$ лет) [10]. Pu^{240} находился в смеси изотопов известного состава. Растворы, содержащие соли изотопов, были подвергнуты дополнительной хроматографической очистке на анионитной и катионитной колонках, после чего произведено электролитическое осаждение изотопов на платиновые подложки. Полное количество вещества в слое определялось методом абсолютного α -счета. Для кюрия по окончании облучения вещество вновь переводилось в раствор и по сравнению активности аликвотных частей раствора с эталонным источником количество высаженного на подложку кюрия было промерено еще раз. Измерения дали для двух слоев кюрия $0,19 \pm 0,01$ мкг и $0,20 \pm 0,01$ мкг. При таком количестве кюрия в дальнейших расчетах можно было пренебречь толщиной самого слоя. Количество Pu^{240} на мишени оказалось равным 450 ± 25 мкг, при этом полная толщина слоя была $0,9$ мг/см². В дальнейшем эта величина принималась в расчет.

Для регистрации длиннопробежных α -частиц использовалась мелкозернистая эмульсия типа П-9, допускающая хорошую дискриминацию α -частиц и протонов. Чтобы фотопластинки не засвечивались под воздействием естественной α -активности, облучение пластинок над активным слоем производилось через платиновую или оловянную фольгу толщиной $17,4$ мг/см² и $15,9$ мг/см² соответственно. Оптимальное время облучения было подобрано экспериментально и оказалось порядка 20 ч для кюрия и 3—5 суток для плутония. При просмотре пластинок под микроскопом регистрировались и измерялись следы α -частиц, входящих в эмульсию с поверхности и имеющие пробег не менее 50 мк, что позволило исключить из числа зарегистрированных треки, возникшие в результате случайного загрязнения поверхности пластинок в процессе облуче-

ния активностью. Для дальнейшего рассмотрения оставались следы с углом наклона к поверхности непроявленной эмульсии не более 60°. Этим избегали возможности просмотра сильно наклонных треков, а также регистрации протонов, следы которых от следов α -частиц при больших наклонах трудно отличить. Для контроля были просмотрены участки фотопластинок, во время облучения находившиеся в стороне от активного слоя. Таким образом, зарегистрированными могли оказаться только длиннопробежные α -частицы деления. Для окончившихся в фотослое треков были вычислены энергии α -частиц, причем тормозные способности платины и олова были взяты по данным работы [11]. Получаемое энергетическое распределение начинается с граничной энергии, определяемой условиями эксперимента и равной 13 Мэв. Для этого распределения были введены поправки на геометрию опыта. При этом использовалась формула.

$$N(E) dE = \frac{n(E) dE}{\sin \varphi_1(E) - \sin \varphi_2(E)},$$

где $N(E)$ — действительный энергетический спектр; $n(E)$ — спектр наблюдаемый; $\varphi(E)$ — граничный угол наклона трека к плоскости поверхности эмульсии, при котором α -частица проходит фильтр и оставляет след в эмульсии не менее 50 мк длины; $\varphi_1(E)$ — граничный угол наклона трека к плоскости фотопластинки, равный 60° или углу наклона, при котором α -частица данной энергии пересекает всю толщину фотослоя и выходит из него.

Недостаток этой методики состоит в том, что полная картина деления не наблюдается. Это приводит к необходимости введения поправок. Введение Sm и Pu внутрь фотослоя невозможно из-за слишком большого отношения периодов спонтанного деления и α -распада: $\frac{T_f}{T_\alpha} = 1,6 \cdot 10^7$ и $1,85 \cdot 10^7$, соответственно.

2. Результаты опыта и их обсуждение

Зарегистрировано количество следов, оканчивающихся в фотослое и отвечающих поставленным выше условиям, для кюрия-176 и для Pu^{115} . Энергетические спектры α -частиц сложного деления Sm^{242} и Pu^{240} , исправленные на геометрию опыта, представлены на рис. 1 и 2, где указаны и статистические ошибки полученных значений. По найденному в результате расчета числу частиц в каждом энергетическом интервале можно определить полное число α -частиц, имеющих энергии больше 13 Мэв, испустившихся при делении в данную полусферу. Для Sm^{242} и Pu^{240} эти значения соответственно равны 522 и 254. Контролем для полученных значений мог служить расчет числа частиц, проходящих через фотослой и не оканчивающихся в нем, и сравнение этого числа с полученным в опыте.

Зная полное число α -частиц тройного деления, количество вещества и время облучения, можно получить вероятность сложного деления. Относительно числа двойных делений для $E_{\alpha} >$

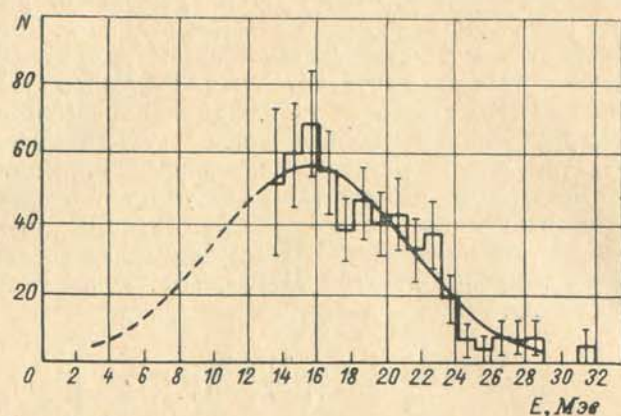


Рис. 1. Энергетическое распределение α -частиц спонтанного деления Cm^{242} .

$> 13 \text{ Мэв}$ она оказалась равной $1 : 385 \pm 50$ для Cm^{242} и $1 : 455 \pm 70$ для Pu^{240} . Приводимые в литературе энергетические спектры

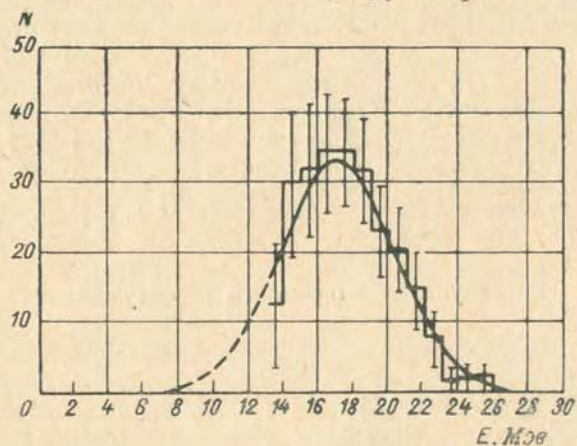


Рис. 2. Энергетическое распределение α -частиц спонтанного деления Pu^{240} .

α -частиц деления U и Pu тепловыми нейтронами обычно начинаются с 6 Мэв и довольно хорошо описываются гауссовым распределением. Полученные нами энергетические спектры α -частиц оказалось возможным представить также в форме гауссовой кривой, нормированной по площади к экспериментальным результатам и продолженной до 6 Мэв . Для юрия максимум кривой

находится в области $15,5 \pm 1,0 \text{ Мэв}$, для Pu — $17,0 \pm 0,5 \text{ Мэв}$. Полное число частиц в спектре, полученном в результате экстраполяции, даст бóльшую вероятность сложного деления

$$1 : 280 \pm 50 \text{ для } \text{Cm}^{242},$$

$$1 : 400 \pm 60 \text{ для } \text{Pu}^{240}.$$

Эти значения можно сравнивать с данными других работ по спонтанному делению.

К настоящему времени опубликовано несколько работ, посвященных сложному спонтанному делению. Опыты проводились на Cf^{252} . Работы [12,13] выполнены фотометодом; калифорний оказалось возможным ввести внутрь фотослоя, что позволяет наблюдать полную картину деления. Кроме того, в работе [12] вероятность сложного деления определялась с помощью ионизационной камеры. Работа [14] выполнена с помощью сцинтилляционного и пропорционального газового счетчиков, позволяющих вести одновременное измерение E и dE/dx . Данные всех работ по сложному спонтанному делению собраны в таблице.

Результаты опытов по сложному спонтанному делению

Метод	Изотоп	Вероятность по отношению к двойному делению	Положение максимума в энергетическом спектре α -частиц, Мэв	Полуширина, Мэв
Фотометод [12]	Cf^{252}	$1 : 280 \pm 25$	—	—
Фотометод + ионизационная камера [13]	Cf^{252}	$1 : 415 \pm 10\%$	19	9
Сцинтилляционная техника [14]	Cf^{252}	$1 : 345 \pm 20$	16	15
Фотометод (данная работа)	Cm^{242}	$1 : 280 \pm 50$	15,5	13
Фотометод, то же	Pu^{240}	$1 : 400 \pm 60$	17,0	8

В работе [14] указывается на испускание при делении протонов с вероятностью $1 : 4500 \pm 900$.

Полученные результаты даже для одного изотопа — Cf^{252} — весьма разноречивы как относительно вероятности процесса, так и энергетического спектра α -частиц. Но, по-видимому, можно считать, что вероятность сложного спонтанного деления примерно та же, что и при делении ядер тепловыми нейтронами.

Вопрос о сложном спонтанном делении трансурановых элементов нуждается в увеличении числа экспериментальных фактов как для различных элементов, так и для разных изотопов одного элемента. Нами наблюдались α -частицы сложного спонтанного деления Pu^{238} , однако имеющаяся к настоящему времени статистика не позволяет привести характеристики для этого процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Перфилов Н. А., Романов Ю. Ф., Соловьева З. И. «Усп. физ. наук», **XXI**, 472 (1960).
2. Дмитриев В. Н., Драпчинский Л. В., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 998 (1960).
3. Перфилов Н. А., Соловьева З. И. «Атомная энергия», **5**, 175 (1958).
4. Соловьева З. И. «Атомная энергия», **8**, 137 (1960).
5. Перфилов Н. А., Соловьева З. И., Филов Р. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **41**, вып. 1, 11—13 (1961).
6. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Т.2, М., Физматгиз, 1958, стр. 256.
7. Thompson S. G. Доклад на Менделеевском съезде, Москва, 1959.
8. Перфилов Н. А., Соловьева З. И., Филов Р. А., Хлебников Г. И. «Докл. АН СССР», **136**, 581 (1961).
9. Hanna G. C., Harvey B. G., Moss N. and Tunnicliffe P. R. Phys. Rev., **81**, 466 (1951).
10. Chamberlain O., Farewell G. W. and Segré E. Phys. Rev., **94**, 156 (1954).
11. Рыбаков Б. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **28**, 651 (1955).
12. Titterton E. W., Brinkley T. A. Nature, **181**, 228, 1960.
13. Muga M. L., Bowman H. R. and Thompson S. G. Phys. Rev., **121**, 270 (1961).
14. Watson J. C. Phys. Rev., **121**, 230 (1961).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ УРАНА

В. Н. ДМИТРИЕВ, Л. В. ДРАПЧИНСКИЙ, К. А. ПЕТРЖАК
Ю. Ф. РОМАНОВ

Энергетическое распределение осколков тройного деления урана исследовалось в ряде работ. Аллен и Дьюэн [1] использовали для этой цели двойную ионизационную камеру, в одной половине которой регистрировались длиннопробежные α -частицы, а в другой — осколки деления. Акты тройного деления идентифицировались по совпадению импульсов из обеих камер. Измерения показали, что распределение осколков тройного деления U^{235} имеет двугорбый характер и сдвинуто относительно двойного деления в сторону меньших энергий. Пик, соответствующий легким осколкам, сдвинут примерно на 10 Мэв , пик от тяжелых осколков — на 7 Мэв . На результаты измерений, проведенных в этой работе, оказала влияние угловая корреляция между осколками и α -частицами, которая привела к тому, что пик от тяжелых осколков — получился выше и больше по площади, чем пик от легких осколков. В работе [2], выполненной аналогичным методом, в результате измерений была введена поправка на угловую корреляцию. Таким образом была увеличена площадь легкого пика, полученная экспериментально, и уточнена форма распределения. Определено, что наиболее вероятные энергии легких и тяжелых осколков тройного деления U^{235} меньше, чем при двойном делении на $(8,1 \pm 0,3) \text{ Мэв}$ и $(5,7 \pm 0,5) \text{ Мэв}$ соответственно.

Последние опыты по исследованию тройного деления U^{235} [3] свидетельствуют о том, что сдвиг пика легких осколков равен $(9,0 \pm 0,5) \text{ Мэв}$, а тяжелых осколков — $(6,0 \pm 0,5) \text{ Мэв}$. Эти измерения были проведены в условиях, исключающих влияние угловой корреляции и позволяющих одновременно определять энергии парных осколков, возникающих в отдельных актах тройного деления. В связи с этим были получены новые и более подробные сведения об энергиях осколков тройного деления. Разность между наиболее вероятными суммарными кинетическими энергиями осколков двойного и тройного деления оказалась равной $(15 \pm 1) \text{ Мэв}$.

Как и в случае двойного деления, максимальная кинетическая энергия приходится на осколки, отношение масс которых составляет около 1,3. Получено, что зависимости, характеризующие выходы осколков тройного и двойного деления при разных отношениях масс, совпадают друг с другом.

После некоторого усовершенствования установки было продолжено изучение энергетического распределения осколков тройного деления: исследовалось деление U^{233} . Условия измерений оставались прежними [3]. Зарегистрировано около 8000 актов тройного и 10 000 актов двойного деления. Найдено, что наиболее вероятные суммарные энергии осколков двойного и тройного деления отличаются между собой на $(16 \pm 1) \text{ Мэв}$. По данным Аллена и Дьюэна [1], наиболее вероятная энергия длиннопробежных α -частиц при тройном делении U^{233} равна $16,5 \text{ Мэв}$. Итак, для наиболее вероятного вида деления U^{233} имеет место такое же соотношение, как для U^{235}

$$E_{\text{дв}} = E_{\text{тр}} + E_{\alpha}, \quad (1)$$

где $E_{\text{дв}}$ и $E_{\text{тр}}$ — суммарные энергии осколков соответственно двойного и тройного деления, E_{α} — энергия длиннопробежной α -частицы.

Разность между наиболее вероятными суммарными энергиями осколков двойного и тройного деления при различных отношениях масс в пределах ошибок постоянна и составляет около 16 Мэв .

Использованный метод исследования позволил определить выходы осколков различных масс (см. рисунок). Из рисунка видно, что максимумы распределений приходятся примерно на одно и то же отношение масс, полуширины их одинаковы и отношения пиков к впадинам равны. Таким образом, массовые распределения осколков тройного и двойного деления имеют определенное сходство, что было также обнаружено нами при исследовании тройного деления U^{235} . Следует отметить, что эти данные противоречат гипотезе Святецкого [4], при помощи которой делается попытка объяснить уменьшение суммарной кинетической энергии осколков двойного деления в области равных масс наличием тройного деления.

Как было показано в работе [5], среднее число нейтронов на акт тройного деления не зависит от энергии длиннопробежных α -частиц [5]. По-видимому, происходит простое перераспределение кинетической энергии между осколками и α -частицей.

Интересно провести прямую экспериментальную проверку этого утверждения. Для этого удобнее всего использовать тройную сферическую камеру, позволяющую производить одновременное измерение энергий осколков и длиннопробежных α -частиц. Однако можно воспользоваться и камерой, описанной в работе [3]. Отдельные энергетические интервалы длиннопробежных α -частиц можно выделять при помощи алюминиевых фольг разной толщины и амплитудного дискриминатора. Каждому энергетическому интервалу α -частиц будет соответствовать определенное энергетическое

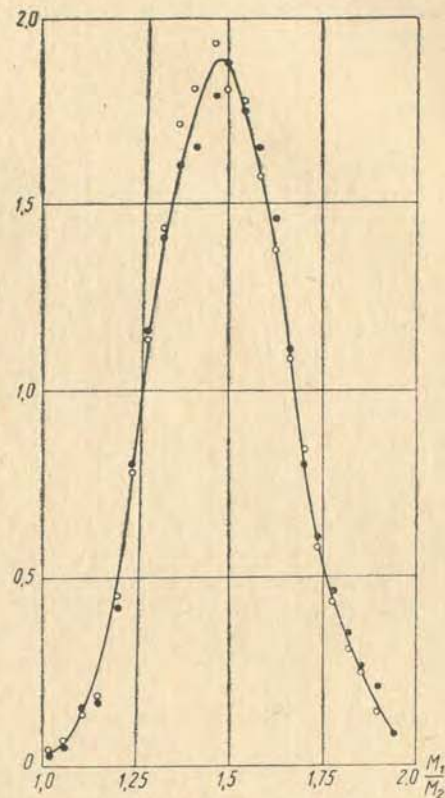
распределение осколков. Так как глобальное распределение осколков в основном связано с наиболее вероятным видом деления ($\frac{M_1}{M_2} \approx 1,5$), то зависимость между $E_{\text{тр. вер}}$ и энергией α -частицы

будет выражаться прямой линией, если суммарная энергия осколков и α -частиц остается постоянной. Экстраполяция этой прямой к $E_{\alpha} = 0$ должна привести к энергии наиболее вероятных осколков двойного деления.

Можно предположить, что соотношение (1) имеет место и при менее вероятных видах деления, т. е. при $\frac{M_1}{M_2} \neq 1,5$.

Тогда наиболее вероятная энергия α -частиц не должна зависеть от масс образующихся осколков, и дисперсия кинетической энергии осколков тройного деления будет меньше соответствующих дисперсий в случае двойного деления примерно на $2-3 \text{ Мэв}$.

Интересен также вопрос согласования полученных экспериментальных результатов с существующими представлениями о механизме тройного деления. Наиболее разработанной схемой тройного деления является модель электростатического отталкивания, предложенная Тзыном [6], согласно которой направление и скорость длиннопробежной α -частицы определяется равнодействующей сил кулоновского отталкивания, действующих на эту частицу со стороны осколков деления. Энергия, приобретаемая α -частицей, зависит как от эффективных радиусов осколков, так и от расстояния между осью деления и центром α -частиц перед моментом разрыва перемычек делящегося ядра. Если это так, то соотношение (1) свидетельствует о том, что при увеличении расстояния между центрами осколков происходит удаление α -частицы от оси деления.



Выход осколков двойного и тройного деления U^{233} в зависимости от отношения масс:

● — двойное деление; ○ — тройное деление.
Кривые нормированы к единичной площади.

Результаты настоящей работы показывают, что тройное и двойное деления имеют ряд сходных характеристик. Поэтому можно предположить, что испускание α -частиц происходит в последний момент деления, когда осколки уже сформированы. Несомненно, что дальнейшие исследования энергетических соотношений при тройном делении приведут к новым и важным сведениям о механизме этого сложного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen K. W., Dewan J. T. Phys. Rev., 80, 181 (1950).
2. Мостовой В. И., Мостовая Т. А., Совинский М., Салтыков Ю. С. «Атомная энергия», 7, 372 (1959).
3. Дмитриев В. Н., Драпчинский Л. В., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 556 (1960).
4. Alexander I. M., Gardik M. F. Phys. Rev., 120, 3, 874 (1960).
5. Апалин В. Ф., Добрынин Ю. П., Захарова В. П., Кутиков И. Е., Микаэлян Л. А. «Атомная энергия», 7, 375 (1959).
6. Tsien San-Tsiang. J. phys. et radium, 9, 6 (1948).

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

М. И. ПЕВЗНЕР

Введение

Основным содержанием статьи является вопрос деления тяжелых ядер медленными и резонансными нейтронами. Вероятность этого процесса, конкурирующего с процессами радиационного захвата и рассеяния нейтронов, измеряется сечением деления и имеет важное значение в деле расчета и проектирования ядерных реакторов. По этой причине сечения взаимодействия делящихся ядер с нейтронами, несмотря на всю сложность их измерения и истолкования, изучены лучше, чем сечения любых других элементов периодической системы. Уже первые нейтронскопические результаты по сечениям делящихся ядер обнаружили факты, неожиданные с точки зрения действовавших теоретических моделей. В сечении деления были обнаружены узкие резонансы, свидетельствовавшие о том, что время жизни составного ядра по отношению к делению сравнимо с временем жизни по отношению к радиационному распаду. Данные этого рода детально обсуждались на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве и на Первом совещании по физике деления, состоявшемся в Москве в 1956 г. Однако уже ко времени Первой международной конференции и, главным образом, после нее стали накапливаться экспериментальные факты, которые требовали дальнейшего уточнения ядерной модели и проливали новый свет на механизм деления [1—3].

Экспериментальные данные и их истолкование

Суммируем эти экспериментальные факты, полученные в основном методами нейтронной спектроскопии:

- 1) делительная ширина резонансных уровней тяжелых ядер непостоянна и меняется от уровня к уровню,
- 2) ход сечения деления в области резонансных уровней несимметричен относительно резонансной энергии,

3) сечение деления в области между резонансами не может быть описано суперпозицией вкладов от изолированных Брейт — Вигнеровских уровней,

4) сечение деления в тепловой области для всех делящихся тепловыми нейтронами изотопов лишь в малой степени объясняется влиянием ближайших выявленных уровней,

5) отношение сечения захвата к сечению деления α для всех делящихся на тепловых нейтронах ядер уменьшается с падением кинетической энергии нейтронов и имеет максимумы в области резонансных уровней. Следует иметь в виду, что это отношение имеет не только физическое значение, но представляет также фундаментальный практический интерес. Именно оно определяет изменение с энергией величины η — числа вторичных нейтронов на один поглощенный делящимся изотопом первичный нейтрон

$$\eta = \nu \frac{1}{1 + \alpha}$$

Таким образом, величина η имеет наибольшее значение в области тепловых энергий нейтронов и падает в области резонансов.

Рассмотрим сначала некоторые выводы из первого утверждения. Данные рисунка показывают, что распределение делительных ширин весьма напоминает распределение нейтронных ширин и существенно отличается от распределения радиационных ширин. Согласно рассмотрению Портера и Томаса [4] вид этих распределений непосредственно связан с числом выходных каналов реакции, с числом возможных путей ее осуществления. На гистограммах нанесены также расчетные кривые, соответствующие одному, двум и четырем возможным каналам. Видно, что истинное число каналов, которое может быть различно для разных ядер, лежит вблизи этих значений. Это, на первый взгляд, неожиданное заключение (ведь число конечных продуктов реакции деления — осколков — весьма велико) нашло, как известно, свое объяснение в теории деления, основанной на коллективной модели ядра, предложенной Бором [5] и Моттельсоном.

Эту модель будем рассматривать лишь в той мере, в какой данные по сечению деления служат ее обоснованию и проверке. Согласно модели Бора — Моттельсона основная часть энергии возбуждения составного ядра, образовавшегося при захвате нейтрона ядром-мишенью, сосредоточена в виде энергии деформации. Поэтому его следует рассматривать как маловозбужденное «холодное» ядро, а квантовые состояния, лежащие над барьером деления, трактовать по аналогии с низкорасположенными уровнями тяжелых четно-четных несферических ядер. Структура уровней таких ядер в интервале энергии возбуждения порядка 1 Мэв известна; она имеет ротационный характер. Поскольку при захвате медленного нейтрона образуется две системы уровней с целочислен-

ными значениями спинов, различающимися на единицу, и с четностью, равной четности исходного ядра-мишени, могут быть высказаны общие соображения относительно взаимного расположения ротационных полос в спектре четно-четного составного ядра. В частности, расстояние между низшими уровнями ротационных полос, соответствующих двум возможным значениям спина, может быть около 1 Мэв , т. е. порядка энергии возбуждения. Отсюда следует, что можно ожидать большого различия в числе доступных квантовых состояний для двух значений спина составного ядра. В предельном случае состояния, соответствующие одному из значений спина, будут лежать ниже порога деления. Тогда в сечении деления будут проявляться уровни только одного спина.

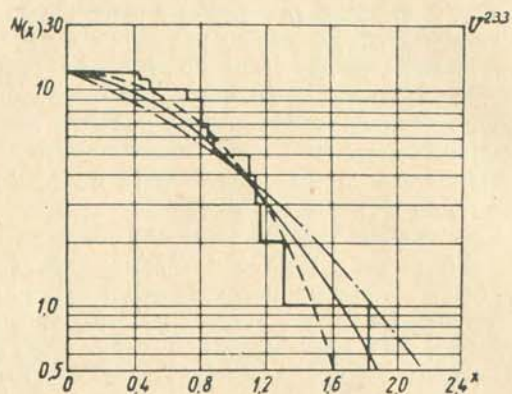
В общем случае число выходных каналов реакции деления, определяемое числом возможных квантовых состояний, лежащих в энергетическом интервале между энергией связи нейтрона и порогом деления, невелико. Поэтому можно качественно объяснить основные особенности процесса деления при малых энергиях возбуждения, наблюдаемые на опыте. Несимметрия делительных резонансов и недостаточность простой суперпозиции уровней Брейта — Вигнера между резонансами объясняется интерференцией ядерных уровней, дающей заметный вклад при малом числе каналов реакции.

Наряду с накоплением и уточнением экспериментального материала происходила разработка математической процедуры, позволяющей количественно учесть результаты интерференции уровней деления [6].

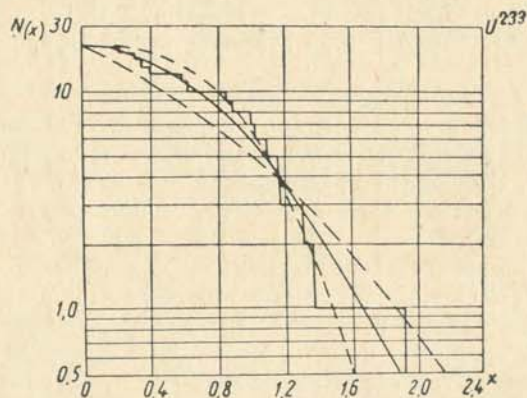
Одним из основных вопросов, который при этом возникает, является вопрос о спинах отдельных уровней составного ядра, поскольку интерференция возможна только между уровнями одного спина. Этот вопрос распадается на две части. Прежде всего необходимо принципиально выяснить, проявляются ли в сечении деления уровни с разным спином и при положительном ответе на этот вопрос определить спины конкретных уровней.

Возможно несколько способов определения спина. Наиболее прямой и общий метод состоит в измерении резонансного рассеяния нейтронов. Данные по σ_s в сочетании с данными по σ_f позволяют определить статистический фактор g , а, следовательно, и J . Для определения спина может быть также использован предсказываемый обобщенной моделью деления эффект зависимости симметрии деления от спина. Высказывались предложения использовать для определения спинов уровней возможную зависимость от него относительной вероятности тройного деления [7]. Спектр γ -лучей захвата монохроматических нейтронов также может дать сведения о спине уровней составного ядра.

Единственным ядром, для которого до настоящего времени получены сколько-нибудь достаточно полные и надежные данные по спинам уровней, является Pu^{239} . Проведение экспериментов по резонансному рассеянию облегчается в этом случае тем, что спин



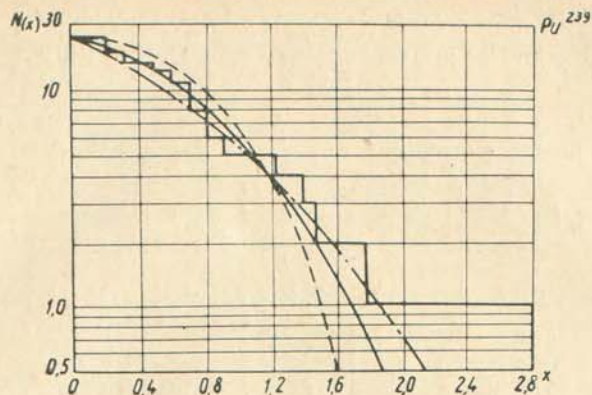
a



б

Распределение величин делительной ширины уровней U^{233} (a), U^{235} (б), Pu^{239}

(в) в функции $x = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_j}$



в

основного состояния Pu^{239} равен $1/2$ и g для двух систем уровней различается в 3 раза.

В табл. 1 приведены значения спинов и ширин первых уровней Pu^{239} и указаны методы определения. К сожалению, данные, полученные измерением резонансного рассеяния, по уровням при энергии — 1,2; 0,287 и 15,5 эв отсутствуют, результаты же других, косвенных методов являются противоречивыми. Следует отметить, что с точки зрения коллективной модели ядра в связи с данными по относительной вероятности симметричного деления [9] значения спинов уровней при энергии 0,287 и — 1,2 эв, полученные четвертым методом, представляются неожиданными. Средние делительные ширины для двух групп уровней в сильной степени зависят от того, к какой группе относится широкий уровень при 15,5 эв.

Данные для U^{233} и U^{235} значительно менее полны. В опытах Режье [10], радиохимически изучавшего распределение осколков по массам при делении U^{233} монохроматическими нейтронами, было показано, что относительная вероятность симметричного деления на резонансе 2,3 эв приблизительно на 40% больше, чем для широкого резонанса 4,7 эв и тепловой области. Отсюда следует, что спин уровня 2,3 эв отличается от спина уровня, ответственного за тепловое сечение, и уровня при 4,7 эв. Существует косвенное соображение, заставляющее предполагать, что все проявляющиеся в виде выраженных резонансов уровни U^{233} принадлежат одному спину. Среднее расстояние между выраженными резонансами U^{233} равно 1 эв. В предположении, что проявляются уров-

ни обоих спинов для силовой функции $\frac{\Gamma_n^0}{D}$ получается значение $0,5 \cdot 10^{-4}$, что в два раза меньше, чем для U^{235} и Pu^{239} .

