

от висмута. При делении ядер урана  $\alpha$ -частицами с энергией 380 Мэв [59] и висмута дейтронами с энергией 190 Мэв [60] наблюдается однокорбая кривая выхода осколков. Радиохимический анализ осколков деления привел к выводу, что максимум этой однокорбой кривой сдвинут на 3—6 единиц в сторону меньших значений масс по сравнению с половиной от суммы масс ядра-мишени и налетающей частицы. Такое уменьшение масс осколков связано с испусканием нейтронов при делении сильно возбужденного ядра. Наличие среди осколков деления ядер с недостатком нейтронов, проявляющееся в позитронном распаде и явлении  $K$ -захвата, указывает, что испускание нейтронов происходит в основном до деления сильно возбужденных ядер.

Деление ядер, происходящее после предварительного испускания нейтронов сильно возбужденным ядром, называют «эмиссионным» делением. По мере эмиссии нейтронов пороговая энергия деления уменьшается, а энергия связи нейтронов увеличивается. Когда энергия возбуждения оставшегося ядра делается ниже энергии связи нейтронов и выше пороговой энергии деления, вероятность процесса деления сильно возрастет, и он будет успешно конкурировать с другими процессами (например, с испусканием  $\gamma$ -квантов). Чем легче ядро, тем большей начальной энергией возбуждения оно должно обладать, чтобы только процесс эмиссии нейтронов приводил к состоянию, в котором вероятность деления становится большой величиной. В тяжелых ядрах эмиссионное деление конкурирует с делением ядра, находящегося в высоковозбужденном состоянии. Исследование эмиссионного деления производилось в ряде работ (см., например, [61, 62]). Исследованию особенностей деления ядер при больших энергиях возбуждения посвящен ряд работ Н. А. Перфилова, О. В. Ложкина, В. П. Шамова, Н. С. Ивановой и др. (см., например, обзор Н. А. Перфилова [63]).

### § 33. Кинетическая энергия и угловое распределение осколков деления

Средняя кинетическая энергия осколков деления ядра  $U^{235}$  медленными нейтронами равна  $167,1 \pm 2$  Мэв. Средняя кинетическая энергия осколков немного изменяется с изменением отношения масс примерно так, как и следовало бы ожидать из оценки энергии кулоновского отталкивания двух капель, если учесть поправку на эффект оболочек, которая уменьшает полную энергию, выделяемую при симметричном делении. Кинетическая энергия осколков сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно идет на возбуждение внутреннего состояния осколков. Как известно, деление ядер сопровождается испусканием нейтронов. Спектр быстрых нейтронов, испускаемых при делении  $U^{235}$  медленными нейтронами, изображен на рис. 42.

При спонтанном делении среднее число испускаемых нейтронов возрастает с ростом массового числа примерно по линейному закону

(для  $\text{Pu}^{238}$   $\bar{\nu} = 1,89$ , для  $\text{Cf}^{252}$   $\bar{\nu} = 3,52$ ). Среднее число испускаемых нейтронов увеличивается также и при возрастании возбуждения ядра [64]. Измерения Фрезера [65] углового распределения нейтронов, испускаемых ядром при делении, согласуется с предположением,

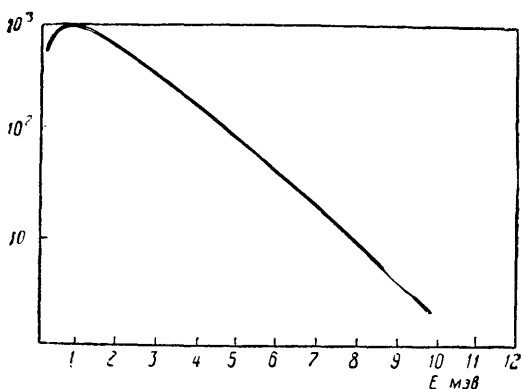


Рис. 42. Спектр быстрых нейтронов, испускаемых при делении  $\text{U}^{235}$  медленными нейтронами.

что нейтроны испаряются из движущихся осколков. В среднем легкий осколок испускает на  $30\%$  больше нейтронов, чем тяжелый. Время между делением и испусканием нейтронов равно примерно  $4 \cdot 10^{-14}$  сек.

Каждый образовавшийся в процессе деления осколок имеет избыточное число нейтронов по сравнению с протонами. Поэтому каждый осколок претерпевает в среднем около трех  $\beta$ -распадов, пока не станет стабильным. При делении  $\text{U}^{235}$  электроны, нейтрино и  $\gamma$ -кванты уносят примерно  $20$  Мэв выделяемой энергии. Некоторые  $\beta$ -распады осколков в области заполненных оболочек дают дочерние ядра в столь возбужденном состоянии, что они испускают нейтроны. Эти нейтроны называются *запаздывающими*, так как время их испускания связано с временем жизни соответствующего осколка по отношению к  $\beta$ -распаду. Так, например, нейтроны с периодом  $55$  сек выделяются при  $\beta$ -распаде  $\text{Vt}^{87}$ ; нейтроны с периодом  $22$  сек выделяются при  $\beta$ -распаде  $\text{I}^{137}$ .

Представляет интерес исследование углового распределения осколков деления по отношению к направлению движения частиц или  $\gamma$ -квантов, вызывающих деление. Впервые анизотропия в угловом распределении осколков была установлена в работе Уинхолада, Дэмоса и Хальперна [66] при изучении фотоделения тория. Оказалось, что осколки деления вылетают преимущественно под прямым углом к пучку  $\gamma$ -лучей. С точностью до ошибок эксперимента угловое распределение подчиняется закону

$$a + b \sin^2 \theta. \quad (33,1)$$

Коэффициент анизотропии  $b/a$  имеет наибольшее значение для энергии фотонов, близкой к порогу деления, и убывает с увеличением энергии. Анизотропия в угловом распределении осколков фотоделения  $U^{238}$  изучалась Лазаревой, Банником, Куликовой и Яковлевым [55,67].

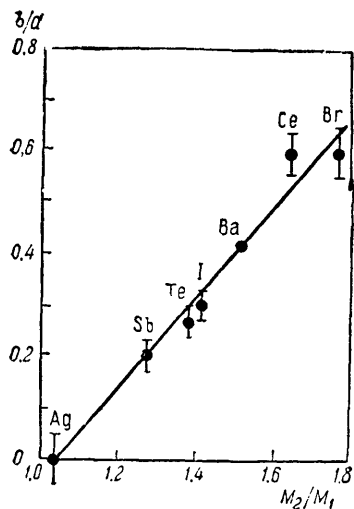


Рис. 43. Коэффициент анизотропии в угловом распределении осколков фотоделения  $Th^{232}$  вблизи порога в зависимости от отношения масс осколков.

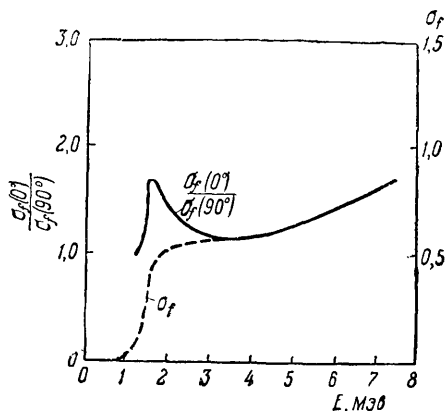


Рис. 44. Сечение деления и анизотропия в угловом распределении осколков деления ядра  $U^{235}$  нейтронами.

Интересно, что угловая анизотропия разлета осколков деления оказалась тесно связанной с асимметрией их масс. На рис. 43 приведены данные работы [68], в которой определялся коэффициент анизотропии  $b/a$  для случаев деления на осколки с различными массами. Отношение  $b/a$  растет примерно линейно с увеличением отношения масс осколков.

Обнаружена анизотропия углового распределения осколков деления, вызываемого быстрыми частицами. В этом случае преимущественное направление разлета осколков совпадает с направлением движения частиц, вызывающих деление. Угловое распределение симметрично относительно  $90^\circ$  и выражается формулой

$$1 + A \cos^2 \theta + B \cos^4 \theta.$$

В этом случае анизотропия углового распределения также возрастает с увеличением отношения масс осколков.

В общем случае величина анизотропии углового распределения зависит от типа делящегося ядра, отношения масс осколков и от энергии налетающей частицы. Особенно резкая зависимость асимметрии углового

распределения от энергии налетающей частицы наблюдается вблизи порога деления. На рис. 44 изображено отношение  $\frac{\sigma_f(0^\circ)}{\sigma_f(90^\circ)}$  как функция энергии нейтронов в области порога деления  $U^{238}$ . Пунктирной линией на том же рисунке изображено эффективное сечение деления. Как видно из рисунка, для энергий, превышающих порог деления на несколько сотен *кэВ*, анизотропия возрастает очень быстро и достигает

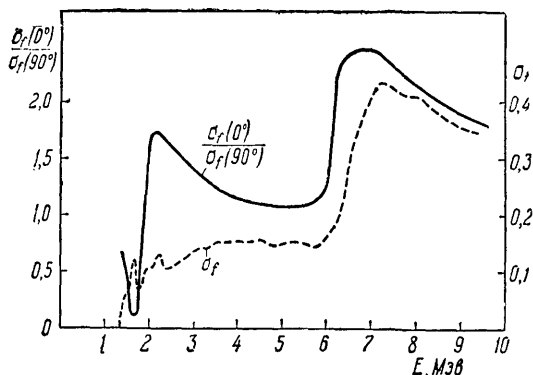


Рис. 45. Сечение деления и анизотропия в угловом распределении осколков деления ядра  $Th^{232}$  нейтронами.