Таблица 1
Спины и делительные ширины уровней Pu^{239}

$E_0, эв$	$\Gamma_f, мс$	Спин	Метод	Метод определения спина
Связ. упр. (-1,2)	201	0 (1)	3, (4)	1. Измерение резонансного рассеяния [8]
0,287	61±2	1 (0)	2, (4)	
7,84	42±3	1	1, 2	2. Анализ полного сечения в предположении постоянства Γ_f [3]
10,93	147±10	1	1, 2	
11,90	22±2	1	1, 2	3. Сравнительное измерение асимметрии деления тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 0,3 эв [9]
14,3	60±7	—	—	
14,7	33±4	0	1, 2	4. Анализ интерференции уровней в делении [12]
15,5	760±100	0 (1)	2, (4)	
17,6	46±7	1	1, 2	
22,2	75±6	0	1	
23,9	42±5	—	—	
26,2	37±3	—	—	
27,3	3±1	—	—	
32,3	190±50	—	—	
35,3	4±1	—	—	
41,4	11±2	1 (0)	1, (2)	
44,5	4±1	0 (1)	1, (2)	
47,6	310±50	—	—	

Данные по распределению масс осколков при делении U^{235} резонансными нейтронами получены радиохимически с помощью вращающегося диска, покрытого урановой фольгой, при одном из американских испытаний атомных бомб [11]. Разрешающая способность эксперимента составляла около $0,03 \text{ мксек} \cdot \text{м}^{-1}$. За меру вероятности симметричного деления было принято отношение выходов Ag^{111}/Mo^{99} . Оказалось, что от резонанса к резонансу это отношение меняется в пределах от -10% до $+40\%$ по отношению к значению в тепловой области. Вероятность того, что существуют резонансы с преимущественно симметричным делением, весьма мала. Приписав каждому уровню U^{235} одно из двух значений отношения Ag^{111}/Mo^{99} (0,95 или 1,4), авторы получили удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Таким образом, анализ экспериментальных данных позволяет положительно ответить на первую половину вопроса: в делении ядер тепловыми нейтронами проявляются состояния с обоими возможными значениями спина. Однако имеющихся данных по спином недостаточен для проведения однозначного рассмотрения интер-

ференции ядерных уровней в делении, из которого можно было бы получить дополнительные сведения относительно числа каналов и объяснение особенностей поведения сечения деления при малых энергиях нейтронов (п.п. 4 и 5).

Рассмотрим теперь данные по анализу сечений.

П л у т о н и й -239. Анализ данных для Pu^{239} облегчен, во-первых, тем обстоятельством, что спины первых уровней его известны и, во-вторых, сравнительно большим средним расстоянием между уровнями. Требуется прежде всего объяснения большая величина сечения в тепловой области, не объясняемая близлежащими резонансами, и сечение деления в области $3-4 \text{ эв}$, по крайней мере в два раза превышающее значение даваемое формулой Брейта—Вигнера для одиночных уровней. Для того чтобы объяснить эти факты, Фогт [12] предположил существование связанного уровня при $E_0 = -1,2 \text{ эв}$, интерферирующего с уровнями при 7,9, 11 и 15,5 эв. В этих условиях расчет удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Выбор параметров уровней проведен с таким расчетом, чтобы избежать введения связанного уровня с аномально большими Γ_f и Γ_n^0 , однако это противоречит измеренным значениям спинов. Поскольку связанный уровень может интерферировать только с уровнем при 15,5 эв, его делительная и нейтронная ширины должны быть больше.

У р а н -233. Данные по сечениям U^{233} удовлетворительно описываются в предположении, что все наблюдаемые в сечении уровни интерферируют в делении между собой, за исключением широких уровней при энергиях 4,7 и 1,5 эв, что согласуется с данными по спином, приведенным ранее. Последние объясняют около 95% сечения в тепловой области. Существование уровня при энергии 1,5 эв, проявляющегося только в виде уширения крыла резонанса при 1,8 эв, было предположено еще в работе [13]. Средняя делительная ширина узких резонансов равна 0,19 эв, широких — 0,58 эв. При захвате медленных нейтронов U^{233} (спин основного состояния $\frac{5}{2}^+$ возможно образование состояний 2^+ и 3^+). Экспериментальные данные указывают, что состояния 2^+ в ядре U^{234} лежат существенно ниже состояний 3^+ [14]. Естественно предположить поэтому, что проявляющиеся в сечении U^{233} узкие интерферирующие резонансы имеют спин 3^+ , а широкие неинтерферирующие — спин 2^+ . К сожалению, методы нейтронной спектроскопии не позволяют получить надежных данных о параметрах широких уровней.

У р а н -235. Известно, что данные по спином уровней U^{235} отсутствуют. Можно только предполагать, что в сечении деления проявляются уровни с обоими возможными значениями спина. Поэтому к анализу данных по сечениям приступаем с более шатких исходных позиций, чем в остальных случаях. Четкой группировки наблюдаемых методами нейтронной спектроскопии уровней по делительным ширинам, на узкие и широкие, также не происходит.

Для объяснения наблюдаемого хода сечений U^{235} необходимо ввести связанный уровень с аномально большими нейтронной и делительной ширинами (нейтронная ширина в 10, а делительная в 5 раз превышают средние). Вероятность наблюдения такого уровня согласно распределению Томаса — Портера составляет доли процента.

Такая интерпретация данных согласуется и со сведениями о ходе величины α с энергией. Возможные квантовые состояния составного ядра U^{236} должны иметь спины 3^- и 4^- (основное состояние U^{235} $\frac{7^-}{2}$; данных о расположении таких уровней в ядре U^{236}

нет. Известно только по аналогии с другими четно-четными ядрами, что состояния 1^- лежат значительно выше состояний 0^+ , 2^+ , 4^+ . Поскольку энергия возбуждения U^{235} при делении мала и составляет примерно $0,6$ Мэв, можно было бы думать, что U^{235} вообще не должен делиться тепловыми нейтронами. По-видимому, ядро U^{236} в состоянии, предшествующем делению, имеет более асимметричную форму, чем стабильное ядро U^{236} . Тот факт, что состояния 3^- оказались ниже энергии возбуждения $0,6$ Мэв, в этой связи не кажется удивительным. Труднее представить себе столь низкое расположение состояний 4^- .

П л у т о н и й -241. Недавно опубликованы данные по анализу результатов измерения полного сечения Pu^{241} ниже 12 эв [19]. Данные эти примечательны прежде всего в том отношении, что показывают, что даже измерения только полных сечений позволяют сделать интересные, хотя и не исчерпывающие заключения о характере процесса деления. При анализе величина Γ_γ принималась постоянной для всех уровней и равной $0,04$ эв. Результаты анализа указывают на существование у Pu^{241} двух групп уровней, широких и узких, со средними делительными ширинами $0,847$ и $0,074$ эв соответственно. Наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных получается в предположении, что узкие уровни интерферируют между собою и не интерферируют с широкими. Уровень в отрицательной области, существование которого необходимо предположить для объяснения хода сечения в тепловой области, принадлежит к числу узких. Возможные квантовые состояния ядра Pu^{242} должны иметь спины 2^+ или 3^+ . По аналогии с другими четно-четными ядрами, например Pu^{238} , можно предполагать, что число возможных состояний со спином 2^+ в рассматриваемом интервале энергий возбуждения в 3 раза больше, чем со спином 3^+ . Соответственно можно предположить, что узкие уровни имеют спин 3^+ , а широкие — 2^+ .

П о д б а р ь е р н о е д е л е н и е. Для многих ядер порог деления нейтронами лежит в интервале нескольких десятых мегавольт. К ним относятся Pu^{240} (порог деления $0,2$ Мэв), Am^{241} ($0,5$ Мэв), Np^{237} ($0,35$ Мэв), Th^{230} ($0,7$ Мэв), Pa^{231} ($0,45$ Мэв) и другие. Интерес к изучению деления этих ядер резонансными нейтронами вызван как практическими запросами, поскольку все

эти ядра могут накапливаться в реакторах при длительной работе, так и проблемами физики деления. Изучение подбарьерного деления позволяет проверить предсказания теории относительно зависимости проницаемости барьера от его высоты. Следует думать, что в таком делении зависимость вероятности деления от спина уровня проявится более резко и, в частности, можно было бы ожидать, что некоторые резонансы в сечении радиационного захвата не будут видны в сечении деления. Для измерения весьма малых сечений деления перечисленных выше ядер, отличающихся значительной α -активностью, были развиты специальные методы регистрации актов деления, основанные на использовании газовых сцинтилляционных камер [15]. Проведенные до сих пор измерения сечений деления [16] являются недостаточно точными. Кроме того, отсутствуют данные о спинах уровней изучавшихся ядер, что не позволяет интерпретировать имеющиеся данные. Во всяком случае для Np^{237} резонансы при $0,49$ и $1,3$ эв и для Am^{241} резонансы при $0,3$; $0,58$ и $1,57$ эв, обнаруженные в полном сечении, наблюдались и в сечении деления.

Заключение

Накопленные до сих пор данные согласуются с предположением о наличии двух групп делительных резонансов, различающихся своими средними ширинами. Узкие, выраженные резонансы с меньшей средней делительной шириной и соответственно малым отношением $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_c}$ (большое α) связаны с малым числом каналов деления и заметно интерферируют между собой. Широкие резонансы, не интерферирующие между собой и с узкими резонансами, проявляются главным образом в большом сечении деления в тепловой области, меняющемся по закону $\frac{1}{v}$. С этим может быть связано то обстоятельство, что величина η имеет наибольшее значение в тепловой области и между выраженными резонансами и падает в районе узких резонансов (п. 5). Число каналов деления для различных ядер не может быть точно определено из имеющихся данных, но лежит в пределах 1—3. Однозначная корреляция между числом каналов, определяемым выражением $n = 2\pi \frac{\Gamma_f}{D}$ и энергией возбуждения, отсутствует, что можно видеть из табл. 2.

Неопределенность в спинах и числе каналов деления не позволяет провести однозначную обработку экспериментальных данных по сечениям. Обращает на себя внимание также несогласованность между приведенными данными по порогам деления, определенным из реакции (d, pf) и периодами спонтанного деления. В то время как пороги деления U^{233} и U^{235} различаются на $0,5$ Мэв, их периоды спонтанного деления почти одинаковы.

Перечислим в заключение некоторые наиболее интересные направления исследований:

1. Прямое экспериментальное определение спинов уровней и в первую очередь U^{235} , а также Pu^{239} (резонанс при 0,297 эв), U^{233} , Pu^{241} и других делящихся тепловыми нейтронами ядер.

Таблица 2

Число каналов деления и энергия возбуждения ядер

Ядро	Pu^{239}	U^{233}	U^{235}
Энергия возбуждения ¹	1,6	1,5	0,6
$n = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_f}{D}$	0,11	1,2	0,17

¹ По данным работы [18] из реакции (*d, pf*).

2. Расширение круга изучаемых ядер. Измерение сечений взаимодействия с медленными нейтронами всех делящихся ядер.

3. Детальное изучение подбарьерного деления с одновременным определением для этих ядер спинов уровней, проявляющихся в полных сечениях.

4. Сопоставление прямых данных о спинах уровней с данными о распределении осколков по массам при делении нейтронами соответствующих энергий.

5. Уточнение экспериментальных данных по распределению радиационных ширин уровней делящихся ядер и их сопоставление с результатами для неделящихся ядер.

6. Теоретическое рассмотрение зависимости вероятности деления (делительной ширины) от энергии возбуждения как над барьером деления, так и в подбарьерной области.

ЛИТЕРАТУРА

- Shore F., Sailol V. Phys. Rev., 112, 191 (1958).
- Moore, Miller, Simpson. Phys. Rev., 118, 714 (1960).
- Боллингер, Коте, Томас. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные докл. иностранных ученых. Т. 2 — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959.
- Porter C., Thomas R. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
- Бор О. Материалы Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 2. М., Физматгиз, 1958.
- Vogt E. Phys. Rev., 112, 203 (1958); Reich C., Moore M. Phys. Rev., 111, 929 (1958).
- Мостовая Т. Доклад на 1-м Советании по физике деления, 1956. «Атомная энергия». 1. 99, 1956.
- Fraser, Schwartz Bull. Amer. Phys. Soc., 6, 1, 69 (1961).
- Regier R. et al. Phys. Rev., 119, 2017 (1960).

- Regier R., Burgess W., Tromp R. Phys. Rev., 113, 1589 (1959).
- Cowan, Turkevich, Browne. Phys. Rev., 122, 1286, (1961).
- Vogt E. Phys. Rev., 118, 724 (1960).
- Адамчук Ю. В. и др. Материалы Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 4. М., Физматгиз, 1958.
- Gallagher, Thomas. Nucl. Phys., 14,1 (1959).
- Герасимов В. Ф. «Приборы и техника эксперим.», 1, 61 (1961).
- Leonard, Odegarden. Bull. Amer. Phys. Soc., 4, 1, 31 (1959); Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 1, 8 (1961).
- Стоукс Р., Нортроп Д., Бойер К. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные докл. иностранных ученых, т. 2. — Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959.
- Simpson O. D., Moore M. S. Phys. Rev., 123, 559 (1961).

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПРИ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ 20—100 Мэв

Г. А. ПИК-ПИЧАК

1. Зависимость вероятности деления от энергии возбуждения

Поскольку такие свойства деления ядер, как распределение осколков по массе, заряду и по кинетической энергии, рассматриваются в сообщении Г. А. Пик-Пичака и В. М. Струтинского (стр. 12), то здесь обсуждается только вопрос о зависимости вероятности деления от энергии возбуждения и углового момента.

Рассмотрим зависимость вероятности деления ядер под действием α -частиц от энергии возбуждения в районе свинца. В отличие от легких бомбардирующих частиц (p , n , d) при бомбардировке α -частицами с энергией около 40 Мэв в основном образуется составное ядро [1], что позволяет довольно точно определить величину сечения захвата σ_c , а угловой момент еще не настолько велик, чтобы сильно менять вероятность деления. С другой стороны, так как вероятность деления оказывается сильно зависящей от энергии возбуждения, то деление фактически происходит до вылета первого нейтрона (вклад от деления после вылета нейтрона меньше 10%) и, следовательно, отношение сечения деления σ_f к сечению захвата σ_c пропорционально отношению $\Gamma_f/\Gamma_f + \Gamma_n$. Для ядер в районе свинца $\Gamma_n \gg \Gamma_f$ поэтому

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_c} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}.$$

Первые подробные опыты по определению сечения деления легких ядер (район свинца) под действием α -частиц были сделаны Файрхоллом и Нейзелом [2] несколько лет назад. Поскольку они определяли сечение деления радиохимически, то их результаты могут служить только качественным указанием на сильную зависимость вероятности деления от энергии возбуждения. Так, они получили, что $\lg(\Gamma_f/\Gamma_n)$ прямо пропорционален энергии возбуждения и Z^2/A делящегося ядра:

$$\lg \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = -6 + \frac{Z^2/A - 31,6}{0,6} + \frac{E - 31}{7}.$$

Халперн и Николсон [3] определили сечения деления Au^{197} , Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} и Bi^{209} под действием α -частиц. Их измерения более точны, так как они регистрировали сам акт деления, а не его результат. Данные этих опытов уже не согласуются с линейной зависимостью логарифма отношения Γ_f/Γ_n от энергии возбуждения.

В модели ферми-газа, где плотность уровней ядра $\rho(E)$ с энергией возбуждения E равна [4]

$$\rho(E) = \text{const} \exp [2(aE)^{1/2}],$$

где $a = \frac{Ar_0^2}{19,5} \text{ Мэв}^{-1}$, ширину Γ_f деления ядра с высотой барьера деления E_f можно с достаточной для нас точностью представить в виде [5, 6]

$$\Gamma_f = \frac{[2a_f^{1/2}(E - E_f)^{1/2} - 1] \exp [2a_f^{1/2}(E - E_f)^{1/2}]}{4a_f \pi \exp [2(aE)^{1/2}]}.$$

Здесь $\rho(E - E_f) \sim \exp [2a_f^{1/2}(E - E_f)^{1/2}]$ — плотность уровней на вершине барьера деления, а a_f имеет свой индекс для того, чтобы показать, что в общем случае плотность уровней сильно деформированного ядра может отличаться от плотности уровней сферического ядра, имеющего ту же энергию возбуждения. Что же касается нейтронной ширины, то она может быть получена на основе принципа детального равновесия из экспериментально известного сечения захвата. В модели ферми-газа Γ_n имеет вид [6, 7]

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}(E - E_n)}{\pi a_n k_0 \exp [2(aE)^{1/2}]} \exp [2a_n^{1/2}(E - E_n)^{1/2}],$$

где $k_0 = \frac{\hbar^2}{g m r_0^2}$, $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра, A — масса ядра, g — статистический множитель, E_n — энергия связи нейтрона, E — энергия возбуждения ядра до вылета нейтрона.

Таким образом, в рамках приведенных выше ограничений

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{k_0 [2a_f^{1/2}(E - E_f)^{1/2} - 1] a_n \exp [2a_f^{1/2}(E - E_f)^{1/2} - 2a_n^{1/2}(E - E_n)^{1/2}]}{4A^{2/3}(E - E_n) a_f} = C \exp 2(\sqrt{a_f(E - E_f)} - \sqrt{a_n(E - E_n)}). \quad (1)$$

Величина C меняется очень слабо по сравнению с изменением экспоненты для интервала энергии возбуждения в работе [3].

Главный вывод, который может быть сделан на основе уравнения (1), заключается в том, что при одинаковом значении a_n и a_f нельзя разумным образом согласовать результаты эксперимента с расчетом [3]. При постоянных, но разных значениях a_n и a_f экспериментальные результаты довольно хорошо описываются выражением (1). Экспериментальные точки для σ_f , σ_f/σ_c , где σ_c было определено из работы [8], приведены на рис. 1. На этом же рисунке приведено расчетное значение σ_f/σ_c с учетом влияния угло-

вого момента на вероятность деления. Поправка на зависимость вероятности деления от углового момента определялась из работы [9] и оказалась, как это видно из рисунка, небольшой. На рисунке

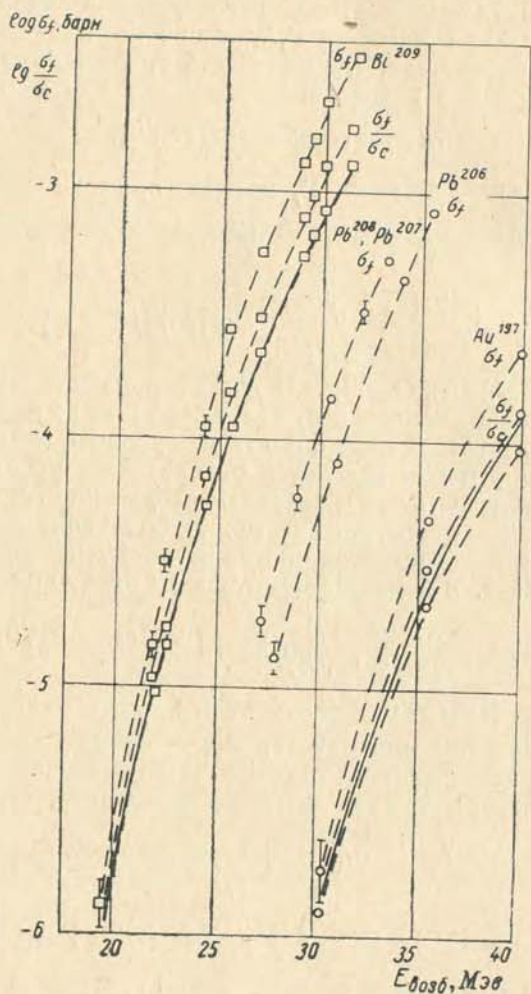


Рис. 1. Зависимость σ_f/σ_c от энергии возбуждения для различных изотопов: — эксперимент с поправкой на M ; — статистическая формула ($\lg \epsilon = -0,85$).

показаны также кривые, полученные из выражения (1). Выбор какого-либо значения a_f и a_n в данном случае сделать нельзя.

Отклонение от (1) имеет место в случае Au для энергии возбуждения в районе 40 МэВ. Это могло бы быть связано с тем, что для

такой энергии помимо образования составного ядра имеют место прямые процессы, т. е. σ_c уже нельзя определять из работы [8]. Однако для Bi и Pb отклонения нет, хотя максимальная энергия α -частиц такая же. Возможно, что это связано с эффектом оболочек, но прямого подтверждения нет. Можно привести другое объяснение данного явления [3]. При небольшой энергии возбуждения (порядка энергии связи нейтрона) величина a_n в области магических ядер всегда уменьшается [10]. Поскольку рассматриваемые делящиеся ядра лежат в области магических ${}_{85}\text{At}_{128}^{213}$, ${}_{81}\text{Tl}_{130}^{207}$, то при энергиях возбуждения 20—40 МэВ a_n может оказаться меньше своего квазиклассического предела. Если это верно, то с ростом энергии возбуждения a_n должно увеличиваться, так как в плотности уровней оболочечные эффекты при больших энергиях возбуждения должны проявляться слабее. Отклонение от выражения (1) в случае Au¹⁹⁷ можно тогда объяснить изменением a_n в зависимости от энергии возбуждения. Различное поведение a_n в случаях Bi и Au, возможно, объясняется тем, что в случае Au играет роль протонная оболочка, в то время как для Bi близка к заполненной нейтронная оболочка.

Что же касается величины a_f , то поскольку ядра сильно деформированы на вершине барьера деления, оболочки недеформированного ядра не должны проявляться. Если ядро имеет диффузную поверхность постоянной толщины, так что значительная часть нуклонов находится там, то для сильно деформированного ядра средняя плотность ядерной материи будет ниже, чем для случая недеформированного ядра, и, следовательно, a_f будет иметь большую величину. С ростом делимости (Z^2/A) деформация на вершине барьера уменьшается. Поэтому разница между a_f и a_n должна уменьшаться.

Рассмотрим далее деление тяжелых ядер в районе урана под действием α -частиц. Так как в этом случае вероятность деления и вероятность вылета нейтрона одного порядка, то вероятность деления должна определяться как сумма вероятностей деления на каждой ступени каскадного испарения нейтронов. Сравнение с экспериментом затруднено, т. к. в настоящее время имеются только оценочные выражения для вероятности деления при каскадном процессе. Так, Ванденбош и др. [1] при обработке своих экспериментов воспользовались несколько модифицированной формулой, полученной Джексоном [11] для испарения нейтронов без учета конкуренции деления:

$$P(E, m) = I(\Delta_m, 2m - 3) - I(\Delta_{m+1}, 2m - 1), \quad (2)$$

где $P(E, m)$ — вероятность вылета m нейтронов из ядра с энер-

$$\text{гией возбуждения } E, I(z, n) = \frac{1}{n!} \int_0^z x^n e^{-x} dx \text{ и } \Delta_m = \frac{E - \sum_{i=1}^m B_i}{T},$$

здесь B_i — энергия связи i -нейтрона, T — температура ядра, принятая для простоты постоянной в течение всего каскада. Модификация этой формулы заключалась в том, что вместо Δ_{m+1} было

подставлено $\Delta_{m+f} = \frac{E - \sum_{i=1}^m B_i - E_f}{T}$. Однако в рамках предположений, сделанных Джексоном, можно получить более точное вы-

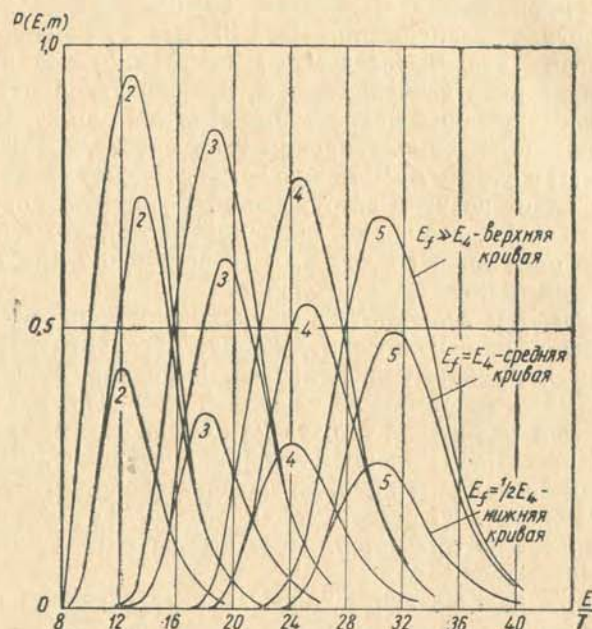


Рис. 2. Зависимость $P(E, m)$ при различных значениях E_f (E_4 — энергия E_n).

ражение для случая $\Gamma_f \geq \Gamma_n$. Отличие от выражения (2) возникает из-за последней ступени каскада

$$P_f(E, m) = I(\Delta_m, 2m-1) - I(\Delta_{m+f}, 2m-1). \quad (3)$$

Эта формула дает правильный предельный переход. Если $E_f \rightarrow 0$, то $P(E, m) \rightarrow 0$. Сравнение выражения (2) и (3) при различных значениях E_f приведено на рис. 2.

Полная вероятность испускания m нейтронов равна

$$W_f(E, m) = \frac{\Gamma_n^m}{\Gamma_f^m} \prod_{i=1}^{m-1} \frac{\Gamma_n^{(i)}}{\Gamma_n^{(i)} + \Gamma_f^{(i)}} P_f(E, m).$$

Это выражение отличается от аналогичного, приведенного в работе [1], тем, что на последней ступени каскада вместо $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f}$ стоит просто Γ_n / Γ_f . Учитывая приближенный характер как (2), так и (3), можно пользоваться результатами для Γ_n / Γ_f , полученными с помощью (2), так как Γ_n / Γ_f из (2) и из (3) отличаются мало. Воспользовавшись значениями барьера деления [12] и энергией связи нейтронов [13], можно из (1) определить отношение Γ_n / Γ_f . Оказывается, что если взять a_f на несколько процентов больше (около 5%), чем a_n , то возможно получить лучшее согласие с экспериментом, чем в случае, когда a_n и a_f равны. В случае $a_n = a_f$ значение $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$, определенное из (1), больше экспериментального в 5—10 раз. Если $a_f = a_n(1 + \delta)$ при $\delta \ll 1$, а $E_n - E_f = \Delta \ll E - E_n$, выражение (1) можно представить в виде

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2A^{2/3} \sqrt{E - E_n}}{k_0 \sqrt{a_n}} \exp \left\{ -\delta \sqrt{a_n} (E - E_n) - \frac{\Delta \sqrt{a_n}}{\sqrt{E - E_n}} \right\}.$$

2. Зависимость вероятности деления от углового момента

Перейдем к делению ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Здесь также наиболее интересен случай сравнительно легких ядер, так как, во-первых, каскадный процесс испарения нейтронов играет меньшую роль, чем в случае тяжелых ядер в районе урана, и, во-вторых, вследствие большой величины барьера деления прямые процессы и процессы передачи нескольких нуклонов от налетающего иона ядру-мишени для деления не играют никакой роли. Для ядер в районе урана передача даже одного нейтрона может привести к делению, поэтому деление может происходить как через составное ядро, так и в результате различных прямых процессов. В работах [14, 16] найдено, что сечение образования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами значительно меньше полного сечения реакций с ионами и может составлять до 50% полного.

Впервые сечение деления для многозарядных ионов было определено В. А. Друиным, С. М. Поликановым и Г. Н. Флеровым [16]. Однако непосредственного заключения о зависимости вероятности деления от углового момента из этих опытов сделать было нельзя, так как исследовались разные составные ядра с различными энергией возбуждения и угловыми моментами. Гилмор [17], выбирая различные ионы и подходящие мишени, получил возможность изучать распад одного и того же составного ядра с одинаковой энергией возбуждения, но с разными угловыми моментами. Эксперимент показал [17], что при одной и той же энергии возбуждения бóльший угловой момент соответствует большей вероятности деления, которая определялась, как отношение экспериментально из-

меренного σ_f к теоретически вычисленному σ_c [18]. Пример двух реакций, в результате которых образуется одно и то же составное ядро Tl^{197} , приведен на рис. 3. На рисунке также даны значения максимального момента для каждой из реакций.

В настоящее время не существует выражения для вероятности деления при $x < 0,81$ и большой энергии вращения, поэтому срав-

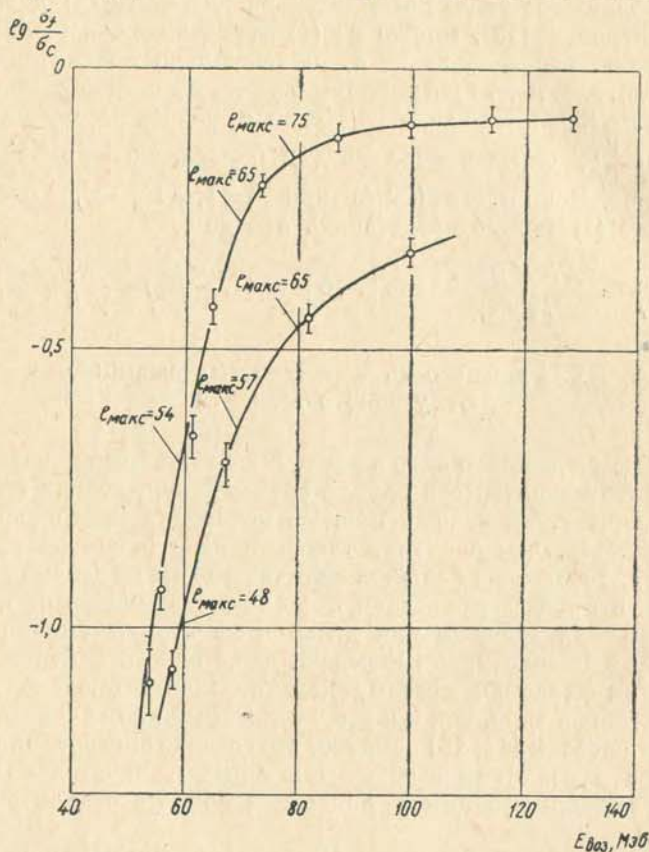


Рис. 3. Зависимость $\frac{\sigma_f}{\sigma_c}$ от энергии возбуждения.

нение с теорией будет сделано только для малых энергий вращения, что соответствует малой энергии возбуждения. В случае Tl^{197} $x = 0,68$ $[(Z^2/A)_{кр} = 50]$. При энергии возбуждения 60 МэВ $y = \frac{E_{вр}}{4\pi R^2 0} = 0,016$ для C^{12} и $y = 0,021$ для O^{16} . Эти значения y удовлетворяют условию применимости теории $y \ll y_{кр}$, где $y_{кр} = 0,064$ ($y_{кр}$ соответствует энергии вращения, при которой аксиально симметричная форма ядра теряет устойчивость).