максимального значения при энергии нейтронов приблизительно  $1,5 \text{ МэВ}$ . Затем анизотропия уменьшается до почти изотропного распределения при энергии  $3,5 \text{ МэВ}$  и медленно увеличивается при дальнейшем возрастании энергии нейтронов. На рис. 45 представлено отношение  $\sigma(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$  как функция энергии нейтронов при делении  $Th^{232}$ . В отличие от  $U^{238}$  угловая анизотропия при делении  $Th^{232}$  нейтронами резко возрастает сразу же после порога в области энергий, соответствующих острому резонансу в сечении деления. При этом в области резонанса осколки разлетаются в основном перпендикулярно к пучку нейтронов. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов анизотропия обращается (максимум в направлении движения нейтронов) и изменяется в дальнейшем так же, как и в случае деления  $U^{238}$ : при  $5 \text{ МэВ}$  распределение почти изотропно, но при  $6 \text{ МэВ}$  снова резко возрастает. Выше  $7 \text{ МэВ}$  анизотропия уменьшается, но еще остается большой. Возможно, что уменьшение анизотропии при большой энергии связано с увеличением вероятности симметричного деления. Экспериментальные данные об угловой анизотропии еще не полны, и дальнейшее ее изучение представляет значительный интерес.

Теория углового распределения осколков деления развита еще очень слабо. Представляет интерес работа В. М. Струтинского [69], который без использования модельных соображений на основе только законов

сохранения моментов количества движения показал, что в случае бесспиновых осколков угловое распределение при фотоделении имеет максимум под углом  $90^\circ$ , а при делении нейтронами — под углом  $0^\circ$ . Это различие связано с тем, что при захвате быстрого нуклона спин составного ядра ориентируется преимущественно перпендикулярно к пучку. В случае поглощения дипольных  $\gamma$ -квантов вследствие поперечности электромагнитных волн проекция момента количества движения на направление движения равна  $\pm 1$ , поэтому спин составного ядра ориентируется преимущественно вдоль пучка. Поскольку при бесспиновых осколках направление их разлета перпендикулярно к направлению орбитального момента количества движения, то это направление должно составлять прямой угол с направлением спина составного ядра. Таким образом доказывается высказанное выше утверждение.

Если спин ядра-мишени отличен от нуля, то угловое распределение бесспиновых осколков становится более изотропным вследствие большей изотропии в распределении спинов составного ядра.

Угловое распределение осколков, обладающих спином, зависит от механизма деления.

### § 34. Обобщенная модель ядра и деление

Процесс деления ядра обусловлен коллективными движениями многих нуклонов в ядре, характер которых существенно зависит от состояний отдельных нуклонов в ядре. Теория деления должна учитывать как коллективные, так и индивидуальные состояния нуклонов в ядре. Поэтому естественно ожидать, что обобщенная модель ядра, в которой учитываются коллективные и одночастичные состояния, может дать более детальное объяснение явления деления, чем простая капельная модель, которая не может даже объяснить несферическую форму основных состояний многих ядер. Применение обобщенной модели к описанию качественных закономерностей при делении было осуществлено О. Бором и Моттельсоном [70].

Форма всех делящихся ядер, находящихся в основном состоянии, может быть описана уравнением

$$R(\theta) = R_0 \{1 + \beta_0 Y_{20}(\theta)\}, \quad (34, 1)$$

где параметр  $\beta_0 = 0,2 - 0,3$ . Деление ядра произойдет с заметной вероятностью, если энергия возбуждения ядра, близкая к пороговой энергии деления ( $5 - 6 \text{ Мэв}$ ), сосредоточится на колебательной степени свободы ядра, и ядро при колебаниях его формы перейдет через значение параметра  $\beta$ , соответствующее седловой точке на поверхности потенциальной энергии. Таким образом, если возбуждение ядра не сильно превосходит пороговую энергию, то в момент прохождения ядра через критическую деформацию все степени свободы ядра кроме деформации, соответствующей  $Y_{20}(\theta)$ , не будут возбуждены. Другими словами,