Отношение вероятностей деления равно

$$\frac{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{O}^{16}}}{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{C}^{12}}} \approx \frac{\left[\frac{2}{I_{\text{макс}}^2} \int_0^{j_{\text{макс}}} i \, dj \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\Gamma_f^{(i)}(j)}{\Gamma_n^{(i)} + \Gamma_f^{(i)}(j)} \prod_{k=1}^{i \geq k} \frac{\Gamma_n^{(k)}(j)}{\Gamma_n^{(k)}(j) + \Gamma_f^{(k)}(j)} \right]_{\text{O}^{16}}}{\left[\frac{2}{I_{\text{макс}}^2} \int_0^{j_{\text{макс}}} i \, dj \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\Gamma_f^{(i)}(j)}{\Gamma_n^{(i)} + \Gamma_f^{(i)}(j)} \prod_{k=1}^{i \geq k} \frac{\Gamma_n^{(k)}(j)}{\Gamma_n^{(k)}(j) + \Gamma_f^{(k)}(j)} \right]_{\text{C}^{12}}}, \quad (4)$$

где

$$\Gamma_f^{(i)}(j) = \Gamma_f^{(i)}(0) \frac{1}{a_i j} \int_0^{\alpha_i j} e^{-t^2} e^{j^2 \beta^2} dt,$$

$$\Gamma_n^{(i)}(j) = \Gamma_n^{(i)}(0) e^{\frac{j^2 \hbar^2}{2I_0} \left(\frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_{i-1}} \right)},$$

$$\beta^2 = \frac{\hbar^2}{2} \left(-\frac{1}{I_f \tau_f} + \frac{1}{I_0 \tau_{i-1}} \right),$$

i — номер ступени каскада [9].

Для нашего случая

$$\frac{\Gamma_f(j_{\text{макс}})}{\Gamma_n(j_{\text{макс}})} = \frac{\Gamma_f(0)}{\Gamma_n(0)} \cdot 80.$$

Отсюда следует, что, во-первых, ядра делятся в основном до вылета нейтронов, вследствие чего максимальный момент оставшихся после деления ядер сравнительно мал, и, во-вторых, вклад деления с небольшой энергией возбуждения мал из-за сильной зависимости вероятности деления от энергии возбуждения. Поэтому для оценки (4) можно воспользоваться отношением вероятностей на первой ступени каскада

$$\frac{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{O}^{16}}}{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{C}^{12}}} = \frac{\left[\int_0^{j_{\text{макс}}} d(j^2) \frac{\Gamma_f(j)}{\Gamma_f(j) + \Gamma_n(j)} \right]_{\text{O}^{16}}}{\left[\int_0^{j_{\text{макс}}} d(j^2) \frac{\Gamma_f(j)}{\Gamma_f(j) + \Gamma_n(j)} \right]_{\text{C}^{12}}} = 2,1 \text{ при } r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Это достаточно хорошо согласуется с экспериментальным значением

$$\frac{\left[\int_0^{j_{\text{макс}}} d(j^2) \frac{\Gamma_f(j)}{\Gamma_f(j) + \Gamma_n(j)} \right]_{\text{O}^{16}}}{\left[\int_0^{j_{\text{макс}}} d(j^2) \frac{\Gamma_f(j)}{\Gamma_f(j) + \Gamma_n(j)} \right]_{\text{C}^{12}}} = \frac{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{O}^{16}}}{(\frac{\sigma_f}{\sigma_c})_{\text{C}^{12}}} = 2,0.$$

Что же касается зависимости вероятности деления от углового момента для тяжелых ядер (район урана), то в этой области экспериментальные данные, позволяющие непосредственно сравнивать деление одинаковых составных ядер с одинаковой энергией возбуждения, но разными угловыми моментами, отсутствуют.

В реакциях $(x, 2n)$ и $(x, 3n)$, где x — α -частица или дейтрон, возможно получение одинаковых составных ядер. Эффект углового момента в таких реакциях не наблюдался, по-видимому, вследствие того, что сам угловой момент мал. Очень грубое сравнение отношения $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$, полученное из опытов с α -частицами и тяжелыми ионами, как будто показывает, что в области хорошо делящихся ядер влияние углового момента и энергии возбуждения взаимно компенсируют друг друга [19]. Однако такое сравнение слишком грубо, чтобы можно было определенно это утверждать.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vandenbosch R., Thomas T. D., Vandenbosch S. E., Glass R. A., Seaborg G. T. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
2. Fairhall A. W., Neuzil E. F. University of Washington, Department of Physics, Cyclotron Research, Annual Progress Report, 1959, p. 19.
3. Halpern I., Nicholson W. J. University of Washington, Department of Physics, Cyclotron Research, Annual Progress Report, 1960, p. 10.
4. Бете Г. Д. Физика ядра, т. II. М. Гостехиздат (1948).
5. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
6. Huizenga J. R., Vandenbosch R. (Preprint), 1960.
7. Weisskopf V. F. Phys. Rev., 52, 295 (1937).
8. Вайскопф В. Статистическая теория ядерных реакций. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
9. Пик-Пичак Г. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 961 (1959).
10. Le Couter K. J., Lang D. W. Nucl. Phys., 13, 32 (1959).
11. Jackson J. O. Canad. J. Phys., 34, 767 (1956).
12. Vandenbosch R., Seaborg G. T. Phys. Rev., 110, 507 (1958).
13. Hyde E. K., Seaborg G. T. Handbuch der Physik, v. 39, 1957.
14. Britt H. C., Quinton A. R. Phys. Rev., 120, 1768 (1960).
15. Knox W. J., Quinton A. R., Anderson C. E. Phys. Rev., 120, 2120 (1960).
16. Друин В. А., Поликанов С. М., Флеров Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 1298 (1957).
17. Gilmore. The effect of angular momentum of fission probability (thesis), 1960.
18. Thomas T. D. Phys. Rev., 116, 703 (1959).
19. Гарантин Н. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 250 (1960).

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н. А. ПЕРФИЛОВ

1. Общие замечания

К настоящему моменту известно большое число экспериментальных работ по изучению деления ядер нейтронами различных энергий, протонами, дейтронами, α -частицами, многозарядными ионами и мезонами. Ограничимся рассмотрением лишь делительных событий при возбуждении ядер частицами с энергией в десятки и сотни мегаэлектронвольт, для выяснения влияния величины энергии возбуждения ядра перед делением на распределение по массам продуктов деления, значение сечений и делимостей для ядер из разных мест периодической таблицы и соотношение между конкурирующими процессами при охлаждении ядра.

При облучении ядер частицами с кинетической энергией до 40—50 Мэв реакция во многих случаях идет через образование составного ядра, возбужденного до энергии, равной сумме кинетической энергии частицы и энергии связи в составном ядре. Когда ядра бомбардируются частицами, например, протонами с $E \geq 100$ Мэв, имеет место прямое взаимодействие частицы с нуклонами. Результатом является появление каскадных частиц (или частиц выбивания) и ядер остатка. Каскад развивается преимущественно в направлении потока бомбардирующих частиц и состоит в основном из нейтронов, протонов, и с много меньшей вероятностью в каскаде присутствуют частицы с большим зарядом и массой, такие, как литий, углерод и более тяжелые. Ядро, оставшееся после прохождения каскада, оказывается в возбужденном состоянии, и энергия зависит от развития каскада в каждом индивидуальном случае и варьируется от небольших величин до энергии бомбардирующей частицы. Число частиц в каскаде увеличивается вместе с ростом энергии бомбардирующих протонов. Например, для мишени из урана при росте энергии протонов от 400 до 660 Мэв число каскадных частиц возрастает от 2,8 до 5,7 [1].

На рис. 1 приведены микрофотографии двух делительных событий на уране, вызванных протонами с энергией 9 Бэв [2]. Одно

деление (рис. 1, а) совершилось при большой передаче энергии и сопровождалось излучением заряженных частиц. Второе (рис. 1, б) по виду подобно делению на медленных нейтронах.

Укажем способ оценки средней величины энергии возбуждения при определенной энергии протонов.

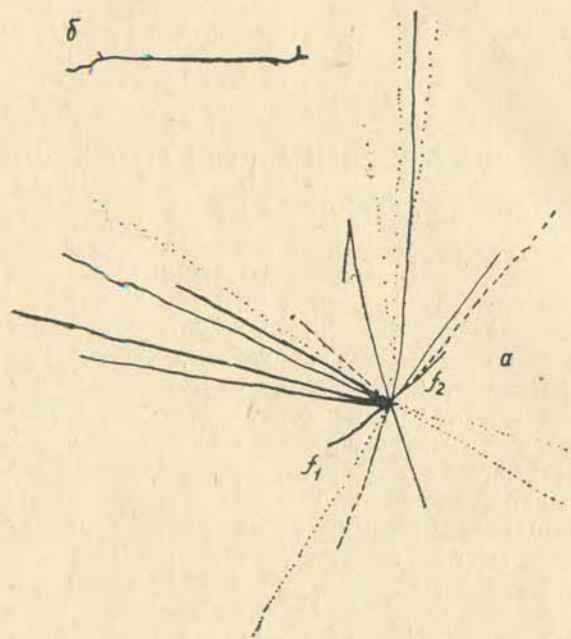


Рис. 1. Деление ядер урана протонами $E_p = 9 \text{ Мэв}$: а) — деление сопровождается восемнадцатью заряженными частицами; следствие большой порции энергии, переданной ядру протоном; б) — случай деления с малой передачей энергии.

1. Если ядро-остаток делится, то по отклонению угла разлета осколков от 180° можно, применяя законы сохранения энергии и импульса, при некоторых упрощающих предположениях оценить энергию возбуждения для данного индивидуального случая [3]. Из подсчета множества случаев получается ее среднее значение.

2. Если из опыта получить сечения для выходов продуктов расщепления ядра-мишени и продуктов деления, то также можно оценить энергию возбуждения ядра [4], используя правила подсчета, даваемые статистической теорией ядра.

3. Можно оценить энергию возбуждения применением расчетного метода случайных испытаний (метод Монте-Карло).

На рис. 2 можно видеть зависимость средней энергии возбуждения ядра-мишени от энергии протонов для ядер U, Ru, Cu и Al [5].

Заряд и масса ядра остатка, очевидно, определяются как разности $Z - \sum Z_k$ и $M - \sum M_k$, где Z и M — заряд и масса ядра-мишени, а Z_k и M_k — заряды и массы каскадных частиц.

Число каскадных нейтронов определится по числу протонов, но с превышением в $\frac{A-Z}{Z} \frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}$ раз. Здесь σ_{pn} и σ_{pp} — сечения рассеяния протон — нейтрон и протон — протон внутри ядра.

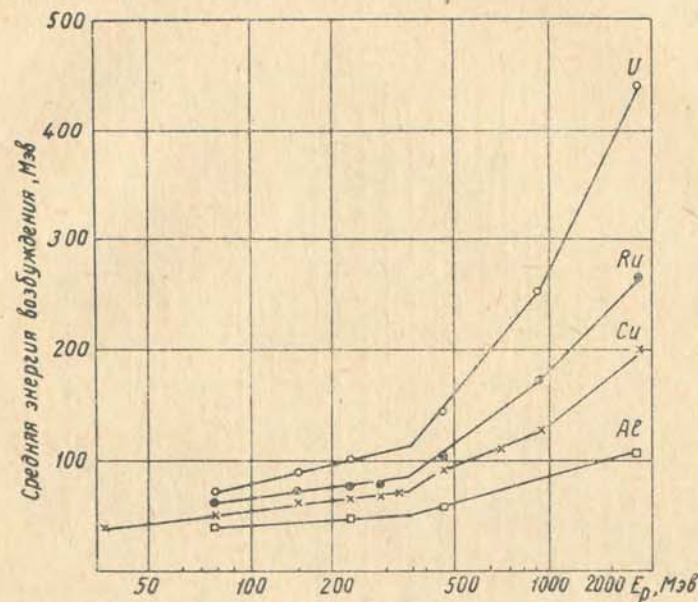


Рис. 2. Средняя энергия возбуждения остаточного ядра как функция энергии бомбардирующих протонов.

Однако данные, приведенные выше, не определяют Z и M ядра в момент его деления. При энергии возбуждения, много большей порога деления и энергии связи нуклонов в ядре, делению может предшествовать процесс испарения протонов¹ и нейтронов, который при больших энергиях возбуждения идет, примерно, с равной вероятностью для протонов и нейтронов, а при сравнительно малых (менее 100 Мэв) из тяжелых ядер испаряются преимущественно нейтроны [6]. Масса и заряд ядра в момент деления определяются соотношением между частичной и делительной ширинами, различными при заданной энергии возбуждения для разных элементов периодической таблицы.

Изучению соотношений между делительной и испарительной ширинами к настоящему времени посвящено значительное число

¹ Точнее, заряженных частиц: протонов, дейтронов, α -частиц.

работ. Этот вопрос является одним из основных для понимания механизма деления, в дальнейшем он обсуждается в применении к делению на частицах высоких энергий.

2. Распределение по массам продуктов деления

Рассмотрим экспериментальные данные об изменении распределения по массам продуктов деления с изменением энергии возбуждения и Z ядер-мишеней.

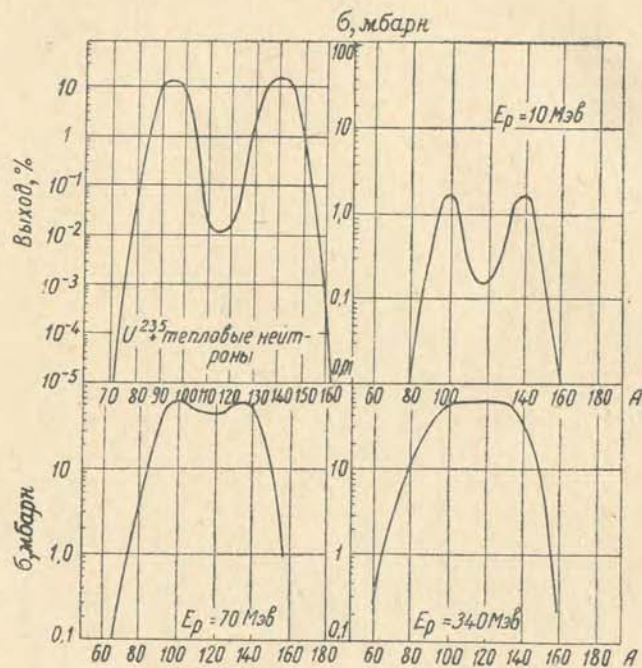


Рис. 3. Распределение по массам продуктов деления урана при действии тепловых нейтронов, протонов с энергией 10, 70 и 340 $Mэв$.

Известно, что для ядер в области урана при увеличении энергии частиц распределение по массам изменяется в направлении возрастания выходов симметричного деления. Кривые (рис. 3) дают представление об эволюции спектра масс при действии на уран тепловыми нейтронами, протонами с энергией 10, 70 и 340 $Mэв$ [7]. Данные получены радиохимическим методом. При действии тепловыми нейтронами, в основном деление происходит на осколки, существенно различные по массам. Кривая выходов имеет два максимума. Отношение максимального выхода к минимальному около 600. При делении протонами с энергией 10 $Mэв$ это отношение уменьшается до 10 из-за увеличения доли симметричных деле-

ний, и при делении протонами с энергией 340 $Mэв$ их доля увеличивается так, что кривая имеет лишь один максимум, приходящийся на выходы симметричных и близких к симметричным по массе продуктов делений. Одновременно происходит заметное уширение кривых в сторону легких продуктов деления. Так, для значения ординаты $\sigma_j = 0,1$ мбарн при увеличении энергии протонов от 10 до 340 $Mэв$ распределение уширяется приблизительно от 66 до 100 массовых единиц. Подобная картина в изменении распределения по массам с ростом энергии возбуждения имеет место также при делении плутония [8] и тория [9].

Уширение кривых распределения по массам с ростом энергии возбуждения может быть связано с двумя причинами:

1. При увеличении энергии бомбардирующих частиц растет число каскадных частиц, средняя энергия возбуждения ядер и уменьшается, в среднем, массовое число ядра перед делением. При том же отношении масс при делении массы ядер-продуктов будут меньше, когда энергия протонов больше. Так как делиться будет набор ядер с различными энергиями возбуждения, то граница со стороны тяжелых продуктов существенно не изменится, в то время как появление более легких продуктов деления расширит кривую в сторону меньших масс.

2. Уширение кривой массового распределения с ростом энергии возбуждения связано с появлением и ростом выходов более асимметричных делений.

Изменения в распределении по массам продуктов деления урана в зависимости от энергии возбуждения изучались в работе [10]. Уран вводился в фотослой и пластинки облучались протонами с энергией 660 $Mэв$. Делительные события, замеченные в фотослое, разбивались затем на группы по числу $n_{ар}$ заряженных частиц (испарительных), сопровождающих деление. Ранее [11] была установлена зависимость между $n_{ар}$ и средним значением дополнительного до 180° угла между осколками, который характеризует энергию возбуждения ядра-остатка. До энергий протонов около 660 $Mэв$ выполняется эмпирическое соотношение вида $E_{возб} = A + Bn_{ар}$ (A и B — постоянные), которое позволяет классифицировать случаи деления по энергиям возбуждения. Распределение по отношениям пробегов $L_{л}/L_{т}$ осколков при энергиях возбуждения 60, 240 и 380 $Mэв$, заменяющее распределение по массам, приведено на рис. 4. Заметно явное уширение кривых за счет уменьшения числа симметричных и роста асимметричных делений. Авторы утверждают, что изменение в распределении по отношениям пробегов не связано с переносной скоростью, а является следствием влияния величины энергии возбуждения на распределение по массам продуктов деления.

Вид кривых массового распределения продуктов деления существенно зависит как от E , так и от Z ядра-мишени. Так, например, при делении Ra^{226} протонами с энергией 11 $Mэв$ наблюдается раздельно два вида деления: асимметричное и симметричное [12, 13]

При увеличении энергии возбуждения примерно в два раза преобладающим становится симметричное деление (рис. 5 а и б). Два вида деления, асимметричное и симметричное, имеют место также для Th^{232} при делении γ -квантами с $E_{\text{макс}} = 70 \text{ Мэв}$. [14].

На рис. 6 представлено распределение по массам продуктов деления Bi^{209} протонами с энергией 36 и 58 Мэв по данным Сугихара Ройсмара и Мидовса [15]. Сечения деления равны 1,9 и 11,3 мбарн соответственно.

При делении протонами с энергией 36 Мэв было обнаружено отдельно наблюдаемое асимметричное деление в области масс 66—73. Выход асимметричного деления составляет величину лишь около 0,3% общего выхода. Если отразить точки в область тяжелых осколков, приняв число мгновенных нейтронов равным четырем, то максимумы в распределении продуктов асимметричного деления будут соответствовать массовым числам 70 и 136. Для радия из работы [12] значения для максимумов равны 87 и 135. Следовательно, у висмута, как и у ядер с большим Z , положение максимумов для тяжелых осколков остается неизменным и лишь смещается положение максимума для легких осколков. Авторы работы [15] предполагают, что наличие асимметричного вида деления для висмута, как и для

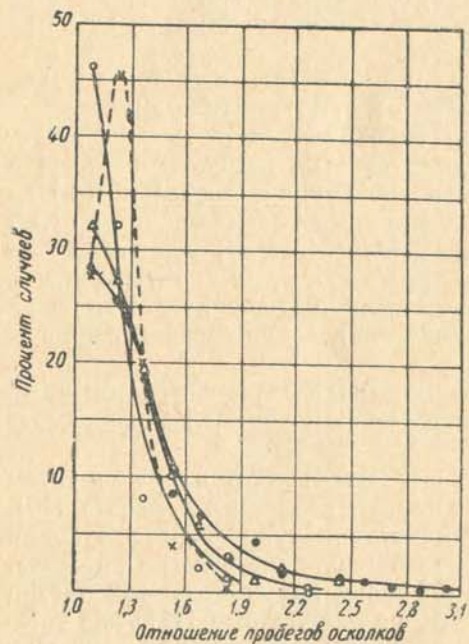


Рис. 4. Распределение отношений пробегов L_d/L_t осколков деления урана при различных энергиях возбуждения:

○ — энергия возбуждения, приблизительно равная 60 Мэв ; △ — энергия возбуждения, приблизительно равная 240 Мэв ; ● — энергия возбуждения, равная приблизительно 380 Мэв ; × деление на тепловых нейтронах.

более тяжелых ядер, обусловлено влиянием оболочечных эффектов, в данном случае оболочек с числом протонов и нейтронов 50 и 82. На кривой выходов при делении протонами с энергией 58 Мэв уже нет никаких намеков на два отдельно наблюдаемых вида деления.

На основе рассмотренных фактов можно сделать предположение, что симметричное деление обусловлено увеличением энергии возбуждения вне зависимости от массового числа элемента. Асимметричное деление, которое выявляется в виде двугорбого распределения по массам, как указывалось в работе [16], связано с нали-

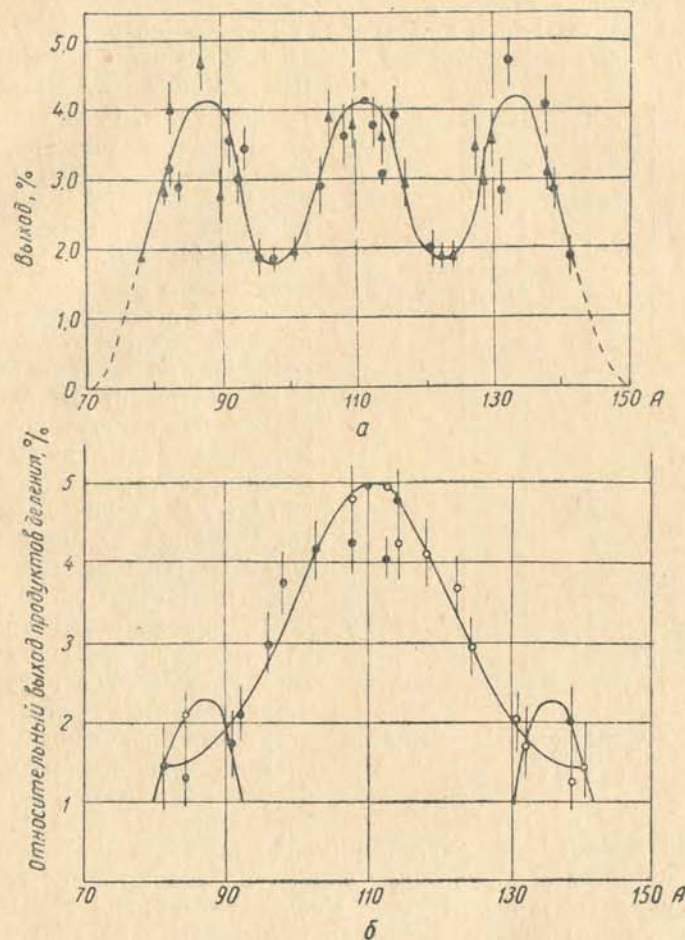


Рис. 5. Распределение по массам продуктов деления радия: а — протонами с энергией 11 Мэв ; б — дейтронами с энергией 22 Мэв ; ● — измеренные величины; ▲ — зеркально отображенные точки, $\nu=5$; ○ — зеркально отображенные точки, $\nu=3$.

чем нейтронных и протонных оболочек в ядре. Для тяжелых элементов (торий, уран и тяжелее) оно является основным видом деления при малых энергиях возбуждения и простирается до висмута, где составляет лишь долю процента. Таким образом, выходы асимметричного деления зависят от структуры ядра и его места в периодической таблице.

Для висмута, как и для урана, интересно сопоставить между собою массовые распределения при разных энергиях возбуждения.

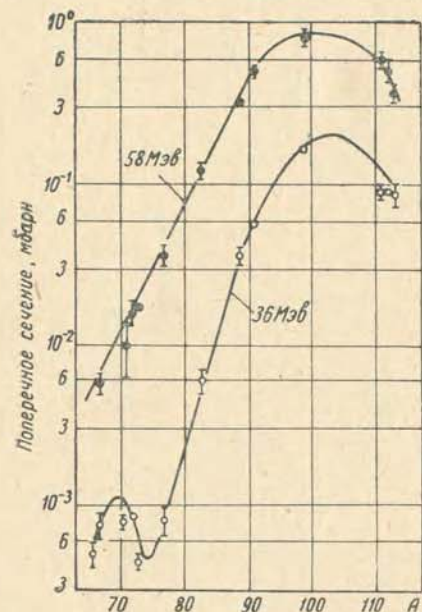


Рис. 6. Распределение по массам продуктов деления Bi^{209} протонами с энергией 36 и 58 Мэв.

Этo можно сделать из рассмотрения рис. 7, 8, 9, где приводятся распределения по массам при делении дейтронами с энергией 22 и 190 Мэв [17, 18], протонами с энергией 340 и 480 Мэв [19, 20]. Из сравнения видно, что ширины кривых массового распределения существенно зависят от энергии возбуждения и увеличиваются с ее ростом от 18 массовых единиц при энергии возбуждения около 27 Мэв до 40 — при делении дейтронами с энергией 190 Мэв. С увеличением энергии возбуждения для совокупности делящихся ядер вступают в действие другие виды деления, более асимметричные, которые при меньших энергиях запрещались внутренними условиями. Эта асимметрия уже много происхождения и не связана с наличием внутриядерных замкнутых оболочек.

При делении протонами с энергией 340 и 480 Мэв кривые примерно одинаковы по площади, но для 480 Мэв распределение шире у основания за счет убыли вклада симметричного деления. Увеличение вклада асимметричных делений [4] с ростом энергии возбуждения наглядно видно из отношения $\frac{\sigma_f(660)}{\sigma_f(480)}$ для выходов различных продуктов деления (рис. 10). Выходы продуктов асимметричных делений (Ba^{128} , Sr^{89}) возросли больше, чем выходы симметричных делений (Ag^{111} , Mo^{93}).

Для понимания кривых распределения при энергии протонов 300 Мэв и выше следует отметить, что кроме продуктов деления совместно появляются продукты отщепления и фрагментации. Продукты отщепления заполняют область в распределении не только около массового числа ядра-мишени, но при таких энергиях смы-

каются с продуктами деления (со стороны тяжелой компоненты). Продукты фрагментации заполняют область от $Z \geq 2$ и при достаточно высокой энергии протонов выходы их также распространяются до легких продуктов деления с сопоставимыми сечениями. Если энергия протонов превышает 1 Бэв, то продукты деления уже четко в распределении не выделяются. На рис. 9 видно, что при $E_p = 3$ Бэв распределение по массам (свинцовая мишень) представляется монотонной кривой и выходы мало различаются для всего интервала масс от 20 до 185.

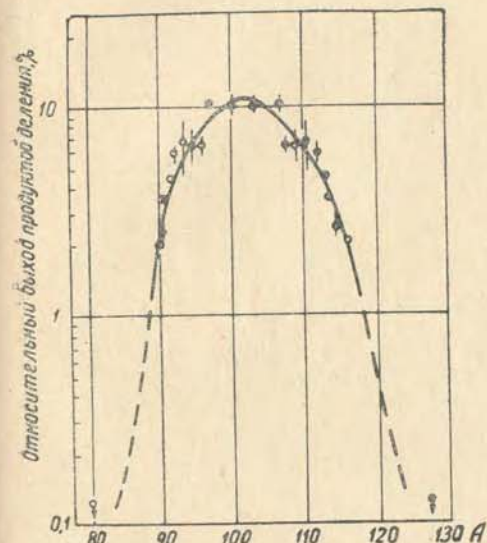


Рис. 7. Выходы продуктов деления висмута дейтронами с энергией 22 Мэв: ● — наблюдаемый выход; ○ — выход дополнительного осколка, $v=4$.

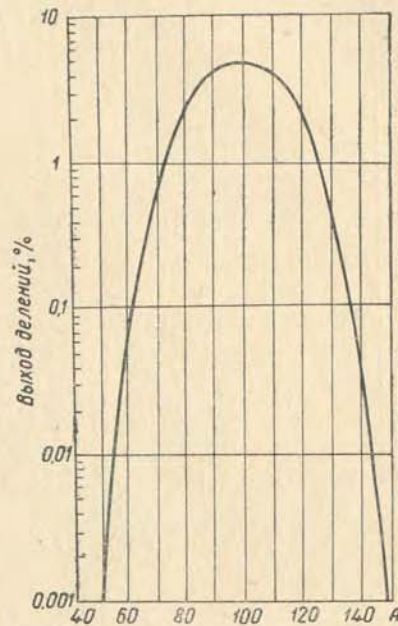


Рис. 8. Выходы для продуктов деления при облучении Bi^{209} дейтронами с энергией 190 Мэв.

Интересно отметить, что при высоких энергиях возбуждения распределение по массам продуктов деления существенно не отличается для таких разных ядер, как уран, висмут и вольфрам [10]. Это видно из рис. 11, где распределение по отношениям пробегов дано при энергии возбуждения, равной около 400 Мэв.

При дальнейшем уменьшении Z мишени, например при делении тантала, выходы продуктов деления при энергии протонов 340 Мэв (рис. 12) еще отделяются четко от продуктов отщепления и фрагментации. Отношение максимального выхода к минимальному (по краям распределения) около 10. При $E_p = 5,7$ Бэв для тантала, как и для свинца при $E_p = 3$ Бэв, не разделяются между собою продукты отщепления, деления и фрагментации. В область, занимаемую при меньших энергиях осколками деления с заметным

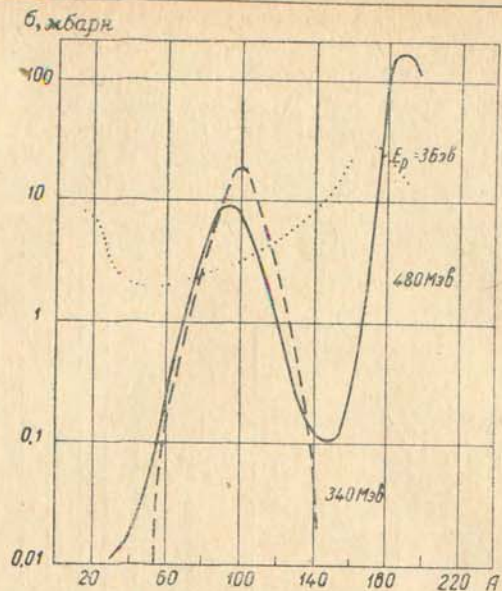


Рис. 9. Выходы продуктов деления и отщепления при действии на висмут протонами с энергией 340 и 480 Мэв и на свинец протонами с энергией 3 Бэв.

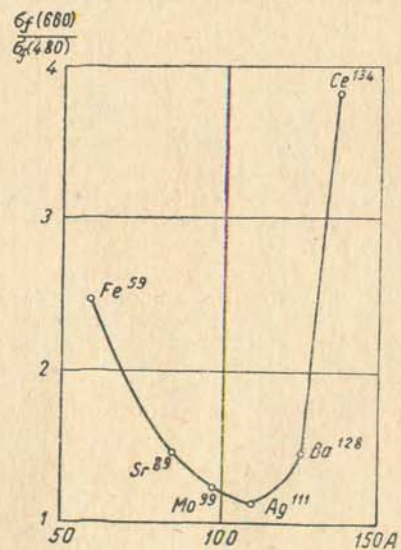


Рис. 10. Отношение сечений для продуктов деления висмута, характеризующее увеличение выходов асимметричных делений с возрастанием энергии протонов.

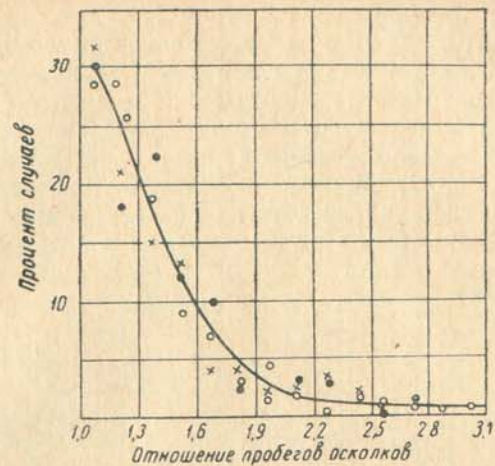


Рис. 11. Распределение отношений пробегов осколков деления U, Bi и W при энергии возбуждения около 400 Мэв:
○ — деление урана; ● — деление висмута;
× — деление вольфрама.

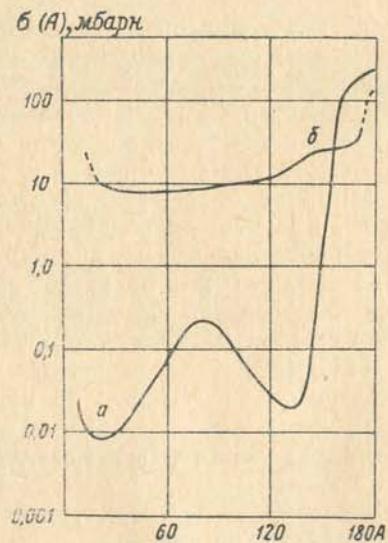
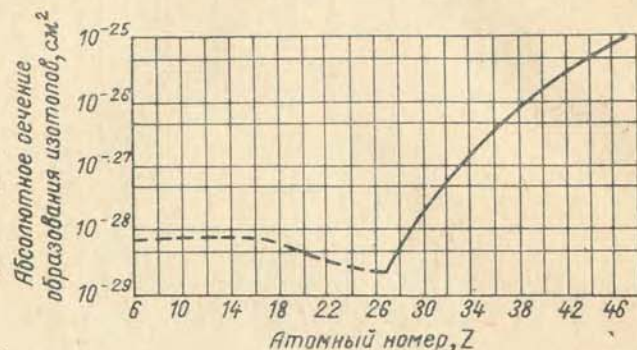


Рис. 12. Выходы продуктов деления и отщепления для тантала:
а — протоны с энергией 0,34 Бэв;
б — протоны с энергией 5,7 Бэв.

сечением могут попадать продукты отщепления и фрагментации. Действительно, сечение фрагментации на тантале при энергии протонов около 6 *Бэв* составляет величину около 130 *мбарн* для фрагментов с $Z \gg 4^1$. При таких энергиях значителен вклад событий с двумя и даже тремя фрагментами на расщепление. Расщепления с фрагментами обычно многолучевые. Так, для $E=9$ *Бэв* среднее число лучей в расщеплениях с фрагментами около 17. Средний заряд фрагмента примерно равен 5. Из этих данных получим, что средний заряд ядра-остатка в расщеплениях с одним фрагментом уменьшается на 23 и в расщеплениях с двумя фрагментами

Рис. 13. Сечения образования элементов в результате расщепления серебра протонами с энергией 480 *Мэв*.



на 28 единиц заряда, т. е. для среднего значения заряда ядра-остатка будем иметь величину около 50—45. Следовательно, область массовых чисел, которая при энергиях 300—400 *Мэв* заполняется продуктами деления при больших энергиях, будет пополняться также ядрами-остатками от расщеплений с фрагментами.

При действии частиц высоких энергий на элементы с меньшими Z , чем у тантала, например на серебро [22] или даже медь [23], на массовых кривых, полученных радиохимическим методом, не наблюдается характерного максимума, соответствующего продуктам симметричного деления. Здесь продукты отщепления и фрагментации перекрывают область, куда могут попасть возможно осколки деления даже и при не очень высоких энергиях протонов. На рис. 13 приводится кривая выходов элементов при расщеплении серебра протонами с энергией 480 *Мэв* по работе [22].

3. Сечения деления и делимости $(\sigma_f/\sigma_t)^2$

Наибольшее количество данных для σ_f/σ_t получено при изучении взаимодействия протонов с ядрами. Из рассмотрения резуль-

¹ Сечение фрагментации на серебре для $E=6$ *Бэв* по работе [24] около 90 *мбарн*. Сечение на тантале оценим из выражения $\sigma_{\text{ф Та}} = \sigma_{\text{ф Аг}} \frac{\sigma_{\text{геом Та}}}{\sigma_{\text{геом Аг}}}$

² σ_f — сечение деления, σ_t — сечение неупругого взаимодействия.

татов по измерению сечений при делении дейтронами и α -частицами с энергиями, большими 100 *Мэв*, следует, что σ_f/σ_t существенно не меняется от природы частиц в той мере, в какой это не связано с изменением заряда делящегося ядра. Имеется в виду, что при заданной энергии с увеличением σ_f при замене, например, протона дейтроном соответственно увеличивается и σ_t [25, 26]. Сказанное выше относится и к нейтронам (данные по делению многозарядными ионами не включены в рассмотрение).

При высоких энергиях вклад делительных событий в общее сечение взаимодействия существенно и регулярно зависит от Z ядра-мишени. Отношение σ_f/σ_t приближается к единице для ядер конца периодической таблицы (за ураном) и убывает с уменьшением ядерного заряда. Наиболее полные данные, позволяющие проследить изменение σ_f/σ_t до практически любых энергий, получены из опытов по делению U^{238} . Сечение деления для урана достигает значения приблизительно равного 1,35 *барн* при энергии протонов 100—150 *Мэв* [27, 28] и далее существенно от энергии не зависит. Так, при $E_p=9$ *Бэв* $\sigma_f=1,3 \pm 0,4$ *барн* [2]. Полное неупругое сечение при $E_p=300$ *Мэв* по данным работы [26] равно 1,85 *барн* и при дальнейшем увеличении энергии протонов убывает незначительно. Следовательно, для U^{238} $\sigma_f/\sigma_t=0,756$ по всему интервалу энергии от 100 *Мэв* и выше. Для тория σ_f при энергии протонов свыше 100 *Мэв* составляет величину, близкую к 0,8 *барн* [28], и соответственно $\sigma_f/\sigma_t=0,465$. Для Bi^{209} при энергии протонов около 350 *Мэв* сечение деления достигает величины около 200 *мбарн* по измерениям с помощью ионизационной камеры. Это, вероятно, максимально возможное значение σ_f для висмута. При дальнейшем увеличении энергии протонов σ_f существенно не меняется, что видно, например, из рис. 9, где представлены результаты радиохимического исследования выходов продуктов при облучении висмута протонами с энергиями 340, 480 *Мэв* и свинца протонами с энергией 3 *Бэв* [19, 20]. Суммарные выходы для продуктов деления висмута при двух разных энергиях совпадают в пределах возможных ошибок измерений. При облучении свинцовой мишени протонами с энергией 3 *Бэв* выходы заполняют весь интервал массовых чисел от 20 до 200.

В работе [19] отмечается, что если по аналогии с результатами для энергии протонов 0,34 и 0,48 *Бэв* считать продукты ядерной реакции в интервале масс от 120 до 40 как результат деления, то для сечения деления свинца получится величина около 100 *мбарн*. Берется массовый интервал, сдвинутый влево на 20 единиц, исходя из того, что при энергии протонов 3 *Бэв* средняя энергия возбуждения будет значительно выше, каскадных частиц больше, и продукты деления должны иметь меньшую массу. Таким образом, максимальное значение сечения деления составляет величину около 200 *мбарн* для Bi и 100 *мбарн* для Pb . Принимая значения σ_t для Bi и Pb соответственно 1,6 и 1,56, получим для σ_f/σ_t величины 0,13 и 0,064 [26]. Для Au^{197} по результатам измерений

сечений деления при энергии протонов до 340 Мэв $\sigma_f = 0,05$ и $\sigma_f/\sigma_t = 0,035$. Это значение, по-видимому, несколько занижено, но не намного.

На рис. 14 можно видеть зависимость σ_f/σ_t для U^{238} , Th^{232} , Bi^{209} и Au^{197} по измерениям Стейнера и Юнгермана [28]. Для урана и тория эта зависимость оказывается строго постоянной в интервале энергий 100—350 Мэв. Для висмута при энергии 350 Мэв кривая близка к насыщению, а для золота насыщение еще не достигнуто, но рост делимости с энергией явно замедлился и можно полагать, что кривая уже недалеко от насыщения.

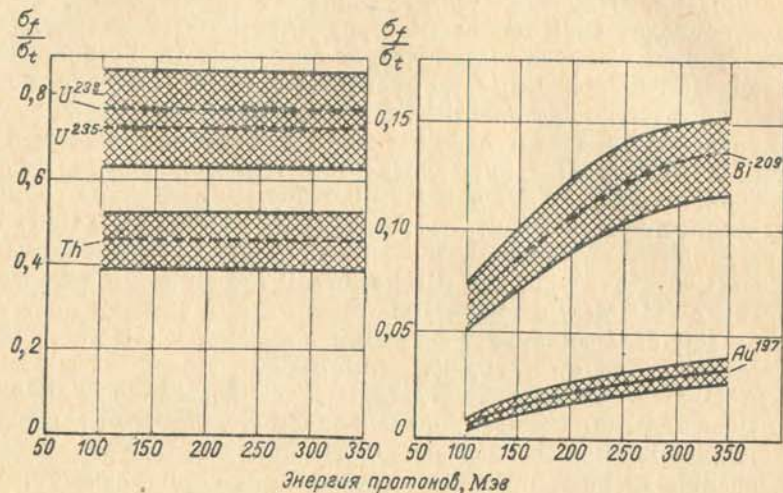


Рис. 14. Отношение σ_f/σ_t как функция энергии для U^{235} , U^{238} , Th^{232} , Bi^{209} и Au^{197} .

Для вольфрама и тантала значения σ_f при $E_p = 660$ Мэв равны соответственно $0,011 \pm 0,003$ и $0,008 \pm 0,003$ по измерениям с помощью фотометода [1] и метода радиохимического [29]. Полное сечение неупругого взаимодействия 1,44 и 1,42 барн [26], а σ_f/σ_t равны 0,0076 и 0,0056. По измерениям А. К. Лаврухиной с сотр. [30, 31] лантан-134, сурьма-122 имеют при $E_p = 660$ Мэв сечение деления 0,6 и 0,25 мбарн. Значения σ_t соответственно 1,16 и 1,07 барн, а вероятности 0,000517, и 0,000234. Сечение деления для серебра [32] равно 0,3 мбарн, а по Кофстаду [33] около 0,05 мбарн; вероятности деления $3 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-5}$. Значения для делимостей, как они определены были выше, нанесены на рис. 15 в полулогарифмическом масштабе в зависимости от Z^2/A . Экспериментальные точки до лантана хорошо совпадают с прямой линией¹. Три

¹ Для удобства введем параметр Z^2/A , хотя зависимость приблизительно будет удовлетворять и параметру Z , учитывая, что $A \approx 2Z$.

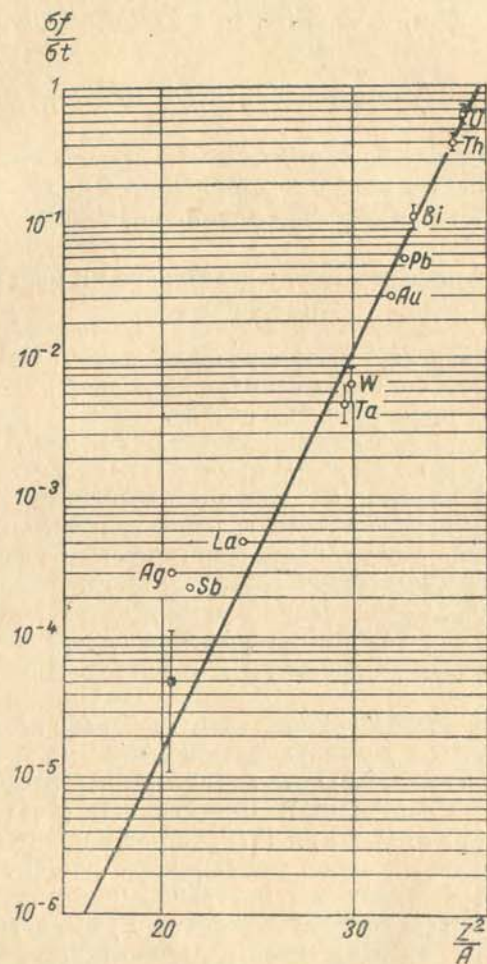


Рис. 15. Логарифм σ_f/σ_t как функция Z^2/A .

значения делимостей: для лантана, сурьмы и серебра, если σ_f серебра взято из работы [32], далеки от прямой. Возможно, что здесь имеет место иной механизм, отличный от классического деления, или большинство наблюдаемых случаев обязано процессу типа фрагментационного.

Если согласиться, что проведенная прямая правильно отражает зависимость σ_f/σ_t от Z^2/A , то в аналитической форме это запишется

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = \exp \{0,682 [Z^2/A - 36,25]\},$$

из которой следует, что для $Z^2/A = 36,25$ сечение неупругого взаимодействия должно полностью или почти полностью, учитывая приближенный характер выражения, определяться делением.

4. Соотношение между делительной и испарительной ширинами

Чем выше энергия бомбардирующих частиц, тем разветвленное каскад и тем больше будет отличаться Z ядер-мишени от Z ядер-остатков после прохождения каскада.

Совокупность возбужденных ядер-остатков, получающихся после прохождения каскада, уменьшает энергию возбуждения путем испарения частиц. Если энергия возбуждения много больше порога деления и вероятности деления велики, то деление ядра-остатка может произойти, когда энергия возбуждения еще высока. Энергия возбуждения будет сниматься тогда испарением частиц уже из осколков. Соотношения ширины делительной и испарительной для разных состояний возбуждения определяет момент деления. Эти соотношения различны для разных мест периодической таблицы.

1. Для ядер вблизи свинца, висмута большинство экспериментальных данных по делению частицами высоких энергий объяснялось на основе эмиссионного механизма деления, впервые сформулированного в работе [34]. Эмиссионная гипотеза исходит из предположений, что $\Gamma_n \gg \Gamma_f$ и Γ_f/Γ_n растет в процессе эмиссии нейтронов, барьер для деления понижается с ростом Z^2/A , а энергия связи нейтрона увеличивается. Экстремальное предположение эмиссионной гипотезы соответствует условию $\Gamma_f \approx 0$, когда энергия возбуждения больше энергии связи нейтрона в ядре. При этом деление происходит, когда создаются условия, при которых энергия возбуждения больше порога деления, но меньше энергии связи нейтрона. Всегда считается, что $\Gamma_f > \Gamma_\gamma$, где Γ_γ — ширина радиационная.

В последние годы появились экспериментальные данные при энергиях возбуждения до 50 Мэв , т. е. сравнительно не очень больших, которые истолковываются в пользу деления с верхнего уровня возбуждения. Речь идет об опытах, проведенных в Вашинг-

тонском университете Файерхоллом с сотр. [13], по делению обогащенных изотопов свинца α -частицами с энергиями до 42 Мэв . Остановимся подробнее на этих результатах.

На рис. 16 приводятся функции возбуждения для выходов Y^{93} , одного из продуктов деления, для разных изотопов свинца. Авторы формулируют два вывода из приведенных зависимостей:

выходы не зависят от массового числа, и в этом смысле параметр Z^2/A оказывается несостоятельным в данном энергетическом интервале α -частиц;

отношение Γ_f/Γ_n — быстро возрастающая функция энергии возбуждения делящихся ядер.

Как следствие этих двух выводов является утверждение высокотемпературного деления. Действительно, из рис. 16 следует, что поперечное сечение для образования компаунд-ядра $Pb^{208} + He^4 = Po^{212}$ и деления с возникновением Y^{93} , равно $0,02 \text{ мбарн}$ при $E_\alpha = 33 \text{ Мэв}$. Если деления не произойдет и Po^{212} испустит нейтрон, то получим изотоп Po^{211} , для которого энергия возбуждения составит величину около 27 Мэв и сечение деления $0,003 \text{ мбарн}$. Отсюда получим, что только около $1/7$ всего выхода Y^{93} должно получиться из Po^{211} , Po^{210} и т. д. Следовательно, деление свинца α -частицами — деление высокотемпературное.

По работе [13] можно заметить следующее:

а) Вывод о поведении Γ_f/Γ_n сделан, исходя из зависимости от энергии возбуждения выхода иттрия, одного из продуктов деления, а не из отношения сечений σ_f/σ_t , что неравноценно, так как в первом случае не учитывается изменение сечения образования составного ядра с изменением энергии α -частиц.

б) Авторы работы делают вывод о независимости выходов Y^{93} от массового числа при делении свинца α -частицами. В то же время известны опыты, утверждающие влияние массового числа изотопа на σ_f . Например, Гокерман и Перлман [18] при делении обогащенных изотопов свинца дейтронами до 100 Мэв нашли, что выходы Mo^{99} при энергии дейтронов около $30 - 40 \text{ Мэв}$ отличаются в $30 - 40$ раз (рис. 17) для изотопа Pb^{208} и смеси, обогащенной более легкими изотопами $Pb - 207, 206, 204$.

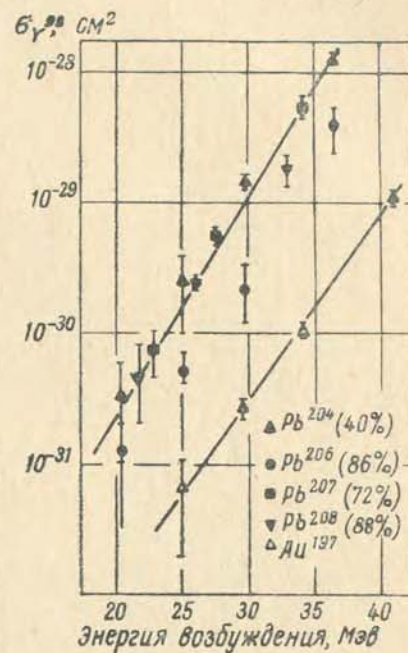


Рис. 16. Выход Y^{93} как функция энергии возбуждения при делении изотопов свинца α -частицами.

Келли и Виганд [35] с помощью ионизационной камеры измеряли σ_f для изотопов свинца с массовыми числами 204, 206, 208 при делении нейтронами с энергией 84 Мэв и также нашли зависимость от массового числа. Их данные приведены в табл. 1. Однако в монографии Халперна [36] результаты работы [13] дают зависимость σ_f/σ_t от энергии возбуждения и наблюдается также зависимость от массового числа изотопа свинца. Но зависимость от энергии возбуждения сильнее, чем от массы изотопов и заключение о росте Γ_f/Γ_n с увеличением энергии возбуждения в рассмотренном интервале энергий остается в силе. Этот результат поддерживается также исследованием Вильсона [37], выполненным в той же лаборатории.

Вильсон изучал угловое распределение продуктов деления свинца α -частицами с энергией 43 Мэв. Как отмечает Вильсон, экспериментальные точки хорошо ложатся на кривые, рассчитанные в соответствии с теоретической формулой Халперна, Струтинского [38] лишь в предположении,

что $\frac{\sigma_{Pb}(\alpha f)}{\sigma_{Pb}(\alpha n f)} \approx 4$.

Из опытов по делению ядер α -частицами с энергией около 40 Мэв нельзя, конечно, сделать заключения о поведении Γ_f/Γ_n при значительно больших энергиях возбуждения. Известны результаты, указывающие на преобладание вероятности испарения частиц перед делением. В последние годы получены данные по зависимости выходов от отношения масс осколков (точнее отношения пробегов L_d/L_T) при делении Вi и Рb протонами 660 Мэв. Было найдено, что выходы деления в зависимости от отношения пробегов осколков, измеренных в фотослое, изменяются не монотонно. При делении висмута [39], например, для случая, сопровождающегося вылетом 4—5

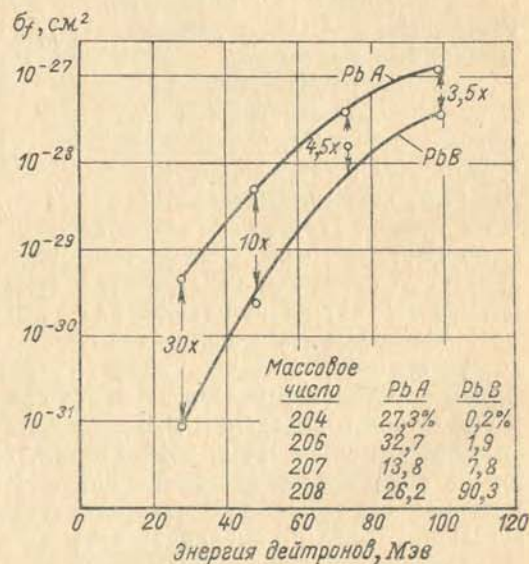


Рис. 17. Выходы Mo^{99} в зависимости от энергии дейтронов при делении обогащенных изотопов свинца.

заряженных частиц, в гистограмме выходов наблюдаются максимумы, когда $L_d/L_T = 1,3-1,45$ (рис. 18). Это явление может быть

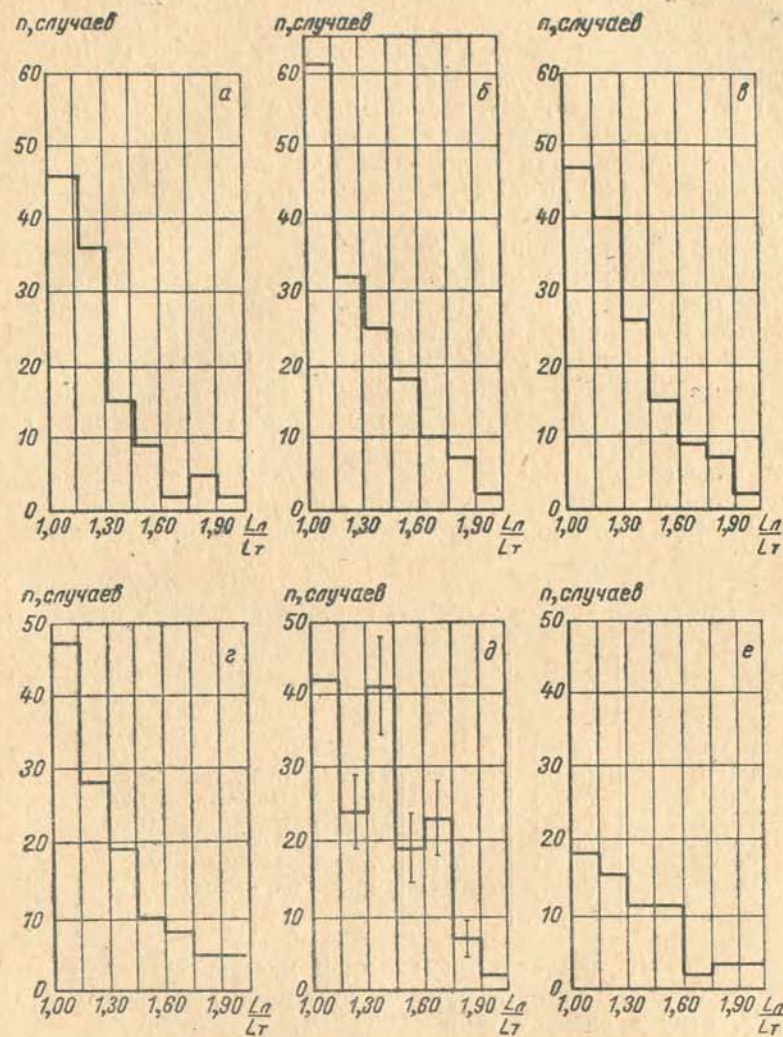


Рис. 18. Распределение по отношениям пробегов осколков при делении висмута протонами с энергией 660 Мэв [9].

объяснено влиянием оболочек с числом протонов 50 и 28 и, на наш взгляд, может служить аргументом в пользу эмиссионного механизма деления таких ядер, как свинец и висмут, исходя из

того, что оболочечные эффекты не должны бы выявляться при больших энергиях возбуждения¹.

2. Обратимся к экспериментальным исследованиям по изучению деления при действии частиц высоких энергий на ядра в районе плутония, урана и тория. Рассмотрим те работы, откуда можно сделать некоторые выводы о соотношении между Γ_f и Γ_n при разных энергиях возбуждения.

а) В работах [40, 41], выполненных в Калифорнийском университете группы Сиборга, изучались функции возбуждения для продуктов отщепления и деления при облучении α -частицами с энергиями от 20 до 50 Мэв изотопов плутония и урана (Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{242} , U^{233} , U^{235} и U^{238}). Изучались выходы продуктов, соответствующих реакциям (α, xn) , (α, pxn) и реакции деления. В результате были сделаны следующие основные выводы.

Наблюдаются малые сечения для продуктов отщепления и большие сечения для деления. Например, для изотопа Pu^{239} при действии α -частицами с энергией 47,5 Мэв сечение отщепления равно 30 мбарн, а $\sigma_f = 1900$ мбарн. Таким образом, измеренное сечение для всех продуктов отщепления составляет всего лишь около 1,5%.

Анализ сечений продуктов реакции (α, xn) , исходя из предположения о компаунд-ядре, привел к величине среднего значения Γ_f/Γ_n от 1 до 7 для изотопов плутония (табл. 2).

Таблица 2
Отношения Γ_n/Γ_t и Γ_f/Γ_n для изотопов плутония и юрия

Ядро мишени	Реакция	Ядро продукта	Промежуточные ядра	G_n среднее	Γ_f/Γ_n^* среднее
Pu^{238}	$(\alpha, 2n)$	Cm^{240}	$\text{Cm}^{242}, 241$	0,16	5,2
Pu^{238}	$(\alpha, 4n)$	Cm^{238}	$\text{Cm}^{242}, 241, 240, 239$	0,12	7,3
Pu^{239}	$(\alpha, 2n)$	Cm^{241}	$\text{Cm}^{243}, 242$	0,24	3,2
Pu^{239}	$(\alpha, 3n)$	Cm^{240}	$\text{Cm}^{243}, 242, 241$	0,20	4,0
Pu^{239}	$(\alpha, 4n)$	Cm^{239}	$\text{Cm}^{243}, 242, 241, 240$	0,16	5,4
Pu^{242}	$(\alpha, 2n)$	Cm^{244}	$\text{Cm}^{246}, 245$	0,66	0,52
Pu^{242}	$(\alpha, 4n)$	Cm^{242}	$\text{Cm}^{246}, 245, 244, 243$	0,30	2,3

Отношение Γ_f/Γ_n растет с уменьшением массового числа изотопа. В табл. 3 даны соответствующие значения для изотопов U^{233} и U^{235} , откуда следует также, что

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{\Gamma_t}{\Gamma_n} - 1$$

изменяется в тех же пределах.

¹ Подробнее о наличии оболочечных эффектов сообщается в статье В. Ф. Даровских «Пробеговые характеристики при делении протонами ядер свинца» (см. стр. 226 настоящего сборника).

Предположение, сделанное авторами, о независимости отношения Γ_f/Γ_n от энергии над порогом эмиссии нейтрона приводит к совпадению вычисленных сечений отщепления с экспериментальными (рис. 19).

При данных в табл. 3 значениях Γ_n/Γ_t для изотопов урана конкуренция в пользу деления является преобладающей и при употребленных в опыте энергиях возбуждения около 80% случаев предшествует испарению нейтрона. Примерно к подобным же выводам приходит в своих исследованиях Пэйт [42] также из анализа сечений выходов продуктов расщепления урана.

б) Отмеченные выше данные относились к поведению тяжелых ядер, возбуждение которых не превышало 50 Мэв.

В 1958 и 1960 гг. были опубликованы исследования [43, 44], посвященные изучению соотношения между Γ_f и Γ_n при боль-

Таблица 3
Значение вероятностей эмиссии нейтрона реакции (α, xn) для U^{233} , U^{235}

$(\Gamma_n/\Gamma_t)_i^1$	U^{233}	U^{235}
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_1$	0,12	0,23
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_2$	0,17	0,32
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_3$	0,07	0,15
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_4$	0,10	0,21
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_5$	0,04	0,09

¹ Индексы соответствуют числу испущенных нейтронов.

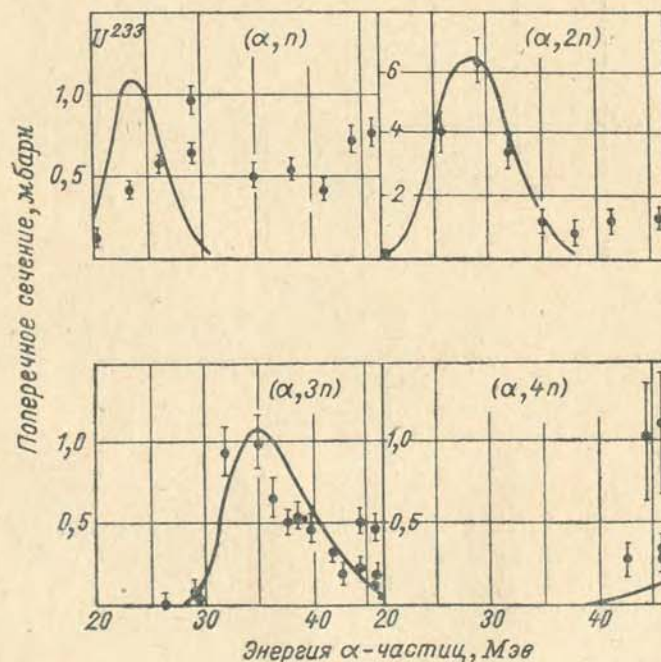


Рис. 19. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки) функций возбуждения для реакций (α, xn) на U^{233} [1].

ших, чем 50 Мэв, энергиях возбуждения для ядер в области урана и тория с помощью электронных вычислительных машин. Линднер, Туркевич [44] вычисляли сечения для продуктов расщепления U^{238} протонами энергией 340 Мэв, результаты сравнивались с экспериментальными данными Линднера и Осборна [45].

При вычислениях использовались различные предположения о соотношениях между делительной и испарительной ширинами:

1) отношение Γ_f/Γ_n является функцией, типичной для данного ядра и не изменяющейся с энергией в области, где $E_{\text{возб}} \approx 100$ Мэв;

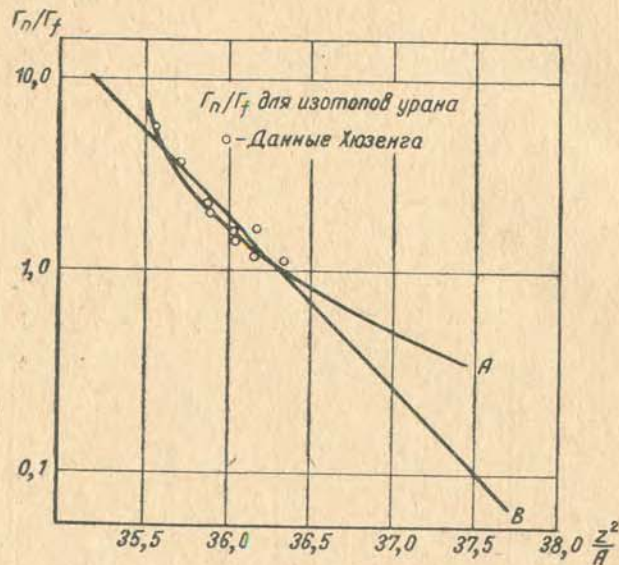


Рис. 20. Варианты зависимости Γ_n/Γ_f от Z^2/A , принятые в вычислениях Линднера и Туркевича.

2) деление конкурирует лишь на последней стадии испарения нейтронов, т. е. $\Gamma_f/\Gamma_n = 0$, скажем, для $E_{\text{возб}} > 20$ Мэв и $\Gamma_f/\Gamma_n \neq 0$ для $E_{\text{возб}} < 20$ Мэв;

3) деление приводит к исключению эмиссии нейтронов выше некоторой энергии, взятой при вычислениях равной 40 Мэв, т. е. $\Gamma_f/\Gamma_n = \infty$ при $E_{\text{возб}} > 40$ Мэв и Γ_f/Γ_n — ограниченное при $E_{\text{возб}} < 40$ Мэв.

4) отношение Γ_f/Γ_n является непрерывно изменяющейся функцией энергии возбуждения при $E_{\text{возб}} \leq 100$ Мэв в соответствии с предположением Достровского и др. [43].

При проверке приведенных предположений значения для Γ_f/Γ_n для изотопов урана брались из работы Хюзенга, причем проверялось как предположение о линейной зависимости (рис. 20, кривая В), так и более сложной (кривая А). Сравнение с экспериментальными данными Линднера и Осборна показало, что вычис-

ления ближе согласуются с предположением линейной зависимости $\ln(\Gamma_n/\Gamma_f)$ от Z^2/A ; из предположений 1—3 наилучшее совпадение получается при независимости Γ_f/Γ_n от энергии возбуждения (табл. 4). В соответствии с вычислениями Достровского и др. предположение 4 проверялось при задании Γ_f/Γ_n выражением:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{3,05}{A^{2B}(E-E_n)} \left\{ 2 \left[\frac{1}{10} A(E-E_f) \right]^{1/2} - 1 \right\} \times \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{A}{10}} [(E-E_f)^{1/2} - (E-E_n)^{1/2}] \right\}.$$

Подобное задание Γ_f/Γ_n сильно усложняет вычисления и поэтому определялись лишь сечения для двух изотопов U^{232} и U^{228} , которые получились равными 29 и 4,4 мбарн, в то время как экспериментальные значения равны 3 и 0,03 мбарн соответственно. Видим, следовательно, что при задании отношения Γ_f/Γ_n , как указано выше, не получается соответствие с экспериментальными данными. Отсюда можно заключить [44], что предположения о зависимости Γ_f/Γ_n от энергии в подобной форме дают меньшую вероятность деления в течение процесса испарения, чем это следует из экспериментально полученных результатов для изотопов U^{232} и U^{228} , хотя вычисления Достровского с соавторами неплохо согласуются с другими экспериментальными данными.

Таблица 4

Сечения для изотопов урана—расчетные с учетом деления и экспериментальные, мбарн

Массовые числа	237	236	235	234	233	232	231	230	229	228	
Прямая В рис. 20	1)	26,7	29	22	14,4	8,3	4,1	1,7	0,53	0,13	0,025
	2)	27	30	22	17	14	10,5	7,9	5,4	3,4	1,8
	3)	26,6	28	20	10	2,2	0,3	0,03			
Сечение из опыта . . .	~50					≤4		0,35	0,06	0,038	

Следует добавить, однако, как отмечают и авторы работы [43], что вычисления не дают очень хороших совпадений при всех разобранных предположениях. Особенно это относится к изотопам очень близким по массовым числам к массе ядра мишени и к очень далеким. В отношении ближнего изотопа с массой 237 предполагается, что здесь расхождение связано с возможностью образования изотопа не испарением нейтронов, а механизмом прямого взаимодействия. Расхождение с экспериментом для

дальних изотопов может быть вызвано тем обстоятельством, что существующая теория испарения нуклонов из-за неучета некоторых эффектов дает слишком малую вероятность испарения заряженных частиц при $E_{\text{возб}} < 100 \text{ Мэв}$. Но известны и результаты, допускающие иное истолкование поведения Γ_p/Γ_n при энергиях возбуждения около 100 Мэв . В. П. Шамовым [46] был проведен анализ экспериментальных данных по выходам продуктов расщепления урана протонами с энергией 340 Мэв по результатам опытов Линднера и Осборна [45]. Полагая, что вероятность эмиссионного деления определяется исключительно параметром Z^2/A , В. П. Шамов сопоставил по этому параметру продукты расщепления изотопов урана и протактиния, выходы которых были определены в опытах Линднера и Осборна. При делении по схеме «глубокого» эмиссионного деления, т. е. при предположении $\Gamma_p/\Gamma_n = 0$, когда $E_{\text{возб}} > E_n$, как отмечается в работе, для изотопов урана и протактиния, отобранных по принципу равного Z^2/A , должно выполняться условие равной вероятности для деления изотопов U^{237} , возбужденного до энергии U_0 , и изотопов Pa^{237} , возбужденных до энергии $U_0 + 40 \text{ Мэв}$. Предположение о равной вероятности действительно удовлетворяет экспериментальным данным Линднера и Осборна. Это было В. П. Шамовым истолковано как указание, что деление происходит в основном после снятия энергии возбуждения испарением нейтронов.

Хардинггом и Фарли [47] изучалось угловое распределение нейтронов относительно линии разлета осколков при делении урана нейтронами с энергией 147 Мэв . Понимая под коэффициентом анизотропии отношение числа нейтронов, испущенных под углами 0 и 90° к направлению движущегося осколка, можно при некоторых предположениях по найденному на опыте коэффициенту анизотропии оценить число нейтронов, испущенных до и после деления. Используя метод измерения совпадений нейтронов с осколком деления, Хардинг и Фарли [47] определили величину коэффициента анизотропии равной $1,27 \pm 0,11$ при делении урана протонами с энергией 147 Мэв . Коэффициент анизотропии можно также вычислить при различных предположениях о соотношении между Γ_p и Γ_n при разных энергиях возбуждения и сравнить с экспериментально найденным. Из сопоставления авторы [47] пришли к заключению, что при делении урана протонами с энергией 147 Мэв , в среднем испаряется 13 нейтронов, из них после деления $2,5 \pm 1$. Так как 2,5 нейтрона следует отнести к испусканию осколками за счет внутренней энергии ядра, то из приведенных результатов следует, что практически вся энергия возбуждения снимается предварительной эмиссией нейтронов.

В обзоре [47] по делению ядер частицами высоких энергий ($E_{\text{возб}} < 100 \text{ Мэв}$) описаны результаты двух экспериментов, из

¹ Равные Z^2/A были найдены для изотопов урана и протактиния, сдвинутых по массе на 5 единиц. Отсюда разница в энергии возбуждения получится 40 Мэв , считая 8 Мэв на частицу (нейтрон).

которых следует, что деление преимущественно происходит после испарения протонов.

В опыте В. П. Шамова [41] по делению урана протонами 450 Мэв с помощью фотометода произведен расчет зависимости числа заряженных частиц (не каскадных) от энергии возбуждения в предположении, что вся энергия снимается испарением; результаты расчетов хорошо совпали с опытными данными (рис. 21). Распределение по энергии заряженных частиц [41, 49] также соответствует испарению части их до деления (рис. 22).

В. И. Остроумов и Р. А. Филлов [50] исследовали угловое распределение испарительных протонов, сопровождающих деление, относительно линии разлета осколков, которое оказалось изотропным.

Из совокупности этих двух опытов следует, что большинство протонов испаряется ядром до деления и, следовательно, при высоких энергиях возбуждения конкуренция в начальный момент, когда вероятности испарения протонов и нейтронов сближаются, осуществляется в пользу испарения частиц. Для тяжелых ядер это соответствует энергии возбуждения свыше $75\text{--}100 \text{ Мэв}$, при энергии меньше 70 Мэв по вычислениям Достровского и сотр. [6] из общего числа испаренных частиц $99,7\%$ должны составлять нейтроны.

Заключение

Из рассмотренного обширного экспериментального материала, относящегося к делению ядер частицами высоких энергий, сделаем следующие заключения:

1. С ростом энергии возбуждения распределение по массам указывает на возрастание вначале вероятности симметричного деления, а затем наблюдается уширение кривой массового распределения¹ с уменьшением доли симметричного деления. Асимметричное распределение по массам, типичное для деления при малых энергиях возбуждения и, возможно, обусловленное влиянием оболочек, наблюдается не только при делении ядер с $Z \geq 90$ и радия, но и при делении висмута [15].

2. Делимости ядер (σ_f/σ_t) растут с возрастанием энергии возбуждения до некоторой величины, определенной для данного Z , и затем не зависят или слабо зависят от энергии. До ядер, занимающих место в середине или почти в середине периодической таблицы, делимости приближенно описываются выражением

$$\sigma_f/\sigma_t = \exp \{0,682 [Z^2/A - 36,25]\}.$$

Данный факт можно истолковать как указание на единый механизм деления для всех ядер, вероятности деления которых удовлетворяют указанной выше зависимости.

¹ Некоторые соображения, относящиеся к вопросу об уширении кривых распределений по массам, высказаны А. И. Обуховым [51].

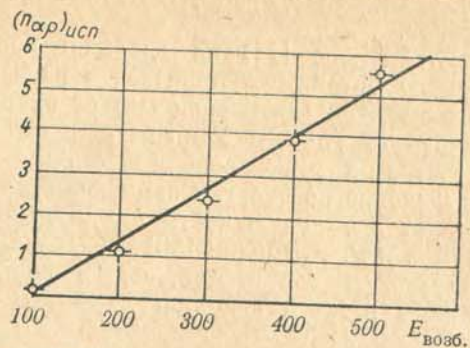


Рис. 21. Зависимости числа испущенных при делении урана заряженных частиц (частицы испарения) от начальной энергии возбуждения делящегося ядра (сплошная линия). Точками нанесены расчетные значения для числа частиц испарения в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем эмиссии частиц ($E_{f_0} - E_{\text{возб}}$).

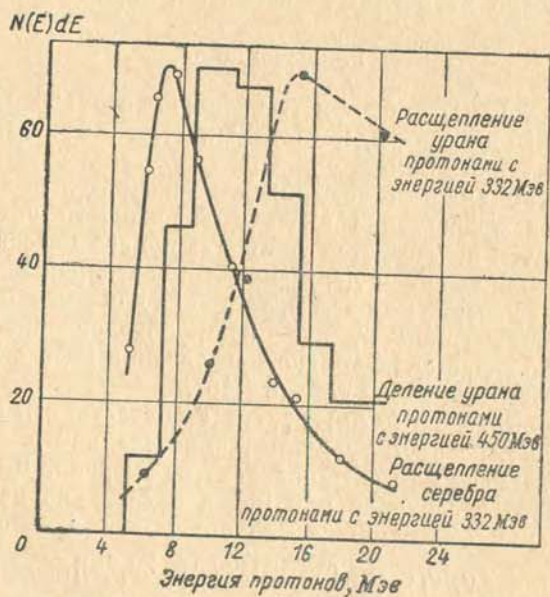


Рис. 22. Распределение протонов по энергиям из реакций: при расщеплении урана протонами с энергией 332 Мэв; при делении урана протонами с энергией 450 Мэв; при расщеплении серебра протонами с энергией 332 Мэв.

3. а) Изучение выходов продуктов отщепления на изотопах урана и плутония при облучении α -частицами до 50 Мэв и протонами более высокой энергии, а также проведенные расчеты лучше согласуются в предположении независимости Γ_f/Γ_n от энергии возбуждения в этом интервале ($E_{\text{возб}} \approx 100$ Мэв) и указывают на большую величину Γ_f по сравнению с Γ_n .

б) Энергетическое и угловое распределение заряженных частиц, сопровождающих деление ядер урана, не противоречит предположению, что для ядер, возбуждение которых допускает с заметной вероятностью испарение заряженных частиц ($E_{\text{возб}} > 70-100$ Мэв), отношение ширин изменяется в сторону преимущественного испарения частиц до деления.

в) Последние экспериментальные данные по делению висмута и свинца при энергиях возбуждения до 50 Мэв указывают на рост отношения Γ_f/Γ_n с возрастанием энергии возбуждения.

Проявление оболочечных эффектов при делении ядер свинца и висмута протонами с энергией 660 Мэв допускает предположение об иной зависимости для ширин при энергиях возбуждения более 100 Мэв, приводящей к делению в конце процесса охлаждения ядра.

г) Для ядер более легких, чем свинец, экспериментальные данные недостаточны для вывода о соотношении между делительной и испарительной ширинами. В этой области необходимы дальнейшие более обширные исследования делительных свойств ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Перфилов Н. А. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отделения химических наук. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 79.
2. Перфилов Н. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 716 (1960).
3. Остроумов В. И. «Докл. АН СССР», 103, 409 (1955).
4. Мури А. Н. и др. «Изв. АН СССР, серия химия», 4, 577 (1955).
5. Metropolis N. a. o. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
6. Dostrovsky I. a. o. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
7. Stevenson P. C., a. o. Phys. Rev., 111, 886 (1958).
8. Glass R. A. a. o. Phys. Rev., 104, 434 (1956).
9. Newton A. Phys. Rev., 75, 17 (1949).
10. Шамов В. П., Ложкин О. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 286 (1955).
11. Шамов В. П. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 129.
12. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev., 109, 942 (1958).
13. Fairhall A. W. a. o. Proc. Second U. N. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
14. Бочеров В. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 1374 (1960).
15. Sugihara T. a. o. J. Phys. Rev., 121, 1179 (1961).
16. Mayer M. G. Phys. Rev., 74, 235 (1948).
17. Meitner L. Nature, 165, 561 (1950); Fairhall A. W. Phys. Rev., 102, 1335 (1956).
18. Goekerman I., Perlman I. Phys. Rev., 76, 628 (1949).

19. Wolfgang A. o. Phys. Rev., 103, 394 (1956).
20. Виноградов А. П. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отделения химических наук. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 132.
21. Перфилов Н. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 345 (1960).
22. Курчагов Б. В. и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отделения химических наук. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 178.
23. Batzel R., Seaborg G. Phys. Rev., 79, 528 (1950); 82, 607 (1951).
24. Лаврухина А. К. и др. «Атомная энергия», 3, 285 (1957).
25. Hicks H. G., Gilbert R. S. Phys. Rev., 100, 1286 (1955).
26. Millburn G. P. и др. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
27. Иванова Н. С. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 215.
28. Steiner H. M., Jungerman J. A. Phys. Rev., 101, 807 (1956).
29. Барановский В. И. и др. «Радиохимия» (в печати).
30. Лаврухина А. К. и др. «Докл. АН СССР», 119, 56 (1958).
31. Лаврухина А. К. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 409 (1961).
32. Шамоу В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 316 (1958).
33. Kofstad K. Report UCRL-2265 (1953).
34. Goeckerman I., Perlman J. Phys. Rev., 72, 352 (1947); Phys. Rev., 73, 1127 (1948).
35. Kelly E., Wiegand C. Phys. Rev., 73, 1135 (1948).
36. Halpern I. Annual Rev. Nucl. Sci., 9, 245 (1959).
37. Wilson R. E. Angular distributions of some selected fission fragments thesis, University of Washington (1961).
38. Halpern I., Strutinski V. M. Proc. Second. U. N. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15, 408, Geneva, (1958).
39. Даровских В. Ф., Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 653 (1959).
40. Glass R. A. и др. Phys. Rev., 104, 434 (1956).
41. Vandenbosch R. и др. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
42. Pate B. Canad J. Chem., 36, 1707 (1958).
43. Dostrovski I. и др. Proc. Second. U. N. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15, p. 1615, Geneva (1958).
44. Lindner M., Turkevich A. Phys. Rev., 119, 1632 (1960).
45. Lindner M., Osborne R. Phys. Rev., 103, 378 (1956).
46. Шамоу В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 346 (1957).
47. Harding G. N., Farley F. J. Proc. Phys. Soc., A 69, 853 (1956).
48. Перфилов Н. А. и др. «Усп. физ. наук», 70, 3 (1960).
49. Deutsch R. W. Phys. Rev., 97, 1110 (1960).
50. Остроумов В. И., Филоу Р. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 1335 (1957).
51. Обухов А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 217 (1960).

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ

Б. Н. БЕЛЯЕВ, А. Н. МУРИН

При изучении взаимодействия с ядром бомбардирующих частиц с энергией выше 100 Мэв принимается «каскадно-испарительная модель» [1, 2], использование которой позволяет рассчитать среднее число частиц, вылетающих из ядра при каскаде и испарении, угловые и энергетические распределения этих частиц [3, 4, 5], распределения импульсов ядер отдачи, сечения образования продуктов реакции [6, 7, 8] и сечение деления для тяжелых ядер. Представлялось интересным получить сведения о распределении импульсов и энергий возбуждения продуктов реакции взаимодействия быстрых протонов с ядрами и уточнить влияние испарительных процессов на распределение и величину импульсов ядер отдачи. Интересно также определить соответствующие средние импульсы, средние энергии для делящихся ядер и рассчитать значение сечения деления. Эти результаты можно сравнить с существующими экспериментальными данными.

Расчет проводился методом случайных испытаний [9—14]. Вычисления выполнялись с помощью электронной вычислительной машины, для чего была разработана специальная программа с использованием трехмерной модели ядра. Программа была применена для расчета каскада в случае бомбардировки Bi^{209} протонами с энергией 135 Мэв, при этом считалось, что $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см. При расчете испарительной стадии было выбрано то же значение r_0 . Плотность уровней в расчете испарительной стадии определялась как

$$\rho(E) = C \exp 2\sqrt{a(E - \delta)},$$

где C — константа, не зависящая от энергии возбуждения;

E — энергия возбуждения ядра;

a — параметр плотности уровней возбужденного ядра, который

принимался равным $\frac{A}{10}$;

δ — параметр, учитывающий эффекты четности и оболочек.

Вычисления величины δ проводились в ряде работ [15, 16]. В настоящей работе использовались данные Камерона [16], исправленные на влияние оболочек по методу работы [13]. Энергия связи испаряющихся частиц определялась с помощью таблиц Камерона [17] и экспериментальных данных, представленных в работах [18, 19]. При учете процесса деления для $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ использовалось выражение, предложенное Достровским и др. [7].

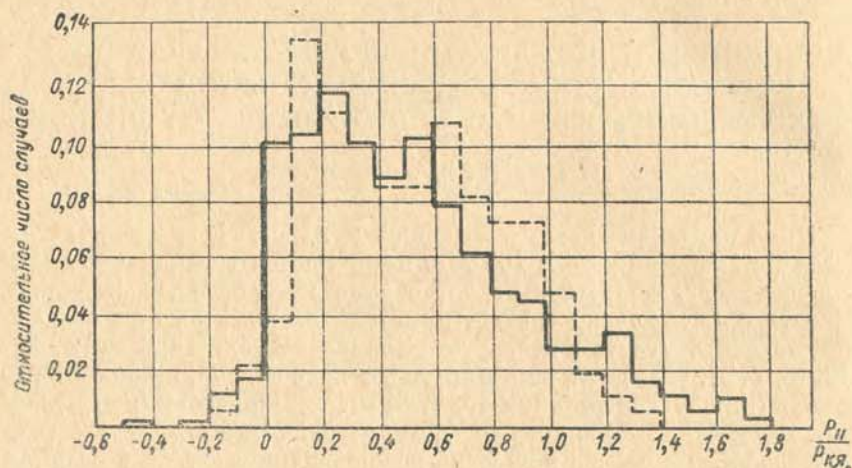


Рис. 1. Распределение продольной составляющей импульса $\frac{p_{||}}{p_{к.я}}$ для остаточных ядер при $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см при энергии протонов 135 Мэв: — — — после каскада; — — — после каскада и испарения.

Для определения энергии возбуждения ядер после каскада необходимо знать импульсное распределение ядер отдачи. Импульсные распределения остаточных ядер при бомбардировке W^{209} протонами с энергией 135 Мэв с учетом только каскада и с учетом каскада и испарения приведены на рис. 1, 2. Рассматривалось 300—400 случаев попадания протона в ядро. Были приняты обозначения: $p_{||}$ — составляющая импульса ядра, параллельная пучку бомбардирующих частиц (продольная составляющая), p_{\perp} — составляющая импульса, перпендикулярная пучку бомбардирующих частиц (поперечная составляющая), $p_{к.я}$ — импульс компунд-ядра, образовавшегося в результате захвата бомбардирующего протона. Полученные средние значения энергии возбуждения \bar{E} , средние значения продольной и поперечной составляющих импульса остаточного ядра, соответственно $\frac{\bar{p}_{||}}{p_{к.я}}$ и $\frac{\bar{p}_{\perp}}{p_{к.я}}$, приведены в табл. 1.

Статистическая ошибка при вычислении $\frac{\bar{p}_{||}}{p_{к.я}}$, $\frac{\bar{p}_{\perp}}{p_{к.я}}$ мала, так как статистика достаточно большая (300—400 случаев). Надо отметить, что наблюдается значительное размазывание спектра

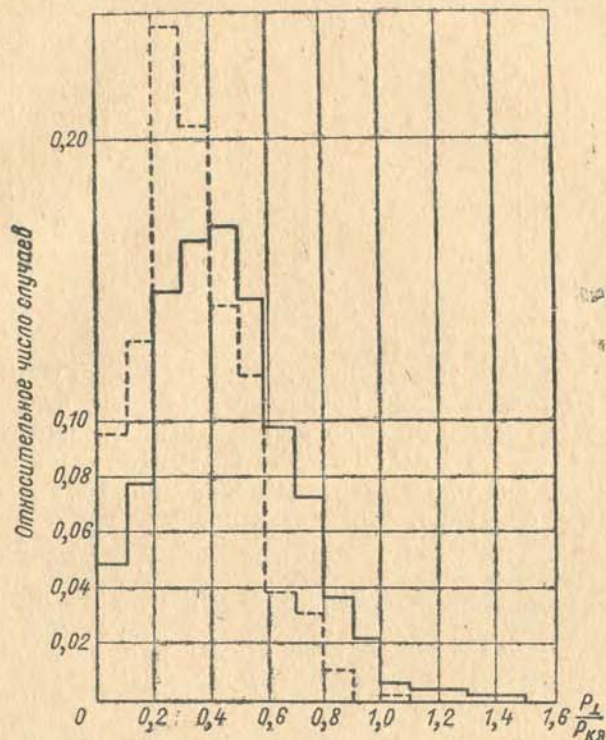


Рис. 2. Распределение поперечной составляющей импульса $\frac{p_{\perp}}{p_{к.я}}$ для остаточных ядер при $r_0 = 1,45 \times 10^{-13}$ см при энергии протонов 135 Мэв: — — — после каскада; — — — после каскада и испарения.

импульсов. Это же замечание относится и к энергии возбуждения, значения которой лежат в пределах от 0 до полной энергии возбуждения компаунд-ядра. Значение p_{\perp} определяется, главным образом, каскадным процессом даже в случае неразвитого каскада. Учет испарительных процессов увеличивает величину p_{\perp} лишь на 24%. Это указывает на то, что и при сравнительно малой энергии протонов предположение, высказанное в работе [20], об обусловленности составляющей импульса p_{\perp} одними испарительными процессами, завышает действительную величину энергии возбуждения для делящихся ядер при определении ее методом фотоэмульсий. Для более высоких энергий 0,46—1,84 Бэв воз-

возможность такого завышения показана в работе Пориле [21], в которой отсутствуют полные расчеты испарительной части задачи.

Таблица 1

Средние значения энергии возбуждения и составляющих импульса ядра ($E_p = 135$ Мэв)

$r_0 \cdot 10^{+13}$ см	Стадия	$\bar{p}_{ }/p_{к.я}$	$\bar{p}_{\perp}/p_{к.я}$	\bar{E} , Мэв
1,45	Каскад	0,520	0,342	67
	Каскад и испарение	0,522	0,460	67
1,3 ¹	Каскад	0,594	0,338	77

¹ Несколько сотен случаев ядерного каскада при бомбардировке Bi^{209} протонами с энергией 135 Мэв было рассчитано и при $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см.

На рис. 3 приведен график, позволяющий определить \bar{E} по $p_{||}$ — параллельной составляющей импульса ядра. Он может быть полезен при исследовании процессов деления с помощью фотопластинок. Зависимость \bar{E} от $p_{||}$ оказывается практически одинаковой для $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см и $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см как с учетом каскада и испарения, так и без учета испарения. Из рис. 1 и 2 при $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см видно, что учет испарительных процессов для $\frac{p_{||}}{p_{к.я}}$ приводит к расширению распределения, а для $\frac{p_{\perp}}{p_{к.я}}$ — к расширению и смещению максимума из области 0,2—0,4 в область 0,3—0,5. Расчетная величина $\frac{\bar{p}_{||}}{p_{к.я}}$ и $\frac{\bar{p}_{\perp}}{p_{к.я}}$ для делящихся ядер в нашем случае с учетом каскада и испарения соответственно равна 0,79 и 0,48.

Для того же случая (бомбардировки Bi^{209} протонами с энергией 135 Мэв) была рассчитана величина сечения деления. Она оказалась равной 95 ± 13 мбарн, что удовлетворительно совпадает с сечением, определенным радиохимическим путем, 80 мбарн [23] и сечением, определенным с помощью ионизационной камеры, 125 мбарн [24]. При расчете рассматривалось 1170 случаев попадания протона в ядро Bi^{209} . Средняя энергия возбуждения после каскада для делящихся ядер равна 112 Мэв, а наиболее вероятная энергия возбуждения для делящихся ядер лежит в диапазоне 110—120 Мэв (рис. 4). Если считать, что в среднем на нуклон при испарении уносится около 10 Мэв, то следует ожидать, что при делении будет в среднем испускаться (в сумме до и после деления) 10—11 нейтронов. Настоящий результат достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными, приведенными в работе [25], где было найдено, что среднее число нейтронов, испускаемых при делении Bi^{209} , бомбардируемого протонами с энергией 147 Мэв, равно $10 \pm 2,7$.

Далее, из нашего расчета следует, что сумма массовых чисел наиболее вероятных продуктов, образующихся после деления ядер и испускания нейтронов осколками, будет лежать в интервале 199—198. Полученный результат для суммы массовых чисел близок к экспериментальному, равному приблизительно 196.

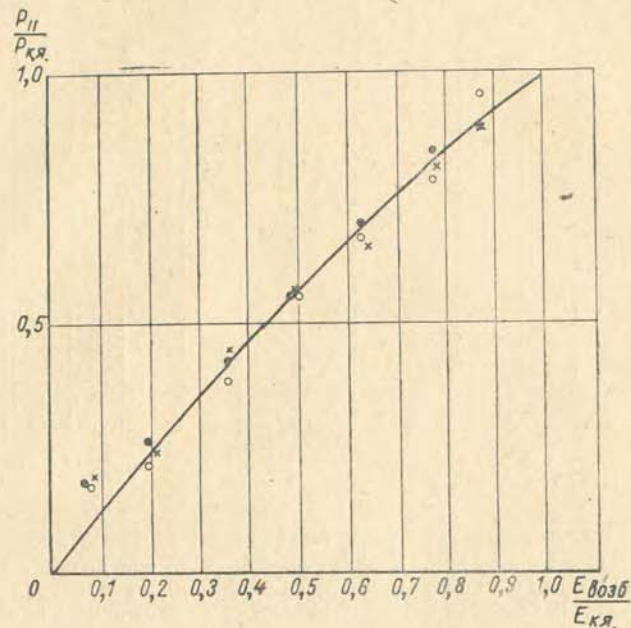


Рис. 3. Зависимость $\frac{p_{||}}{p_{к.я}}$ от энергии возбуждения \bar{E} при энергии протонов 135 Мэв:
 \times — после каскада при $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см; \bullet — после каскада и испарения при $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см; \circ — после каскада при $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см.

Заметим, что из-за малой величины сечения деления при бомбардировке Bi^{209} протонами с энергией 135 Мэв опытные данные по определению наиболее вероятного продукта, образующегося при делении ядер, обладают малой точностью [23]. При расчете получается, что делятся главным образом ядра с массовыми числами в диапазоне от 198 до 204, а энергия возбуждения в момент деления достаточна для дальнейшего испускания ядрами в среднем около трех нейтронов. Причем приблизительно 60% случаев деления приходится на нейтронодефицитные изотопы полония с массовыми числами от 199 до 202.

Распределения по энергиям возбуждения и импульсам после каскада в случае бомбардировки Bi^{209} не сильно отличаются от соответствующих распределений для более тяжелых ядер U и Th. Поэтому можно получить некоторые данные для делящихся ядер

в случае бомбардировки протонами ядер U и Th при условии, что нам известна относительная вероятность деления при разных энергиях возбуждения.

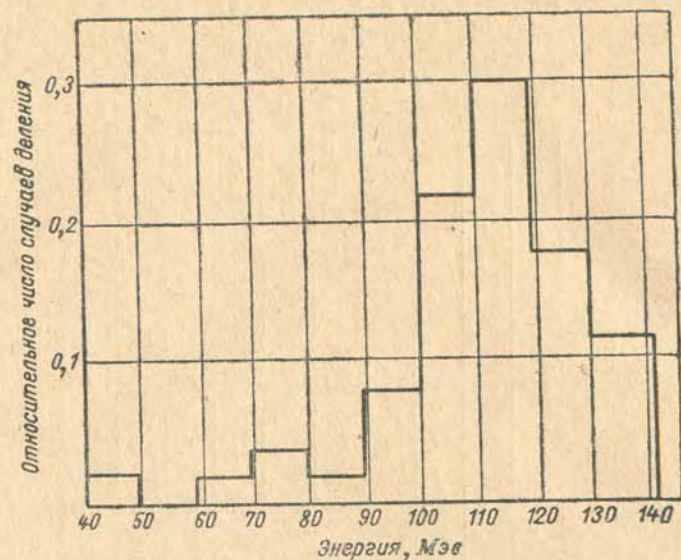


Рис. 4. Вычисленное распределение числа случаев деления в зависимости от энергии возбуждения для делящихся ядер в случае бомбардировки Bi^{209} протонами с энергией 135 Мэв (50 случаев деления). По оси абсцисс отложена энергия возбуждения после ядерного каскада, а по оси ординат — число случаев деления по отношению к общему числу случаев деления.

Воспользовавшись значением относительной вероятности деления, приведенной в работе [7], сравнительно грубо оценим значения некоторых величин и сравним их с экспериментальными данными [11, 22]. Это сравнение приведено в табл. 2.

В случае U для E получается удовлетворительное согласование; надо только учесть, что экспериментальные данные в работе [11] несколько завышены, так как там считалось, что p_{\perp} связано только с испарительными процессами. Удовлетворительное согла-

сие наблюдается и для значения $\frac{\bar{p}_{\parallel}}{p_{\text{к. я}}}$ в случае Th [22]. Отметим, что если в случае Bi средняя энергия возбуждения делящихся ядер ($E = 112$ Мэв) значительно отличается от средней энергии возбуждения всех ядер после каскада (см. табл. 1), то в случае U и Th такой резкой разницы нет, что указывает на близость спектра энергий возбуждения ядер после каскада для U и Th к спектру энергий возбуждения для делящихся ядер.

Таблица 2
Значение энергии возбуждения и составляющих импульса для делящихся ядер в реакциях $\text{U}+p$ и $\text{Th}+p$, $E_p = 135$ Мэв

$r_0 \cdot 10^{+13}$ см	\bar{E} — средняя энергия возбуждения делящихся ядер для U, Мэв	$\frac{\bar{p}_{\parallel}}{p_{\text{к. я}}}$ — средняя составляющая импульса делящихся ядер для Th
1,45	88	0,57
1,3	87	0,67
Эксперимент	80 ± 20 [11]	0,59 [22]

Из достаточно хорошего совпадения экспериментальной и расчетной величины $\frac{\bar{p}_{\parallel}}{p_{\text{к. я}}}$ в случае Th, по-видимому, можно заключить о возможности применения модели ядерного каскада при изучении импульсного распределения остаточных ядер для сравнительно малых энергий бомбардирующих частиц — вплоть до 100 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

- Serber R. Phys. Rev., 72, 11, 1114 (1947).
- Блатт Дж., Вайскопф В. «Теоретическая ядерная физика», М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 288.
- Goldberger M. L. Phys. Rev., 74, 10, 1268 (1948).
- Bernardini G., а. о. Phys. Rev., 88, 5, 1017 (1952).
- Le Couteur K. J. Proc. Phys. Soc., 63A, 3, 259 (1950).
- Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., 107, 5, 1422 (1957).
- Dostrovsky I., а. о. Proc. of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 15, p. 301.
- Обухов А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 4, 1042 (1958).
- Чавчавадзе В. В. Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 6, 629 (1955).
- Metropolis N., а. о. Phys. Rev., 110, 1, 185 (1958).
- Иванова Н. С., Пьянов И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 31, 3, 416 (1956).
- Dostrovsky I., Rabinowitz P. Phys. Rev., 111, 6, (1958).
- Dostrovsky I., Fraenkel Z. Phys. Rev., 116, 3, 683 (1959).
- Dostrovsky I., Fraenkel Z. Phys. Rev., 118, 3, 781 (1960).
- Newton T. D. Canad. J. Phys., 34, 8, 804 (1956).
- Cameron A. G. W. Canad. J. Phys., 36, 8, 1040 (1958).
- Cameron A. G. W. «A Revised Semiempirical Atomic Mass Formula with Appended Table of Mass Excesses and Nuclear Reaction Energies». Chalk River, Ontario, March 1957.
- Wapstra A. H. Physica, 21, 5, 367 (1955).
- Huizenga T. R. Physica, 21, 5, 410 (1955).
- Остроумов В. И. Докл. АН СССР, 103, 3, 409 (1955).
- Porile N. T. Phys. Rev., 120, 2, 572 (1960).
- Meadows J. W. Phys. Rev., 110, 5, 1109 (1958).
- Jodra L. G., Sugarman N. Phys. Rev., 99, 5, 1471 (1955).
- Steiner H. M., Jungerman J. A. Phys. Rev., 101, 2, 807 (1956).
- Harding G. H. Proc. Phys. Soc., 69A, 436A, 330 (1956).

РАДИОХИМИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ИЗОТОПОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ УРАНА

А. К. ЛАВРУХИНА, В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, Г. М. КОЛЕСОВ,
Е. В. МИНАРИК, ТАН СЯО-ЕН

Введение

Определению массового распределения продуктов фотоделения ядер тяжелых элементов посвящено несколько работ [1—6]; в них с помощью радиохимического метода, наиболее точного при установлении характера массового распределения, изучены осколки деления урана и тория фотонами различных энергий в области массовых чисел от 85 до 145. В области больших масс экспериментальные данные отсутствуют. Это объясняется трудностями разделения радиоактивных изотопов редкоземельных элементов, которые находятся в этой области массовых чисел. Между тем данные о выходе радиоактивных изотопов с $A > 145$ представляют несомненный интерес с точки зрения получения сведений о характере асимметричного деления. Восполнению этого пробела и посвящена настоящая работа, основной задачей которой являлось радиохимическое изучение радиоизотопов редкоземельных элементов, образующихся при делении природного урана γ -квантами спектра тормозного излучения с максимальной энергией 100 и 250 Мэв.

Решение поставленной задачи в основном определялось качеством метода хроматографического разделения радиоактивных редкоземельных элементов. Поэтому предварительно были найдены условия для эффективного, быстрого и воспроизводимого хроматографического разделения указанных элементов, что и дало возможность выполнить настоящее исследование.

1. Методика исследования

Уранилнитрат очищался от продуктов радиоактивного распада урана экстракцией диэтиловым эфиром из 1,5 М HNO_3 , пере-

кристаллизовывался и высушивался при определенной температуре для получения соли состава $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 5,8\text{H}_2\text{O}$; 20 г этой соли помещались в коробочку из картона размером $15 \times 40 \times 40$ мм и облучались в течение 8 ч во внешнем пучке γ -квантов синхротрона с максимальной энергией 100 и 250 Мэв.

К облученной мишени добавлялись определенные количества солей гольмия, бария, стронция, йода и брома в качестве носителей и производилось их

растворение дымящей азотной кислотой в специальном приборе для удаления брома и йода. После охлаждения раствора определялись нитраты бария и стронция, а фильтрат разбавлялся до 8 М по HNO_3 и пропусклся через хроматографическую колонку высотой 10 см и диаметром 4 мм, заполненную анионитом Дауэкс-1. Вытекающий из колонки раствор разбавлялся до 3 н. по HNO_3 и основная масса урана удалялась экстракцией трибутилфосфатом. Из водного раствора аммиаком осаждались гидроокиси гольмия и оставшегося урана. Осадок растворялся в концентрированной HCl , и раствор пропусклся через хроматографическую колонку высотой 60 мм и диаметром 3 мм, заполненную анионитом Дауэкс-1, для полного удаления урана и некоторых осколков деления. Из раствора выделялся фторид гольмия, который растворялся в смеси борной и азотной кислот, затем аммиаком осаждалась гидроокись гольмия, которая растворялась в концентрированной HCl . Радиоактивные изотопы редкоземельных элементов вместе с гольмием адсорбировались из 2 М солянокислого раствора на 15—20 мг воздушно-сухой смолы КУ-2 \times 12, которая затем дважды промывалась свежeproкипяченной водой и наносилась в верхнюю часть колонки. Хроматографическое разделение осуществлялось на колонке размером 80×2 мм, заполненной катионитом в NH_4^+ -форме с зернением около 400 меш, при температуре 86°С лактатом аммония ($\text{pH} = 5,8$), который подавался под давлением со скоростью

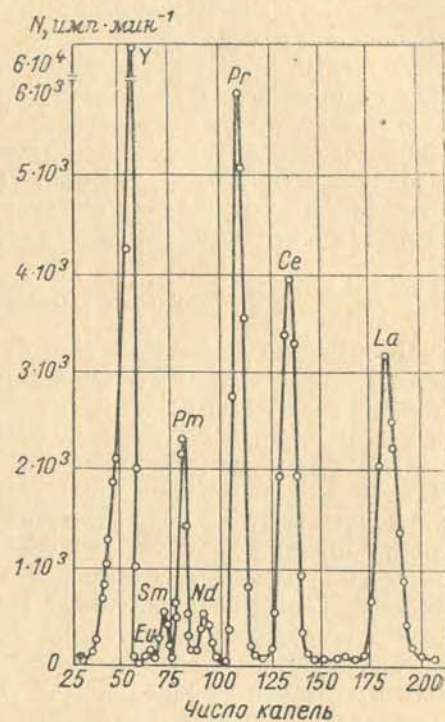


Рис. 1. Хроматограмма разделения редкоземельных элементов и иттрия, образующихся при делении урана γ -квантами с $E_{\text{макс}} = 100$ Мэв.

0,05 мл/мин (2 капли в 1 мин). Концентрация элюента в процессе разделения изменялась от 0,4 до 0,7 н. Капли собирались на ленте из кальки, которая автоматически передвигалась под сушильной лампой, и активность измерялась на установке Б-2 со счетчиком МСТ-17. Идентификация фракций производилась по положению пиков в хроматограмме (рис. 1). В интервале от 35 до 50 капли вымывался иттрий, между 55 и 200 каплями — радиоактивные редкоземельные элементы цериевой группы. Время выделения этих элементов по описанной выше методике составляло 7—10 ч, но оно может быть сокращено почти в два раза, если не производить выделение брома, йода, бария и стронция.

Химический выход составлял около 45%. Идентификация радиоизотопов производилась путем определения периодов полураспада и энергии β -излучения. Последняя определялась по поглощению в алюминиевых фильтрах. Оценивались относительные выходы идентифицированных изотопов по отношению к Ce^{143} .

2. Результаты опыта¹ и их обсуждение

Полученные данные о периодах полураспада и относительном выходе 25 идентифицированных радиоизотопов редкоземельных элементов и иттрия приведены в табл. 1. Ее рассмотрение позволяет нам сделать следующие выводы:

1) при фотоделении урана под действием γ -квантов с максимальной энергией 100 и 250 Мэв образуются только нейтроноизбыточные изотопы редкоземельных элементов и иттрия, которые характерны для деления U^{235} тепловыми нейтронами. Нейтронодефицитные изотопы, которые образуются при делении на быстрых протонах [7, 8], не обнаружены. Вряд ли это объясняется трудностями идентификации изотопов, образующихся с малым выходом, ибо активности выделенных образцов редкоземельных элементов были достаточно велики (рис. 1). Вероятно, энергия возбуждения делящихся ядер при облучении урана γ -квантами с энергией 100—250 Мэв еще недостаточна для образования изотопов с недостатком нейтронов, выход которых в значительной степени зависит от энергии возбуждения ядер [9]. Даже при энергии бомбардирующих протонов, равной 660 Мэв, выход нейтронодефицитных изотопов значительно меньше, чем изотопов с избытком нейтронов, например, отношение $\frac{\sigma_{Ce^{134}}}{\sigma_{Ce^{143}}} = 0,03 \cdot [7]$.

2) наблюдается увеличение относительных выходов идентифицированных изотопов редкоземельных элементов с ростом энергии γ -квантов. Так, выход La^{140} , Pr^{143} , Pr^{145} , Pm^{148} и Sm^{156} возрастает в три и более число раз при изменении максимальной энергии γ -квантов от 100 до 250 Мэв.

¹ Следует рассматривать как предварительные.

Полученные сведения о выходах радиоизотопов иттрия и редкоземельных элементов сравниваются с аналогичными данными для деления урана тепловыми нейтронами [10] и протонами с энергией 660 Мэв [7] (рис. 2). Наблюдается закономерное увеличение выхода продуктов асимметричного деления урана с ростом энергии возбуждения ядер. Особенно резко это проявляется в области

Таблица 1

Выходы изотопов редкоземельных элементов и иттрия, образующихся при фотоделении урана

Идентифицированные изотопы	Период полураспада, найденный *	Выход по отношению к Ce^{143}	
		при максимальной энергии спектра тормозного излучения, Мэв	
		100	250
$^{57}La^{140**}$	38 ч	0,016	0,043
141	3,8 ч	0,90	1,1
142	~60 мин	—	—
$^{58}Ce^{141}$	30 дней	0,85	1,3
143	30 ч	1	1
144	290 дней	1,7	2,1
$^{59}Pr^{143}$	13,1 дня	0,25	2,0
145	5,7 ч	0,69	2,3
$^{60}Nd^{147}$	10,2 дня	0,46	0,71
149	1,7 ч	0,19	0,35
$^{61}Pm^{146-147}$	720 дней	—	—
148	46 дней	0,035	0,095
148	5,5 дня	—	0,078
149	52 ч	0,23	0,33
150	3,1 ч	0,046	0,059
151	27,5 ч	0,097	0,21
$^{62}Sm^{153}$	46,5 ч	0,083	0,162
156	10 ч	0,011	0,041
$^{63}Eu^{156}$	16 дней	0,007	—
157	15 ч	0,015	—
158	~60 мин	—	—
$^{39}Y^{91}$	47 дней	—	—
92	3,3 ч	1,34	2,38
93	10,3 ч	1,35	2,4

* Среднее значение из трех опытов.

** Подчеркнуты изотопы с независимым выходом.

продуктов с $A \geq 510$. Например, для ядер с $A = 156$ выход увеличивается более чем в 100 раз при переходе от тепловых нейтронов к протонам с энергией 660 Мэв. Аналогичное явление наблюдается и для легких осколков деления. Как и следовало ожидать, выходы ядер, образующихся при фотоделении урана, имеют промежуточное значение между выходами тех же ядер при делении тепловыми нейтронами и протонами с энергией 660 Мэв.

Особый интерес представляют защищенные изобары La^{140} , Pm^{148} и Pm^{150} , сведения о независимых выходах которых приве-

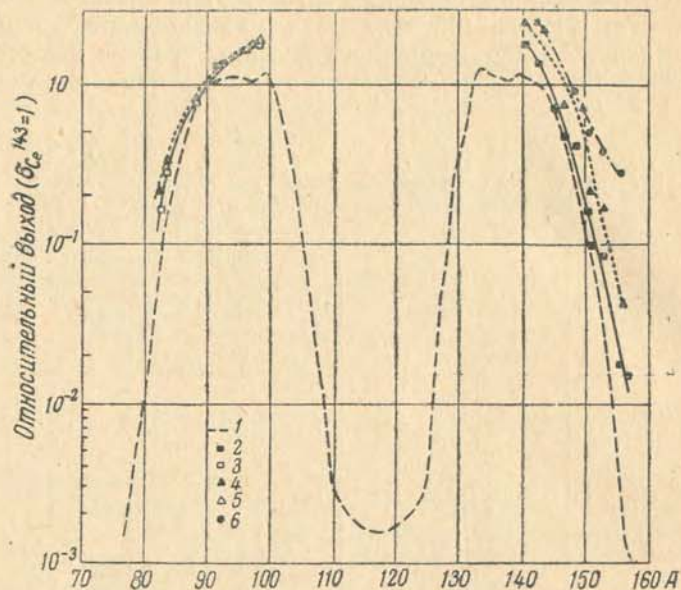


Рис. 2. Распределение продуктов деления урана по A :
1 — тепловыми нейтронами [10]; 2 — фотонами с $E_{\text{макс}}=100$ Мэв;
3 — фотонами с $E_{\text{макс}}=100$ Мэв [1]; 4 — фотонами с $E_{\text{макс}}=250$ Мэв;
5 — фотонами с $E_{\text{макс}}=300$ Мэв [1]; 6 — протонами с энергией
660 Мэв [7].

дены в табл. 2. Включены также данные о защищенных изобарах Ag^{112} и Br^{82} , взятые из работы [1].

Таблица 2

Независимые выходы продуктов фотоделения природного урана

Ядро	Относительный независимый выход, $\sigma_{A_i} \cdot 10^2$		Относительный выход цепочки, σ_A		Относительный выход, $\frac{\sigma_{A_i}}{\sigma_A} \cdot 10^2$		Z_p
	$E_{\text{макс}}, \text{Мэв}$						
	100	250	100	250	100	250	
$^{57}\text{La}^{140}$	1,6	4,3	1,39 ¹	1,33 ¹	1,15	3,22	55,0
$^{61}\text{Pm}^{148}$	3,5	9,5	0,41	0,80	8,45	11,80	59,2
$^{61}\text{Pm}^{150}$	4,6	5,9	0,20	0,35	23,0	16,80	60,0
$^{47}\text{Ag}^{112}$	0,52	3,2	0,19	0,58	2,74	5,50	45,2
$^{35}\text{Br}^{82}$	—	0,75	—	0,11	—	6,82	33,2

¹ По данным работы [1] для 100 и 300 Мэв.

Значения Z_p вычислялись по формуле:

$$Z_p = Z_A - \frac{Z_A + Z(238 - n - A) - 92}{2},$$

где Z_A — число протонов в наиболее устойчивом относительно β -распада ядре с данным A , величины брались из работы [11]; n — число нейтронов, испущенных в одном акте деления, принималось равным 9, согласно данным работы [1].

Полученные таким путем значения Z_p для пяти защищенных изобар позволили построить кривую распределения выходов осколков относительно выхода ядер с наиболее вероятным зарядом Z_p (рис. 3). Полуширина кривой распределения ядерного заряда оказалась равной 3 единицам заряда. Аналогичные данные получены и для осколков деления урана протонами с энергией 660 Мэв [8].

Соответствующая кривая для осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами несколько уже, ее полуширина, как это видно из рис. 3, равна приблизительно 2 единицам заряда [12]. Следовательно, при увеличении энергии возбуждения делящихся ядер происходит расширение кривой распределения ядерного заряда. Однако, вероятно, существует предел в величине энергии возбуждения делящихся ядер, выше которого распределение осколков деления относительно наиболее вероятного заряда остается постоянным и не зависит от природы бомбардирующих частиц. Это безусловно требует дальнейшей проверки.

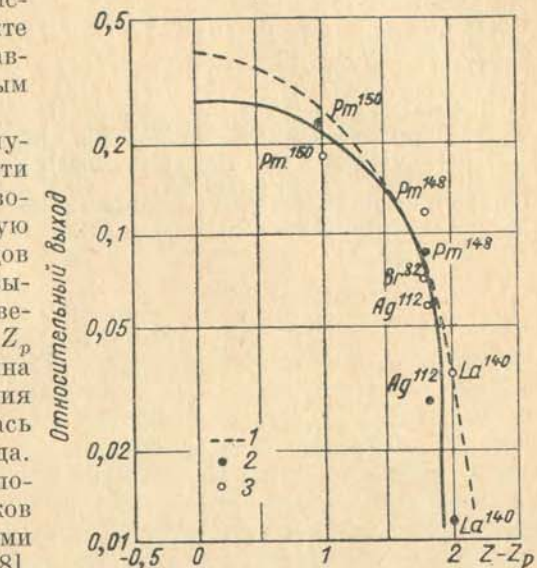


Рис. 3. Распределение выходов продуктов деления относительно выхода ядер с наиболее вероятным зарядом Z_p :
1 — тепловыми нейтронами [12]; 2 — фотонами с $E_{\text{макс}}=100$ Мэв; 3 — фотонами с $E_{\text{макс}}=250$ Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

- Schmitt R. A., Sugarman N. Phys. Rev., 95, 1260 (1954).
- Hiller D. M., Martin D. S. Phys. Rev., 90, 581 (1953).
- Katz L., Kavanagh T. M., Cameron A. G. W., Bailey E. C., Spinks I. W. T. Phys. Rev., 99, 98 (1955).

4. Лазарева Л. Е., Никитина Н. В. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 189.
5. Васильев И. А., Петржак К. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1135 (1958).
6. Васильев И. А. Радиохимическое исследование фотоделения тория-232. Автореферат кандидатской диссертации. Ленинград. М. В. О. тип Л. Т. И. им. Ленсовета (1959).
7. Лаврухина А. К., Павлоцкая Ф. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 1058 (1958).
8. Лаврухина А. К., Красавина Л. Д. «Атомная энергия», 2, 27 (1957).
9. Lindner M., Osborne R. Phys. Rev., 94, 1323 (1954).
10. Wacker W. H., Kushnerik S. A. CRRP-913 (1960).
11. Glendenin L. E., Coryell C. D., Edwards R. R. Radiochemical studies: the fission products, ed. by Coryell C. D. and Sugarman N. (McGraw-Hill Co., New York, 1951), National Nuclear Energy series, Division IV, v. 9, paper 52.
12. Паппас А. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 7. М., Госхимиздат 1958, стр. 30.

АСИММЕТРИЯ И АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УРАНА И ВИСМУТА ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 660 Мэв

А. И. ОБУХОВ

Введение

При низких энергиях бомбардирующих частиц выходы продуктов деления представляются двугорбой массовой кривой с минимумом в области симметричного деления [1]. При облучении урана частицами более высоких энергий наряду с увеличением вклада симметричных делений наблюдается некоторое расширение массовой кривой [2—4]. Деление ядер при облучении висмута дейтонами с энергией 22 Мэв преимущественно симметрично [5]. При облучении висмута частицами более высоких энергий массовое распределение осколков расширяется [1].

Угловое распределение осколков деления при облучении урана и висмута частицами средних энергий анизотропно [1]: наблюдается преимущественный вылет осколков под 0 и 180° относительно пучка (продольная анизотропия). Это обусловлено тем, что бомбардирующая частица вносит в ядро ориентированный перпендикулярно пучку угловой момент [6—8]. Вероятность вылета легкого (тяжелого) осколка деления в переднюю и заднюю полусферы одинакова [9—11]. При облучении урана протонами с энергией 460 Мэв [12], 660 Мэв [13], 155 Мэв [14] был обнаружен преимущественный вылет осколков деления под прямым углом к пучку (перпендикулярная анизотропия). При облучении же висмута протонами с энергией 450 Мэв была найдена незначительная, продольная анизотропия [15¹, 16].

В настоящей статье будут изложены результаты изучения методом ядерных эмульсий асимметрии и анизотропии деления при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв; будут представлены также некоторые результаты вычислений

¹ В статье M. V. Ramanian, N. Sugarman. Phys. Rev. 118, 562 (1960) сообщается о систематической ошибке, возможной в [15], что делает результаты этой работы неопределенными.

угловых моментов, которые получает ядро при взаимодействии с протоном. Вычисление моментов было проведено совместно с И. И. Пьяновым по результатам расчета каскада методом Монте-Карло для урана [17].

1. Асимметрия деления

Асимметрия по пробегам осколков деления отражает в общем асимметрию деления по массам. На рис. 1 показано распределение случаев деления в зависимости от отношения пробегов парных

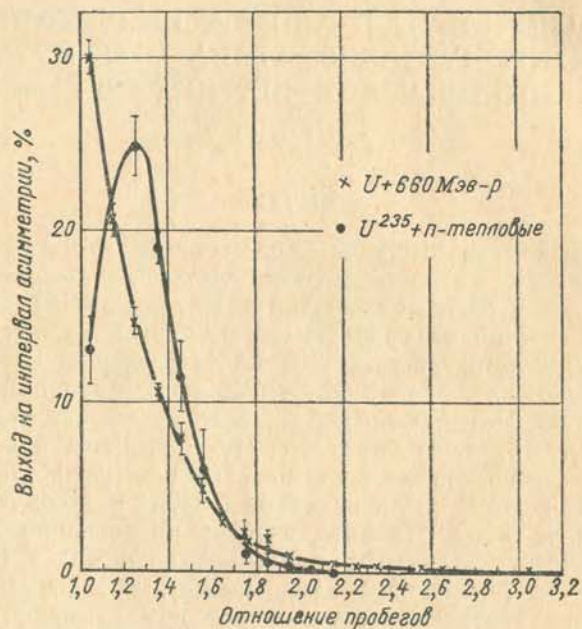


Рис. 1. Распределение случаев деления в зависимости от отношения пробегов парных осколков при облучении урана тепловыми нейтронами и протонами с энергией 660 Мэв.

осколков при облучении естественного урана протонами с энергией 660 Мэв. Там же нанесено соответствующее распределение (по данным З. И. Соловьевой) для случая тепловых делений с вылетом длиннопробежной α -частицы (асимметрия деления в этом случае подобна асимметрии обычных двойных делений [18]). Как видно, форма кривой существенно изменяется с увеличением энергии частиц: наряду с ростом вклада симметричных делений наблюдается увеличение вклада сильно асимметричных делений. На рис. 2 показано распределение случаев деления по асимметрии пробегов парных осколков при облучении висмута протонами

с энергией 660 Мэв. Для сравнения приведено распределение для случая облучения висмута дейтонами с энергией 22 Мэв полученное по данным Файрхолла [5] путем перехода от асимметрии масс к асимметрии пробегов. Как видно, при энергии протонов 660 Мэв кривая существенно шире, чем в случае дейтонов.

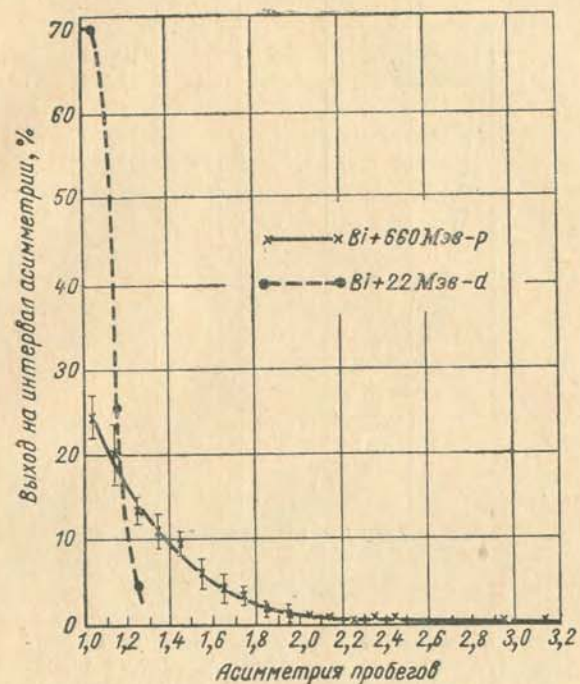


Рис. 2. Распределение случаев деления в зависимости от отношения пробегов парных осколков при облучении висмута дейтонами с энергией 22 Мэв и протонами с энергией 660 Мэв.

На рис. 3 приведено совместно распределения делений по асимметрии пробегов при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв. Заметно, что распределение для висмута более широкое, чем для урана.

В табл. 1 приведены средние значения числа зарегистрированных в эмульсии П-9 [4] заряженных частиц, сопровождающих деление, и энергии возбуждения при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв. Энергия возбуждения находилась с помощью расчетной зависимости продольной составляющей импульса от энергии возбуждения [16]. Продольная составляющая импульса ядер определялась экспериментально [19]. Делению урана соответствует меньшее число испускаемых заряженных частиц и меньшая энергия возбуждения в сравнении с вис-

мутом. Это отражает тот факт, что сечения деления урана сравнимы по величине в широком спектре энергий возбуждения, образующегося в результате каскада, в то время как сечения деления висмута при малых энергиях исчезающе малы.

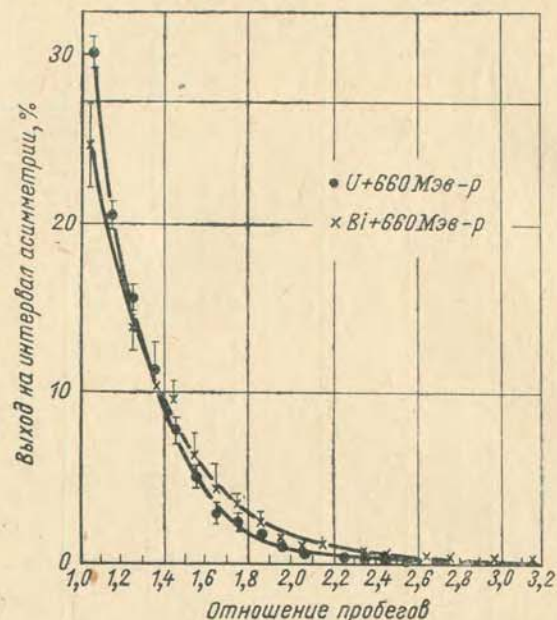


Рис. 3. Распределение случаев деления в зависимости от отношения пробегов парных осколков) при облучении висмута и урана протонами с энергией 660 Мэв.

Согласно модели жидкой капли преимущественным является симметричное деление. Оно имеет наименьший барьер [20]. С ростом энергии возбуждения появляется возможность все более асимметричных разделений, энергетически менее выгодных. Кон-

Таблица 1

Число заряженных частиц, сопровождающих деление (в эмульсии П-9), и энергия возбуждения при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв

Элемент	Среднее число заряженных частиц	Средняя энергия возбуждения, Мэв
Уран	$1,15 \pm 0,06$	140 ± 15
Висмут	$2,03 \pm 0,08$	170 ± 25

курения асимметричного и симметричного деления определяется [4] согласно статистической теории как $W = \sigma_a / \sigma_c \approx \exp(-\Delta E / T)$, где $\Delta E = E_a - E_c$ — разница в энергиях активации для асимметричного и симметричного деления, T — температура ядра. Расширение кривой асимметрии деления висмута с ростом энергии частиц (рис. 2) качественно совпадает с таким объяснением.

Асимметрия деления тяжелых ядер при малом возбуждении определяется влиянием некоторых эффектов, среди которых может играть роль оболочечный. При достаточно больших энергиях возбуждения влияние этих «тонких» факторов не сказывается. Массовую кривую при облучении урана частицами высокой энергии можно рассматривать как наложение продуктов от деления возбужденных ядер до испарения нейтронов (расширяющаяся с ростом энергии симметричная кривая) и слабо возбужденных ядер в конце цепочки испарения (двугорбая массовая кривая). По мере роста энергии бомбардирующих частиц доля делений с большим возбуждением увеличивается и суммарная массовая кривая все более будет походить на симметричную кривую (рис. 1). Более широкой кривой асимметрии висмута в сравнении с ураном (рис. 3) соответствует и большая энергия возбуждения (табл. 1).

Эти выводы об изменении характера асимметрии основываются на предположении, что при высоких энергиях бомбардирующих частиц значительная доля делений как в случае урана, так и висмута происходит до испарения нуклонов. По данным Файерхолла и др. [21] деление ядер вблизи висмута происходит до испарения нуклонов при энергиях возбуждения до 40 Мэв. Согласно ряду экспериментов [22—26] деление ядер вблизи урана успешно конкурирует с испарением нуклонов в широком интервале энергий возбуждения.

Наряду с этим имеются эксперименты, которые свидетельствуют о том, что деление ядер при облучении урана протонами высоких энергий происходит после испарения нуклонов (эмиссионное деление) [27, 28]. В этом случае вследствие изменения в составе нуклонов асимметрия деления «холодных» ядер может отличаться от асимметрии деления в области малых энергий частиц.

2. Угловое распределение осколков деления

С целью изучения анизотропии деления измерялись углы φ между направлением бомбардирующей частицы и проекцией линии, проходящей через концы пробегов осколков (эта линия примерно совпадает с направлением разлета осколков в системе делящегося ядра). Угловое распределение в пространстве типа

$$W(\theta) = 1 + C \sin^2 \theta + D \sin^4 \theta, \quad (1)$$

в проекциях преобразуется в

$$\omega(\varphi) = 1 + c \sin^2 \varphi + d \sin^4 \varphi, \quad (2)$$

где

$$c = \frac{\frac{2}{3} \left(C + \frac{2}{5} D \right)}{1 + \frac{1}{3} C + \frac{3}{15} D}, \quad d = \frac{\frac{8}{15} D}{1 + \frac{1}{3} C + \frac{3}{15} D} \quad (3)$$

С помощью метода наименьших квадратов находилось значение анизотропии для углового распределения проекций линий разлета осколков. От значений анизотропии в проекциях при помощи соотношений типа (3) можно перейти к анизотропии в пространстве. Результаты приведены в табл. 2. Там же приведен результат проведенного в целях проверки методики измерения углового распределения осколков деления для облучения урана нейтронами с энергией 14 Мэв.

Таблица 2

Данные по анизотропии при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв и урана нейтронами с энергией 14 Мэв

Параметры	U+n E=14 Мэв	Bi+p E=660 Мэв	U+p; E=660 Мэв		
	суммарное	суммарное	суммарное	$n_{\sigma p=0}$	$n_{\sigma p \geq 1}$
Число делений	3130	5650	4441	2083	2358
Энергия возбуждения, Мэв	18,8	170 ± 25	140 ± 15	85 ± 20	170 ± 25
Тип углового распределения	$W(\theta) = 1 + B \cdot \cos^4 \theta$		$W(\theta) = 1 + C \cdot \sin^2 \theta$		
Анизотропия	$0,46 \pm 0,11$	$0,02 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,11$	$0,01 \pm 0,10$

В случае U + 14 Мэв—n значение продольной анизотропии $B = 0,46 \pm 0,11$ хорошо согласуется с величиной $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} - 1 = 0,40 \pm 0,14$, найденной методом ионизационной камеры [29]. При облучении протонами энергией 660 Мэв значения перпендикулярной анизотропии C найдены равными $0,02 \pm 0,06$ для висмута и $0,04 \pm 0,07$ для урана.

Результаты для урана расходятся с данными [13], где наблюдалась заметная преимущественность вылета осколков деления под прямым углом: $\frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)} - 1 = 0,33 \pm 0,19$.

С целью получения сведений об угловом моменте, который получает ядро в результате взаимодействия с быстрым протоном, были проведены вычисления моментов по результатам расчета каскада методом Монте-Карло для урана [17]. Угловой момент ядра принимался равным разнице между вносимым частицей

орбитальным угловым моментом и моментом вылетающих каскадных частиц:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 - \vec{M}_K = [\vec{r}_0 \vec{p}_0] - \sum_K [\vec{r}_K \vec{p}_K],$$

где \vec{p}_0 и \vec{p}_K — импульсы бомбардирующего протона и вылетающей каскадной частицы соответственно.

\vec{r}_0 — радиус-вектор первого столкновения бомбардирующего протона с нуклоном ядра.

\vec{r}_K — радиус-вектор последнего перед вылетом каскадной частицы столкновения.

В табл. 3 приведены некоторые результаты расчета. Среднее значение углового момента ядра после каскада составляет только часть среднего значения

вносимого протоном орбитального момента. Как видно из рис. 4, существует широкая область ориентаций моментов. Дезориентация угловых моментов ядер в результате каскада и большая энергия возбуждения в момент деления приводят к тому, что угловое распределение осколков деления становится близким к изотропному (табл. 2).

Принципиально возможна асимметрия в угловом распределении осколков относительно 90° — неравноправность вылета легкого (тяжелого) осколка деления в переднюю и заднюю полусферы в системе центра масс (с. ц. м.). Такой вид асимметрии можно характеризовать отношением числа более длинных по пробегам (легких) или более коротких (тяжелых) осколков деления в передней и задней полусферах в с. ц. м. В лабораторной системе наложение переносной скорости делящегося ядра приводит к увеличению (относительно с. ц. м.) числа как легкого, так и тяжелого осколков в передней полусфере. Действие переносной скорости приводит также к дополнительному увеличению числа длинных

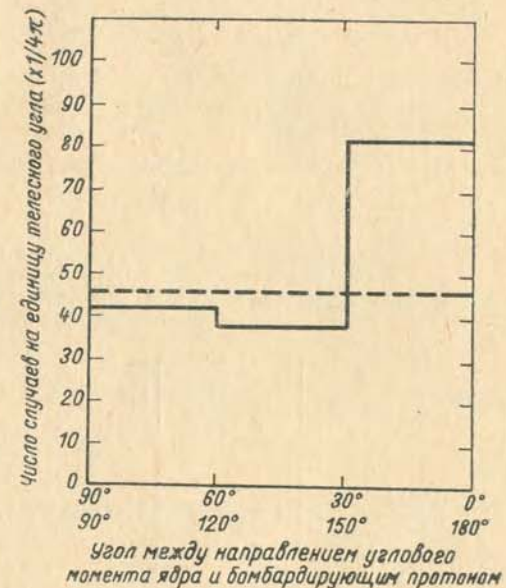


Рис. 4. Ориентация угловых моментов ядра после каскада U+660 Мэв — p: — — — изотропно — — — после каскада.

по пробегам осколков в передней полусфере: например, осколок симметричного деления в передней полусфере будет иметь больший пробег, чем в задней и будет зарегистрирован, как более легкий. Отношения числа более длинных по пробегам осколков

Таблица 3

Угловые моменты ядер после каскада

Средний угловой момент, вносимый в ядро (в единицах \hbar)	Угловой момент ядра после каскада (в един. \hbar)				Среднее по всем случаям
	$E^*=0-30 \text{ Мэв}$	$E^*=30-60 \text{ Мэв}$	$E^*=60-130 \text{ Мэв}$	$E^*=130 \text{ Мэв}$	
32	7	10	13	14	11

E^* —энергия возбуждения ядра после каскада.

в передней полусфере к их числу в задней полусфере для нескольких интервалов асимметрии пробегов при облучении урана протонами с энергией 660 Мэв приведены в табл. 4. Там же приведены расчетные значения этих отношений в предположении

Таблица 4

Отношение числа более длинных по пробегу осколков в передней полусфере к их числу в задней полусфере в лабораторной системе (для делений, сопровождающихся вылетом заряженных частиц)

Асимметрия пробега	1,00—1,10	1,10—1,20	1,20—1,40	1,40—3,20	1,00—3,20
$\left(\frac{\text{вперед}}{\text{назад}}\right)_{\text{эсп}}$	$1,20 \pm 0,07$	$1,44 \pm 0,09$	$1,45 \pm 0,19$	$2,10 \pm 0,14$	$1,52 \pm 0,03$
$\left(\frac{\text{вперед}}{\text{назад}}\right)_{\text{расч}}$	1,25	1,50	1,83	2,17	1,69

равновероятности вылета осколков в передне-заднюю полусферы в с. ц. м. Как видно, экспериментальные значения в пределах ошибок совпадают с расчетными.

ЛИТЕРАТУРА

- Halpern I. Annual Rev. Nucl. Sci., 9, 245 (1959).
- Sugihara T. T., Drevinsky P. J., Troianello E. J., Alexander J. M., Phys. Rev., 108, 1264 (1957).

- Bunney L. R., Scadden E. M., Abriam J. O., Ballou N. E., Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva (1958), vol. 15, p. 449.
- Обухов А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 271 (1960).
- Fairhall A. W. Phys. Rev., 102, 1335 (1956).
- Vohr A. Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, (Geneva, 1955), (United Nations, New York, 1956) v. 2, p. 151.
- Струтинский В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 30, 606 (1956). «Атомная энергия», 2, 508 (1957).
- Halpern I., Strutinsky V. M. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, (Geneva, 1958, v. 15, p. 408).
- Cohen B. L., Ferrel-Bryan B. L., Coombe D. J., Hulings M. K., Phys. Rev., 98, 685 (1955).
- Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Атомная энергия», 4, 194 (1958).
- Leachman R. V., Ford G. P. Nucl. Phys., 19, 366 (1960).
- Остроумов В. И. Докл. АН СССР, 103, 409 (1955).
- Ложкин О. В., Перфилов Н. А., Шапов В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 292 (1955).
- Meadows J. W. Phys. Rev., 110, 1109 (1958).
- Wolke R. L., Gutman J. R. Phys. Rev., 107, 850 (1957).
- Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., 107, 1410 (1957).
- Иванова Н. С., Пьянов И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.» 31, 416 (1956).
- Романов Ю. Ф. Диссертация, РИАН СССР, 1961.
- Обухов А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1042 (1958).
- Frankel S., Metropolis N. Phys. Rev., 72, 914 (1947).
- Fairhall A. W., Jensen R. C., Neuzil E. F., Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva (1958), v. 15, p. 452.
- Huizenga J. R., Proc. of the conference on reaction between complex nuclei. Gatlinburg, May, 1958.
- Vandenbosch R., Thomas T. D., Vandenbosch S. E., Glass R. A., Seaborg G. T. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
- Pate B. D. Canad. J. Chem., 36, 1707 (1958).
- Butler J. P., Bowles B. J., Brown F. Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva (1958), vol. 15, p. 156.
- Lindner M., Turkevich A. Phys. Rev., 119, 1632 (1960).
- Шапов В. П. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Атомиздат, 1957, стр. 129.
- Harding G. N., Farley F. J. Proc. Phys. Soc., A69, 853 (1956).
- Henkel R. L., Brolley J. E. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).

ПРОБЕГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ПРОТОНАМИ ЯДЕР СВИНЦА

В. Ф. ДАРОВСКИХ

Работа была предпринята с целью изучения зависимости кинетической энергии и выходов осколков от степени асимметрии деления при облучении ядер свинца частицами большой энергии. Подобные зависимости для низких энергий возбуждения тяжелых ядер достаточно хорошо изучены и позволяют делать некоторые выводы о механизме разделения осколков, о причинах, порождающих появление определенных способов деления. Для высоких энергий частиц, вызывающих деление, результаты отсутствуют. Вместе с тем знание таких зависимостей для различных ядер и энергий бомбардирующих частиц позволило бы приблизиться к разрешению давно изучаемого вопроса: на какой степени возбуждения бомбардируемого ядра происходит деление.

Ранее [1] нами было проведено изучение указанных характеристик для ядер Вi, облученных протонами с энергией 660 Мэв. В настоящей работе протонами той же энергии облучался Рb. Свинец вводился в эмульсию путем пропитки раствором, содержащим его соли. Облученные и обработанные пластинки проматривались. Найденные случаи деления тщательно промерялись с целью определения длин следов осколков. Подсчитывалось число заряженных частиц, сопровождающих деление.

Для изучения зависимости суммарной кинетической энергии осколков от степени асимметрии деления были построены кривые зависимости среднего суммарного пробега от отношения пробегов легкого и тяжелого осколков. Полученные зависимости приведены на рис. 1. Кривые (рис. 1а и б) статистически обработаны по методу Феррейра-Валошека [2]. Видно, что в области отношения пробегов от 1,00 до 2,00 средний суммарный пробег дважды достигает максимального значения — при $l_d/l_T \approx 1,25$ и $l_d/l_T \approx 1,60$. Следовательно, при указанных соотношениях пробегов средняя суммарная кинетическая энергия осколков деления проходит через максимум. На рис. 1 приведены также подобные зависимости для висмута, полученные в работе [1].

Для оценки влияния на наблюдаемые эффекты переносной скорости составного ядра была построена зависимость среднего суммарного пробега от отношения пробегов для двух различных вариантов. Все делительные события были разделены на две

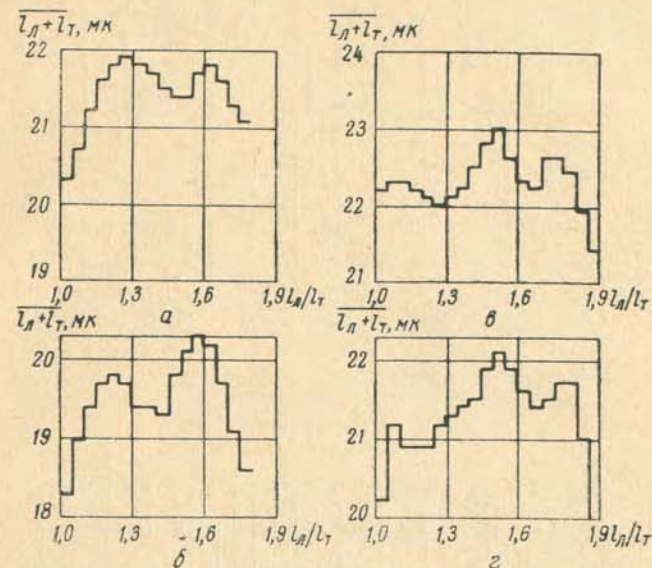


Рис. 1. Зависимость среднего суммарного пробега осколков деления от отношения пробегов легкого и тяжелого осколков:

а — случаи деления Рb, сопровождающиеся вылетом 1 и 2 заряженных частиц; б — случаи деления Рb, сопровождающиеся вылетом 3 и более заряженных частиц; в — случаи деления Вi, сопровождающиеся вылетом 1, 2 и 3 заряженных частиц; г — случаи деления Вi, сопровождающиеся вылетом 4 и больше заряженных частиц.

группы: в первую входили те случаи, где осколок деления, имеющий более длинный пробег, испускался в переднюю полусферу (относительно направления падающего протона), во вторую входили случаи, где осколок, имеющий более длинный пробег, испускался в заднюю полусферу. В первой группе переносная скорость увеличивала отношение пробегов, во второй переносная скорость уменьшала его. Соответствующая кривая (статистически обработанная по методу Феррейра — Валошека) приведена на рис. 2. Видно, что положения максимального выделения кинетической энергии одинаковы для I и II групп. Таким образом, можно сделать заключение, что переносная скорость существенно не влияет на рассмотренные характеристики.

Гистограммы распределения случаев деления свинца по отношениям пробегов даны на рис. 3. Как видно, для событий, сопровождающихся вылетом небольшого числа заряженных частиц,

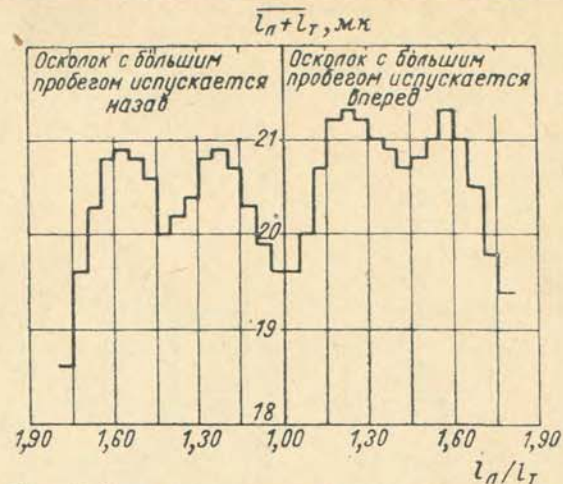


Рис. 2. Зависимость среднего суммарного пробега осколков деления Рb от отношения пробегов легкого и тяжелого осколков.

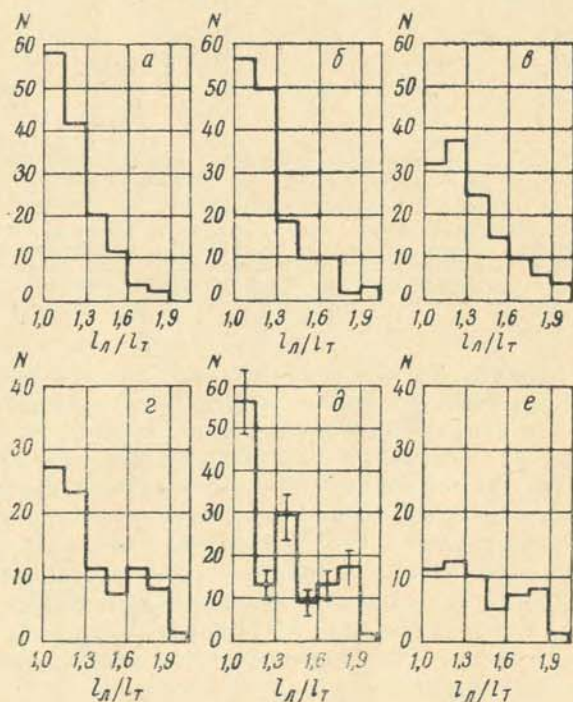


Рис. 3. Распределения случаев деления Рb по отношению пробегов легкого и тяжелого осколков для делений с вылетом:
а — 0; б — 1; в — 2; г — 3; д — 4 и 5; е — 6 и более заряженных частиц.

деление носит симметричный характер. Для событий, сопровождающихся вылетом 4 и 5 заряженных частиц (рис. 3, д), наряду с симметричным делением наблюдается довольно четкий максимум асимметричного деления при $l_n/l_T \approx 1,37$, возможно, существует и третий максимум при $l_n/l_T \approx 1,82$.

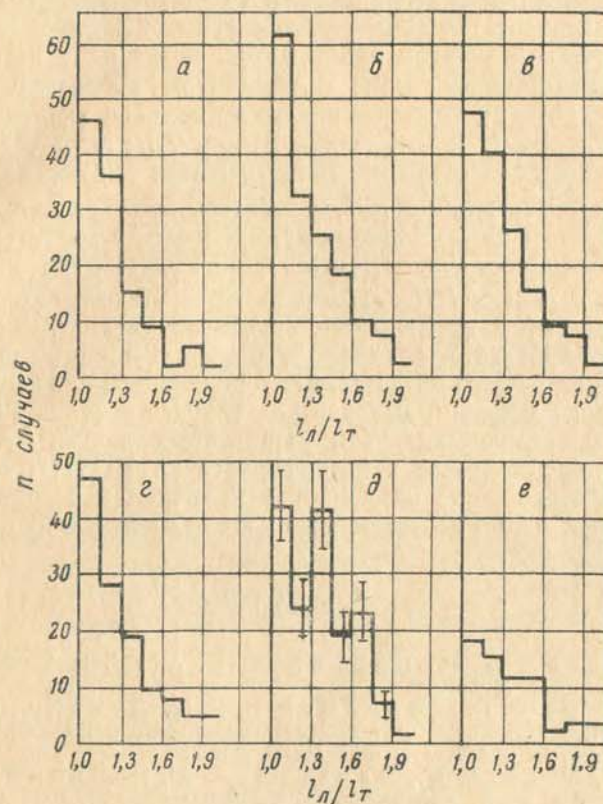


Рис. 4. Распределения случаев деления Вi по отношению пробегов легкого и тяжелого осколков для делений с вылетом:
а — 0; б — 1; в — 2; г — 3; д — 4 и 5; е — 6 и более заряженных частиц.

Проверка на χ^2 показывает, что вероятность получения подобных статистических флуктуаций при имеющемся числе степеней свободы меньше 0,02. По-видимому, в случае вылета 4 и 5 заряженных частиц действительно существует со значительной вероятностью асимметричное деление. Для делений, сопровождающихся вылетом 6 и более заряженных частиц, из-за малой статистики нельзя сказать что-либо определенное. Подобные гистограммы для висмута [1], который показывает подобную картину деления, приведены на рис. 4.

Полученные результаты можно объяснить оболочечными эффектами, если предположить, что достаточно большое число актов деления происходит после снятия почти всей энергии возбуждения. В этом случае может существовать аналогия в механизме выделения кинетической энергии при делении U частицами низких энергий и при делении Pb и Bi частицами высоких энергий. В низкоэнергетическом делении урана повышенное выделение кинетической энергии наблюдается, когда один из осколков деления представляет ядро с замкнутой оболочкой ($N = 82$, $N = 50$, $Z = 50$) [3]. Для свинца максимальное значение $\overline{l_d + l_t}$ наблюдается при $l_d/l_t \approx 1,60$, для Bi при $l_d/l_t \approx 1,52$. Это отношение пробегов соответствует $Z_t = 50$. На Bi наблюдается также пик в величине $\overline{l_d + l_t}$ при $l_d/l_t \approx 1,77$ (соответствующий $N_t = 82$). На Pb подобный пик, по-видимому, сливается с соседним пиком, обусловленным оболочкой $Z_t = 50$. Наблюдаемый на Pb максимум $\overline{l_d + l_t}$ в районе $l_d/l_t \approx 1,25$ должен соответствовать $N_d = 50$. На висмуте также наблюдается некоторое увеличение среднего суммарного пробега для делений, близких к симметричным.

Весьма интересным представляется появление пика асимметричного деления на кривой выходов для случаев деления Pb, сопровождающихся вылетом 4 и 5 заряженных частиц (рис. 3, δ). Подобное явление было замечено ранее на Bi [1] (рис. 4, δ). Появление этого пика объяснялось наличием в осколках деления оболочек с 50 и 28 протонами. Это объяснение справедливо и в случае свинца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Даровских В. Ф., Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 652 (1959).
2. Феррейра Е. П. и Валошек П. Я. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1955). т. 2, стр. 147. М., Физматгиз, 1958.
3. Протопопов А. Н., Баранов И. А., Селицкий Ю. А., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1932 (1959).

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДЕ

А. К. ЛАВРУХИНА

Введение

В последнее время значительно возрос интерес к изучению ядерных реакций, которые могут протекать в различных космических телах — звездах, туманностях, планетах и приводят к образованию ядер химических элементов или изменению их изотопного состава [1—3]. Еще несколько лет назад было высказано предположение о том, что деление ядер тяжелых элементов может быть источником звездной энергии и обуславливать аномалию в распространенности изотопов ряда элементов, например Te, Xe и Sm [4]. Затем была предложена гипотеза о спонтанном делении Cf^{254} как источнике экспоненциальной спадающей светимости Сверхновых звезд типа 1 [5].

Целью настоящей работы является рассмотрение вопроса о вероятности вклада процесса деления тяжелых ядер урана и трансуранов в современную распространенность изотопов редкоземельных элементов. Благодаря чрезвычайной близости химических свойств эти элементы не претерпевают заметного фракционирования на протяжении всей эволюции таких космических тел как Земля и метеориты. Об этом могут свидетельствовать данные об относительной распространенности редких земель в земной коре [6] и хондритах [7] (рис. 1). Особый интерес представляют недавно полученные с помощью активационного анализа данные о содержании всех редких земель в хондритах, которые, по мнению ряда ученых, являются наилучшими средними образцами для нелетучих элементов во всей солнечной системе. В связи с этим обстоятельством будем пользоваться в данной работе только этими данными, которые безусловно являются самыми точными и достоверными. Из рассмотрения кривых (рис. 1) следует, что большие различия между хондритами и земной корой наблюдаются только для диспрозия (в 5 раз), иттербия (в 4,5 раза) и европия (в 3 раза). Для других элементов они значительно

меньше. Особенно хорошо совпадают элементы цериевой группы. Следует при этом иметь в виду, что данные для земной коры не являются очень точными. Во всяком случае приведенные кривые с достаточной очевидностью свидетельствуют об аналогии в относительном содержании редких земель в метеоритах и земной коре. По-видимому, редкие земли сохранили в этих телах первичную распространенность того космического вещества, из которого

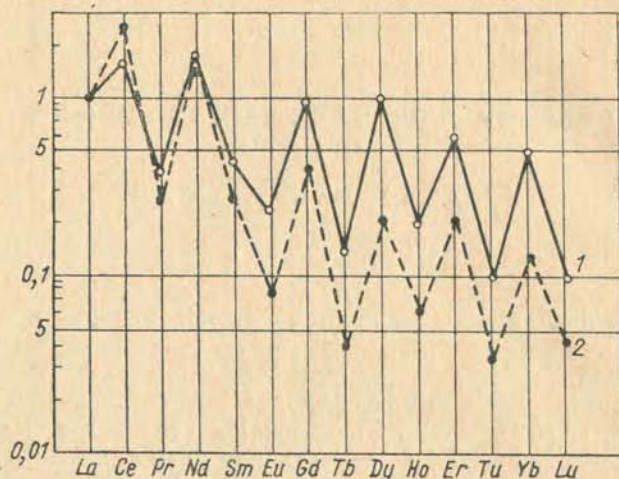


Рис. 1. Относительная распространенность редкоземельных элементов в хондритах (1) и земной коре (2) ($n_{La}=1$).

они образовались. Поэтому редкие земли являются наилучшим критерием для проверки всех существующих теорий нуклеогенеза и эволюции химических элементов.

Для решения вопроса о роли ядерных процессов в образовании изотопов тех или иных химических элементов самое существенное значение имеют закономерности в их изотопном составе, который для огромного большинства элементов не изменяется при геологических и геохимических процессах. В связи с этим обстоятельством прежде всего необходимо рассмотреть основные закономерности изотопного состава редкоземельных элементов.

1. Закономерности изотопного состава редких земель

Одним из самых существенных обстоятельств является тот факт, что изотопный состав редкоземельных элементов, очевидно, одинаков для пород земной коры и хондритов. Это вытекает из равенства отношений содержания отдельных элементов, например $\frac{Gd^{158}}{Gd^{160}}, \frac{Er^{168}}{Er^{170}}, \frac{Yb^{168}}{Yb^{174}}$ и $\frac{Lu^{175}}{Lu^{176}}$ в этих космических объектах [7].

Обращают на себя внимание также некоторые различия в изотопном составе редкоземельных элементов с четным Z . Большинство из них имеют по семи стабильных изотопов, эрбий — шесть, а церий — только четыре. Попытки обнаружить новые стабильные изотопы среди редкоземельных элементов не увенчались успехом [8]. Установлены только более точные значения верхних пределов распространенности ряда изотопов.

Кривые распределения относительной атомарной распространенности изотопов редких земель ($n_{La}^{139} = 1$ атом) в хондритах по А представлены на рис. 2. Их рассмотрение позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Для большинства наиболее распространенных редких земель с четным Z (Ce, Gd, Dy, Er, Yb) наблюдается значительное понижение распространенности самых легких изотопов. Так, отношение $\frac{n_{макс}}{n_{А мин}}$, где $n_{макс}$ — распространенность самого распространенного изотопа для каждого элемента, $n_{А мин}$ — распространенность изотопа с минимальным A , равно для церия — 465, диспрозия — 564, эрбия — 238, иттербия — 277 и гадолиния — 124.

2. Распространенность наиболее тяжелых изотопов указанных выше элементов меняется незначительно — приблизительно от 10 до 30% по отношению к сумме всех изотопов каждого элемента. Исключение составляет Ce^{140} , вклад которого равен 88,5%.

3. Аномальный изотопный состав наблюдается у самария и неодима. Для первого, например, величина $\frac{n_{макс}}{n_{А мин}}$ составляет всего 8,3, а у второго — распространенность легких изотопов выше чем тяжелых (отношение $\frac{n_{Nd^{142}}}{n_{Nd^{150}}} = 5$). Все эти аномалии обусловлены, очевидно, наличием у этих элементов, а также у церия, изотопов, содержащих магическое число нейтронов $N=82$ (Ce^{140} , Nd^{142} и Sm^{143}).

4. У неодима наиболее четко проявляется уменьшение содержания изотопов с нечетным N . Например Nd^{143} — $N=83$ и Nd^{145} — $N=85$ по сравнению с соседними четно-четными изотопами.

5. Среди семи редкоземельных элементов с нечетным Z , на долю которых приходится только 23,7% от суммы всех редких земель в хондритах, только три имеют по два стабильных изотопа. Заслуживает внимание тот факт, что их соотношение резко изменяется при увеличении Z элемента. Если у лантана преобладает более тяжелый изотоп ($\frac{n_{La}^{139}}{n_{La}^{138}} = 999$), а для европия их распространенность почти равна $\frac{n_{Eu}^{153}}{n_{Eu}^{151}} = 1,1$, то для лютеция наблюдается явное преобладание легкого изотопа ($\frac{n_{Lu}^{176}}{n_{Lu}^{175}} = 0,026$).

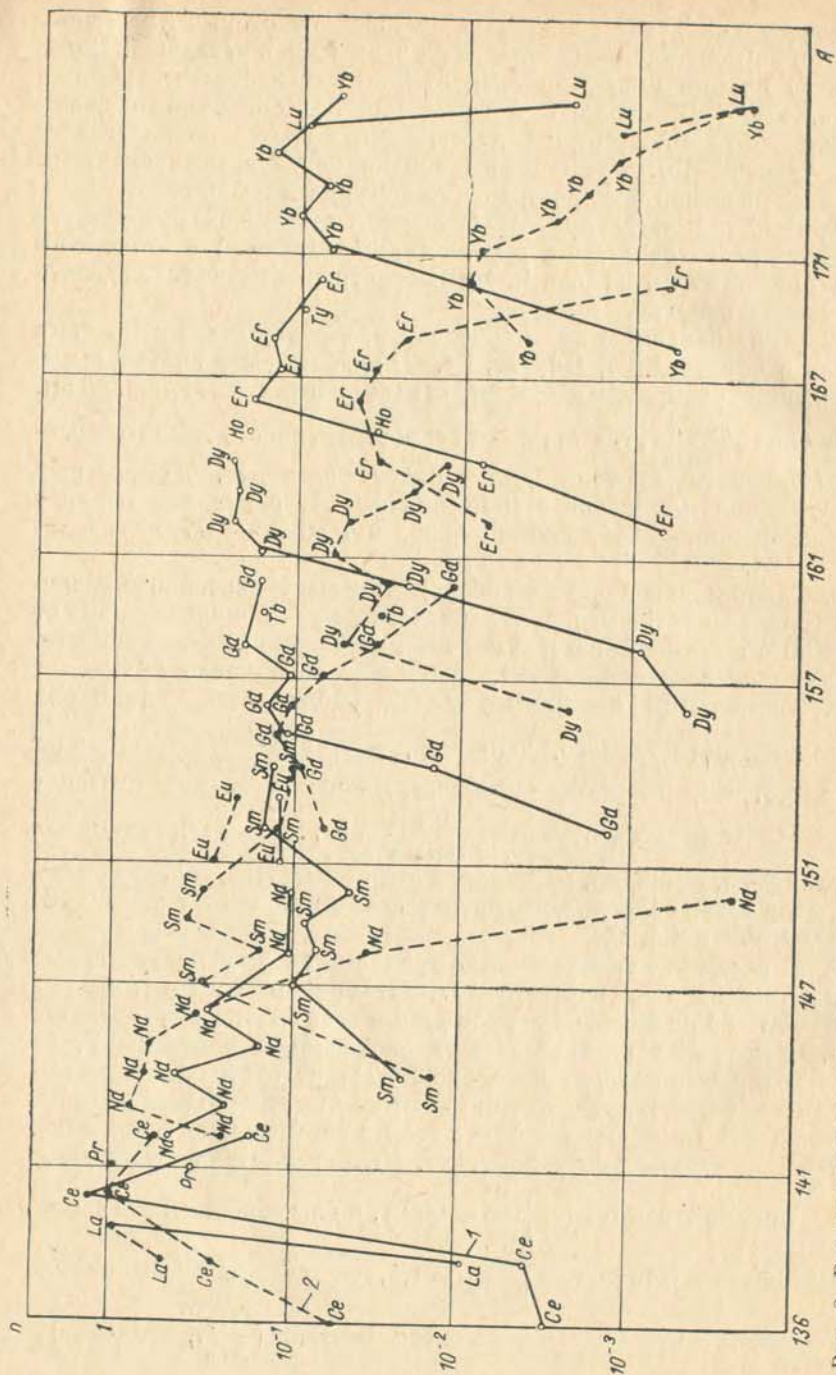


Рис. 2. Распределение распространенности изотопов редкоземельных элементов в хондритах (1) и в продуктах деления урана протонами с энергией 660 Мэв (2) по А ($n_{La}^{139} = 1$).

Наблюдаются различия в соотношении самых легких изотопов для Се, Dy и Er. Так, для церия $\frac{n_{Ce}^{136}}{n_{Ce}^{138}} = 0,76$, для диспрозия $\frac{n_{Dy}^{156}}{n_{Dy}^{158}} = 0,55$, а для эрбия $\frac{n_{Er}^{162}}{n_{Er}^{164}} = 0,09$.

Наблюдаемые закономерности в изотопном составе редкоземельных элементов свойственны также и другим элементам в области $82 \geq Z \geq 34$. Это указывает на общность их происхождения и последующей эволюции.

2. Изменение изотопного состава редкоземельных элементов за счет радиоактивного распада

Благодаря усовершенствованию техники масс-спектрометрических измерений и ядерных фотоэмульсий установлено, что многие природные изотопы редкоземельных элементов являются радиоактивными. Сведения об этих изотопах, а также о степени изменения их распространенности приведены в табл. 1.

Таблица 1

Изменение изотопного состава редких земель за счет радиоактивного распада

Изотопы	Тип распада	T, e	Степень уменьшения распространенности, %	Продукты распада	Степень увеличения распространенности продуктов распада, %
La^{138}	E3 (70%) β^- (30%)	$4,4 \cdot 10^{11}$	3	Ba^{138} Ce^{138}	0,22
Ce^{142}	α	$5 \cdot 10^{15}$	10^{-6}	$Ba^{138} \xrightarrow{\beta^-, \beta^-} Ce^{138}$ $7 \cdot 10^{15}$ Э. 3.	
Pr^{141} Nd^{144}	α α	$> 2 \cdot 10^{16}$ $5 \cdot 10^{15}$	$< 10^{-6}$ 10^{-6}	$La^{137} \rightarrow Ba^{137}$ Ce^{140}	
Nd^{150}	β^-	$> 10^{16}$	$< 10^{-6}$	$Pm^{150} \rightarrow Sm^{150}$	
Sm^{147} Tb^{159}	β^-, β^- α	$< 2 \cdot 10^{18}$ $1,3 \cdot 10^{11}$	$\ll 10^{-4}$ 4	Sm^{150} Nd^{143}	1,7
Ho^{165}	α	$> 5 \cdot 10^{16}$	$< 10^{-6}$	$Eu^{155} \xrightarrow{\beta^-} Gd^{155}$	
Tu^{169}	α	$> 6 \cdot 10^{16}$ $> 5 \cdot 10^{16}$	$< 10^{-6}$ $< 10^{-6}$	$Tb^{161} \xrightarrow{\beta^-} Dy^{161}$ Ho^{165}	
Lu^{175} Lu^{176}	α β^-	$4 \cdot 10^{17}$ $2,4 \cdot 10^{10}$	$\ll 10^{-6}$ 13	$Tu^{171} \xrightarrow{\beta^-} Yb^{171}$ Hf^{176}	

Расчеты производились при предположении, что возраст хондритов равен возрасту Земли и составляет $5 \cdot 10^9$ лет.

Данные таблицы показывают, что распространенность только трех изотопов с La^{138} , Sm^{147} и Lu^{176} за это время уменьшилась от 3 до 13%. Оценено также увеличение содержания продуктов их распада. Степень увеличения заметна только для изотопов Ce^{138} и Nd^{143} и составляет 0,22% и 1,7% от их содержания в хондритах. Все эти изменения показаны на рис. 2. Найдены первичные распространенности указанных выше изотопов. Содержание остальных радиоактивных изотопов редких земель и продуктов их распада практически остается постоянным за время существования метеоритов и Земли вследствие чрезвычайно высоких значений периодов полураспада.

3. Изменение изотопного состава редкоземельных элементов за счет спонтанного деления ядер Cf^{254} и других трансториевых элементов

В теории звездного синтеза химических элементов [1—3] предполагается, что в конце активной жизни звезды и во время ее вспышки могут протекать реакции быстрого присоединения нейтронов к ядрам элементов группы железа. Этот процесс приводит к синтезу многих изотопов элементов с $Z \geq 30$ и вплоть до самых тяжелых элементов (калифорния и других). Доказательством этого предположения является совпадение периода спонтанного деления Cf^{254} и периода половинного уменьшения светимости некоторых Сверхновых звезд типа 1.

В работах [1, 9] выполнены расчеты относительной распространенности ряда изотопов в быстром (n, γ)-процессе. Среди изотопов в области редких земель наибольший интерес представляет Er^{170} , который может быть образован только в быстром (n, γ)-процессе. Зная вероятность его образования в этом процессе и распространенность в хондритах, можно рассчитать первичную распространенность уже распавшихся изотопов в веществе, из которого они образовались, например, Cf^{254} , Cf^{250} и др.

Так, первичная распространенность Cf^{254} в веществе хондритов должна быть равна 0,028 (относительно кремния $n_{\text{Si}} = 10^6$ атомов). На основании этой величины был рассчитан вклад продуктов спонтанного деления этого изотопа в современную распространенность изотопов редких земель. Для оценки этого вклада принимают недавно полученные данные о выходах ряда осколков спонтанного деления Cf^{252} в области редких земель [10]. Благодаря близости массовых чисел этого изотопа и Cf^{254} кривые выхода их осколков будут, по-видимому, очень близки. Кривая выходов продуктов спонтанного деления Cf^{252} в области изотопов редких земель по данным работы [10] приведена на рис. 3. По ней были интерполированы значения выходов всех изотопов редких земель, которые могут образоваться при спонтанном делении Cf^{254} , и оценен вклад в их распространенность в хондритах за счет этого процесса. Полученные данные, приведенные в табл. 2, показы-

Таблица 2

Распространенность изотопов редких земель за счет спонтанного деления Cf^{254}

Изотопы	Выход на деление, %	Вклад в распространенность в хондритах за счет деления ($n_{\text{Si}} = 10^6$ атомов)	Доля от распространенности в хондритах, %
La^{139}	5,7	$16 \cdot 10^{-4}$	0,4
Ce^{140}	6,3	$17,7 \cdot 10^{-4}$	0,33
Ce^{142}	7,0	$19,5 \cdot 10^{-4}$	3
Pr^{141}	5,9	$16,5 \cdot 10^{-4}$	1,15
Nd^{143}	7,4	$20,7 \cdot 10^{-4}$	2,3
Sm^{147}	4,7	$13,3 \cdot 10^{-4}$	4,7
Sm^{149}	2,7	$7,5 \cdot 10^{-4}$	2,2
Nd^{144}	7	$19,5 \cdot 10^{-4}$	1,1
Nd^{145}	6	$16,8 \cdot 10^{-4}$	2,8
Nd^{146}	4,9	$13,7 \cdot 10^{-4}$	1,1
Nd^{148}	4,1	$11,5 \cdot 10^{-4}$	2,7
Nd^{150}	3,0	$8,4 \cdot 10^{-4}$	2
Eu^{151}	3,6	$10 \cdot 10^{-4}$	2,25
Sm^{152}	2,1	$5,9 \cdot 10^{-4}$	0,9
Eu^{153}	1,6	$4,5 \cdot 10^{-4}$	0,92
Sm^{154}	1,3	$3,6 \cdot 10^{-4}$	0,63
Gd^{155}	1,0	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,57
Gd^{156}	0,7	$1,95 \cdot 10^{-4}$	0,3
Gd^{157}	0,56	$1,57 \cdot 10^{-4}$	0,31
Gd^{158}	0,40	$1,12 \cdot 10^{-4}$	0,13
Tb^{159}	0,3	$0,84 \cdot 10^{-4}$	0,13
Gd^{160}	0,22	$0,62 \cdot 10^{-4}$	0,086
Dy^{161}	0,15	$0,42 \cdot 10^{-4}$	} меньше 0,01%
Dy^{162}	1,01	$0,28 \cdot 10^{-4}$	
Dy^{163}	0,06	$0,17 \cdot 10^{-4}$	
Dy^{164}	0,035	$0,098 \cdot 10^{-4}$	
Ho^{165}	0,02	$0,056 \cdot 10^{-4}$	
Er^{166}	0,018	$0,05 \cdot 10^{-4}$	
Er^{167}	0,006	$1,68 \cdot 10^{-6}$	
Er^{168}	0,0038	$1,07 \cdot 10^{-6}$	
Tm^{169}	0,0017	$0,48 \cdot 10^{-6}$	
Er^{170}	0,0013	$0,36 \cdot 10^{-6}$	
Yb^{171}	0,0006	$0,18 \cdot 10^{-6}$	
Yb^{172}	$\leq 0,00044$	$\leq 1,2 \cdot 10^{-7}$	
Yb^{173}	$\leq 0,00024$	$\leq 0,6 \cdot 10^{-7}$	
Yb^{174}	$\leq 0,0004$	$\leq 1,2 \cdot 10^{-7}$	
Lu^{175}	$\leq 0,0002$	$\leq 0,6 \cdot 10^{-7}$	

вают, что наиболее существенный вклад имеется только для изотопов Ce^{141} , Pr^{141} , Nd^{143} , Nd^{144} , Nd^{145} , Nd^{146} , Nd^{148} , Nd^{150} , Sm^{147} , Sm^{149} и Eu^{151} . Максимальный вклад от спонтанного деления Cf^{254} наблюдается для Sm^{147} (около 4%). Если же учесть, что в быстром (n, γ)-процессе образуются другие изотопы соседних элементов, например, Sm^{250} , Fm^{256} с такой же вероятностью как и Cf^{254} [1], то величина распространенности изотопов редких земель за счет их спонтанного деления увеличится в несколько раз.

Значительно меньший вклад в распространенность изотопов редкоземельных элементов внесет спонтанное деление изотопов урана и тория, хотя вероятность их образования в быстром (n, γ)-процессе значительно выше. Если принять распространенность U^{238} в первичном веществе равной 0,022 [11] с учетом поправки на его распад за время существования хондритов, то

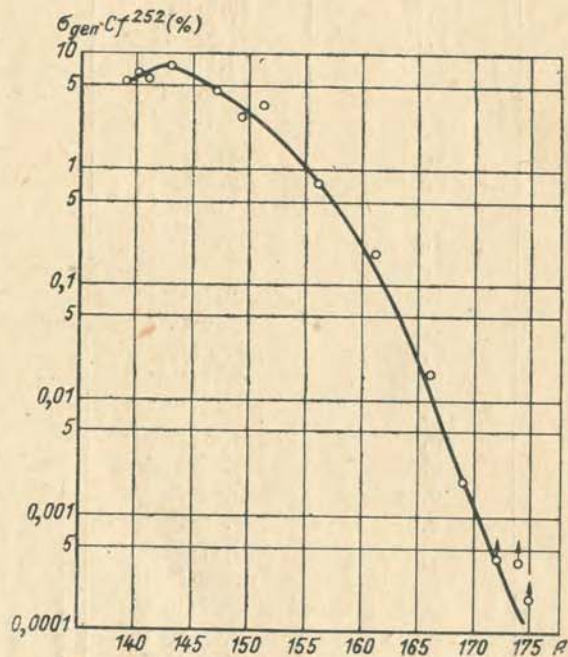


Рис. 3. Кривая выходов продуктов спонтанного деления Cf^{252} в области изотопов редких земель.

вклад от спонтанного деления U^{238} в современную распространенность Ce^{142} составит $0,7 \cdot 10^{-4}\%$, а для Sm^{147} составит $0,6 \cdot 10^{-6}\%$ (при расчетах выход этих осколков брался из данных по делению U^{235} тепловыми нейтронами [13]).

Для остальных изотопов редких земель вклад от спонтанного деления U^{238} значительно меньше. Для Th^{232} и U^{235}

периоды спонтанного деления выше чем для U^{238} , поэтому их деление практически не оказывает влияния на изотопный состав редких земель.

4. Изменение изотопного состава редких земель за счет деления U^{235} и изотопов трансурановых элементов тепловыми нейтронами

Выяснение вопроса о роли процесса деления ядер тяжелых элементов тепловыми нейтронами в природных условиях представляет несомненный интерес. В ряде работ высказывается предположение, что аномальный изотопный состав ксенона в урановых минералах может быть отчасти объяснен этим типом деления [14–16]. Делается также предположение о возможности протекания цепной реакции деления U^{235} и других ядер на ранней стадии развития Земли [17] и в оболочках Сверхновых звезд [18].

Можно сделать попытку оценить вклад процесса деления U^{235} в современную распространенность изотопов редких земель. Из сравнения кривых зависимости выхода этих изотопов при делении [12, 13] и распространенности в хондритах от A (рис. 4)

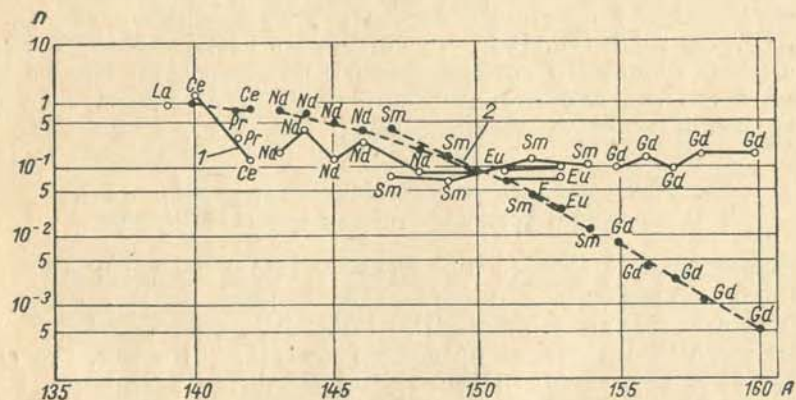


Рис. 4. Зависимость содержания изотопов редких земель в продуктах деления U^{235} тепловыми нейтронами (2) и хондритах (1) от A ($n_{La^{139}}=1$).

можно заключить, что рассматриваемый процесс может оказать влияние только на распространенность изотопов La, Ce, Nd и Sm с A от 139 до 150.

Согласно данным работы [1] атомарная распространенность ядер U^{235} , образованных в быстром (n, γ)-процессе, равна 0,057, а с учетом вклада предшественников ряда $(4n+3) - 0,663$. По отношению к содержанию Er^{170} в хондритах эти величины соответствуют первичному содержанию в них ядер U^{235} , равному 0,0115,

а вместе с его предшественниками — 0,12. Учитывая современное содержание урана в хондритах [11], его изотопный состав, период полураспада U^{235} , возраст Земли и время, прошедшее от конца синтеза ядер U^{235} и до образования солнечной системы, равное по данным работы [19] — $3,5 \cdot 10^8$ лет, находим, что содержание U^{235} составляет 0,0045. Следовательно, делению могло быть подвержено 0,007 атомов U^{235} (относительно $n_{Si} = 10^6$ атомов). Так как эта величина в 4 раза меньше, чем содержание Cf^{254} , то соответственно и доли распространенности изотопов редких земель за счет деления U^{235} будут в такое же число раз меньше, чем значения, приведенные в табл. 2. Однако следует принять во внимание, что делению тепловыми нейтронами могут подвергаться предшественники U^{235} , в частности Pu^{239} , относительная распространенность которых в сумме в 11,5 раза больше, чем U^{235} . Тогда величины, приведенные в табл. 2, необходимо увеличить примерно в 4,5 a раза (a — отношение выхода изотопа при делении U^{235} к его выходу при спонтанном делении Cf^{252}). Например, доля Sm^{147} , образованного при делении U^{235} и его предшественников, будет равна приблизительно 12% от его современной распространенности. Таким образом, деление ядер U^{235} и других членов радиоактивного ряда $(4n+3)$ тепловыми нейтронами может внести существенный вклад в современную распространенность некоторых изотопов редкоземельных элементов La, Ce, Pr, Nd и Sm. Поэтому установить возможность протекания этого процесса в космических объектах представляет несомненный интерес для космической химии и, в первую очередь, для оценки возраста атомных ядер.

5. Изучение изотопного состава редких земель при делении урана протонами высокой энергии

Значительный интерес представляет также вопрос о ядерных реакциях, приводящих к образованию самых легких изотопов редких земель, таких, как Ce^{136} , Ce^{138} , Sm^{144} , Dy^{156} , Dy^{158} , Er^{162} , Er^{164} и Yb^{168} . Высказано предположение [3, 20] о том, что они могут быть образованы в реакциях с быстрыми частицами, входящими в состав космических лучей, за время существования туманности, из которой образовались тела солнечной системы. В целях выяснения роли ядерных процессов в изменении изотопного состава редких земель было проведено радиохимическое исследование продуктов деления природного урана протонами с энергией 660 Мэв в области редкоземельных элементов [21]. Полученные данные о выходах стабильных изотопов с учетом вклада радиоактивных изотопов приведены в виде кривых на рис. 2. Их рассмотрение показывает, что в отличие от деления на медленных нейтронах и от спонтанного деления в рассматриваемом процессе образуются легкие изотопы редких земель. Вероятность их образования в ряде случаев, например, Ce^{138} , Dy^{158} ,

Er^{164} относительно велика и даже превышает вероятность образования самых тяжелых изотопов тех же элементов. Вследствие этого обстоятельства изотопный состав редкоземельных элементов, образующихся при делении урана протонами с энергией 660 Мэв, отличен от их изотопного состава в хондритах и породах земной коры.

Соответствующие расчеты показывают, что если данные о современном содержании урана в хондритах [11] соответствуют действительно среднему содержанию его в веществе солнечной системы, то потеря урана за счет ядерных реакций с частицами космических лучей может быть оценена величиной — 0,09 ($n_{Si} = 10^6$ атомов). Принимая во внимание данные рис. 2 по относительному содержанию легких изотопов редких земель в продуктах деления урана, оценим долю от современной распространенности таких изотопов в хондритах за счет этого процесса. Оказывается, что им можно объяснить почти 20—23% современной распространенности таких изотопов как Ce^{138} , Dy^{158} и практически всю распространенность La^{138} .

Это обстоятельство позволяет сделать вывод о большой роли ядерных процессов, вызванных космическими лучами, в эволюции вещества в космическом пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. Rev. Mod. Phys., 29, 547 (1957).
2. Франк-Каменецкий Д. А. УФН, 68, 523 (1959). Тр. шестого совещания по вопросам космологии 5—7 июня 1957 г. М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 200.
3. Лаврухина А. К., «Усп. химии», 28, 1310 (1959).
4. Селинов И. П. Приложение к книге: Френкель Я. И. «Принципы теории атомных ядер». М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950 г. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. т. 1 — «Ядерная физика». М., Атомиздат, 1959, стр. 400.
5. Burbidge G. R., Hoyle F., Burbidge E. M., Christy R. F., Fowler W. A. Phys. Rev., 103, 1145 (1956).
6. Виноградов А. П. «Геохимия», № 1 (1956).
7. Schmitt R. A., Moser A. W., Suffredini C. S., Lasch I. E., Sharp R. A., Oley D. A., Nature, 186, 863 (1960).
8. Collins T. L., Rourke F. M., White F. A. Phys. Rev., 105, 196 (1957).
9. Becker R. A., Fowler W. A. Phys. Rev., 115, 1410 (1960).
10. Nervik W. E. Phys. Rev., 119, 1685 (1960).
11. Hamauchi H., Reed G. W., Turkevich A. Geochim. cosmochim. Acta, 12, 337 (1957).
12. Jnghrem M. G., Hayden R. J., Hess D. C. Phys. Rev., 79, 271 (1950).
13. Горшков В. К., Иванов Р. П. и др. «Атомная энергия», 3, 11 (1957).
14. Watherill G. W. Phys. Rev., 92, 907 (1953).
15. Flemings W. H., Thode H. G. Phys. Rev., 92, 378 (1953).

16. Purkaystha B. C., Martin G. W. *Canad. J. Chem.* 34, 293 (1960).
 17. Kurode R. K. *J. Chem. Phys.*, 25, 781 (1956).
 18. Fong P. *Phys. Rev.*, 119, 241 (1960).
 19. Reynolds I. H. *Phys. Rev. Let.*, 4, 8 (1960).
 20. Лаврухина А. К. Материалы совещания по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций и β -, γ -спектроскопии нейтронодефицитных ядер. Дубна, 1958 г., стр. 31.
 21. Павлоцкая Ф. И., Лаврухина А. К. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 1058 (1958).

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Асимметрия распределения осколков деления по массам. <i>В. Т. Гейликман</i>	5
Статистическая теория деления. <i>Г. А. Пик-Пичак, В. М. Струтинский</i>	12
Асимметрия деления. <i>А. Н. Протопопов</i>	24
Радиохимическое исследование деления Am^{241} нейтронами различных энергий. <i>Н. И. Борисова, В. В. Курчатова, В. И. Новгородцева, В. А. Пчелин, Л. В. Чистяков, В. М. Шубко</i>	48
Деление ядер и угловая анизотропия осколков. <i>В. М. Струтинский</i>	54
Угловая анизотропия деления. <i>В. П. Эйсмонт</i>	61
Мгновенные нейтроны и γ -лучи деления. <i>Ю. С. Замяткин</i>	98
Спектры и среднее число нейтронов при делении Th^{232} и U^{233} нейтронами с энергией 14,3 Мэв. <i>Ю. А. Васильев, Ю. С. Замяткин, Е. И. Сиротинин, П. В. Торопов, Э. Ф. Фомушкин, В. И. Шамарухин</i>	121
Сравнение спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления Pu^{240} и вынужденного деления Pu^{239} . <i>В. И. Большов, Л. Д. Гордеева, В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренин</i>	127
Спонтанное деление ядер. <i>В. А. Друин, Г. Н. Флеров</i>	134
Длиннопребывающие α -частицы при спонтанном делении трансурановых элементов. <i>Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов, Г. И. Хлебников</i>	145
Энергетические соотношения при тройном делении урана. <i>В. Н. Дмитриев, Л. В. Драпчинский, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов</i>	151
Нейтронная спектрометрия делящихся ядер. <i>М. И. Певзнер</i>	155
Деление ядер при энергии возбуждения 20—100 Мэв. <i>Г. А. Пик-Пичак</i>	166
Деление ядер частицами высоких энергий. <i>Н. А. Перфилов</i>	175
Некоторые результаты изучения реакции взаимодействия быстрых протонов с тяжелыми ядрами с учетом процесса деления. <i>Б. Н. Беляев, А. Н. Мушин</i>	203
Радиохимическое изучение изотопов редкоземельных элементов, образующихся при фотоделении урана. <i>А. К. Лаврухина, В. И. Гольданский, Г. М. Колесов, Е. В. Минарик, Тан Сю-ен</i>	210
Асимметрия и анизотропия деления при облучении урана и висмута протонами с энергией 660 Мэв. <i>А. И. Обухов</i>	217
Пробеговые характеристики при делении протонами ядер свинца. <i>В. Ф. Даровских</i>	226
Деление ядер тяжелых элементов в природе. <i>А. К. Лаврухина</i>	231

ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Сборник статей

Редактор А. И. Воропова
Переплет художника М. К. Шевцова
Техн. редактор Е. М. Мазель
Корректор Л. Г. Девятова

Сдано в набор 22/II 1962 г. Подписано
в печ. 25/IV 1962 г. Бумага 60×90/16
Физич. печ. л. 15,25. Уч.-изд. л. 15,02.
Заказ изд. 855. Тираж 4000 экз. Т-04497
Цена 85 к. Заказ тип. 139

Госатомиздат, Москва, Центр,
ул. Кирова, 18.

Московская типография № 5
Мосгорсовнархоза.
Москва, Трехпрудный пер., 9.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
13	5 стр.	$(i=1, 2 \dots),$	$(i=1, 2),$
15	6 стр.	$Wd = \sum_{i=1, 2 \dots} Wd_i =$ $= \sum_{i=1, 2 \dots} \dots$	$Wd = \sum_{i=1, 2} Wd_i = \sum_{i=1, 2} \dots$
21	1 стр.	... неудачно.	... неудачно.
53	8 стр.	$\text{и } \frac{11}{2}$	$\text{и } \frac{11^-}{2}$
54	11 стр.	$p = I/K_0^2$	$p = I^2/K_0^2$
64	11 стр.	шеней K_0 ,	шеней, K_0
84	9 стр.	... $Z^2/A(Z^2/A)_{кр}$ $Z^2/A/(Z^2/A)_{кр}$...
147	18 стр.	; $\varphi(E)$ —	; $\varphi_2(E)$ —
147	12 и 13 стр.	для юрия-176 и для Pu^{115}	для юрия — 176 и для плутония — 115.
213	7 стр.	продуктов с $A \geq 510$	продуктов с $A \geq 150$