

Распределение осколков по массам при фотоделении изучалось в ряде работ [56]. Как и в случае деления, вызванного нейтронами и заряженными частицами при малых энергиях возбуждения ядер ( $E \leq 10$  Мэв), выход осколков характеризуется двугорбой кривой с максимумами около массовых чисел 99 и 138 с глубоким провалом в области масс 117. С увеличением энергии  $\gamma$ -излучения вероятность симметричного деления возрастает.

### § 32. Деление ядер при больших энергиях возбуждения

Процесс деления существенно зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. Рост сечения вблизи порога почти экспоненциальный. Вскоре после превышения пороговой энергии сечение достигает постоянного значения  $\sigma_{f_0}$ . Если деление вызывается нейтронами, то зависимость сечения деления от энергии нейтронов может быть схематически представлена рис. 40. Рис. 40, а относится к случаю ядер, имеющих порог деления ( $\text{Pa}^{231}$ ,  $\text{U}^{234}$ ,  $\text{Np}^{237}$ , ...), т. е. ядер, у которых энергия связи нейтрона меньше пороговой энергии получающегося составного ядра. Рис. 40, б относится к случаю ядер, деление которых вызывается тепловыми нейтронами ( $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Pu}^{239}$ ).

В таблице 22 приведены пороговые энергии деления и энергия связи нейтронов по данным Камерона [49]. Пороговая энергия в таблице 22 определяется как энергия, при которой сечение деления равно  $\frac{1}{2} \sigma_{f_0}$  (см. § 30), поэтому она на несколько сотен кэв больше пороговой энергии, приводимой в других работах. Значения пороговой энергии, отмеченные звездочками, получены из данных о фотоделении.

Т а б л и ц а 22. Пороговые энергии деления и энергия связи нейтронов

Составное ядро	$\text{Th}^{233}$	$\text{Pa}^{232}$	$\text{U}^{233}$	$\text{U}^{237}$	$\text{U}^{239}$	$\text{Np}^{233}$	$\text{Th}^{232}$	$\text{U}^{233}$	$\text{U}^{238}$	$\text{Np}^{237}$	$\text{Pu}^{239}$
$E_f$ , Мэв	6,44	6,18	5,75	6,40	6,15	6,04	5,95*	5,49*	5,80*	5,49*	5,48*
Энергия связи нейтрона	5,09	5,65	5,18	5,42	4,70	5,43	6,34	5,94	6,07	6,78	5,53

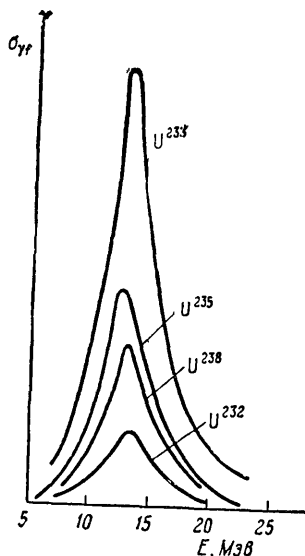


Рис. 39. Сечения фотоделения некоторых ядер в относительных единицах.

Постоянное значение сечения деления  $\sigma_{f_0}$  (первое плато) сохраняется примерно до энергий 5—6  $Mэв$ , где имеет место новый рост сечения, связанный с энергетической возможностью деления после предварительного испарения нейтрона из составного ядра. Значение энергии нейтрона, соответствующее началу подъема сечения после первого плато, определяется порогом реакции  $(n, n'f)$ . Оно равно величине барьера деления  $E_f$  ядра-мишени. Рост сечения деления выше порога реакции  $(n, n'f)$  должен быть более плавным

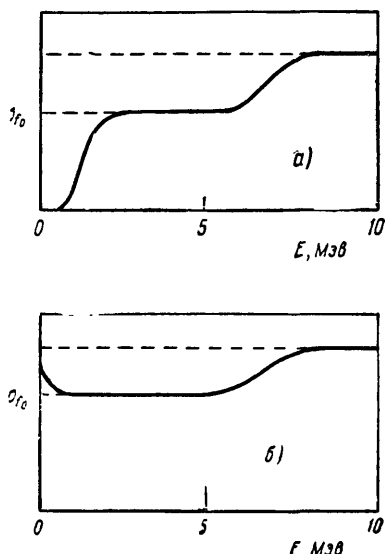


Рис. 40. Схема поведения сечения деления в зависимости от энергии нейтронов: *a* — для ядер с определенным порогом деления; *b* — для ядер, делящихся тепловыми нейтронами.

выше порога реакции  $(n, n'f)$  должен быть более плавным

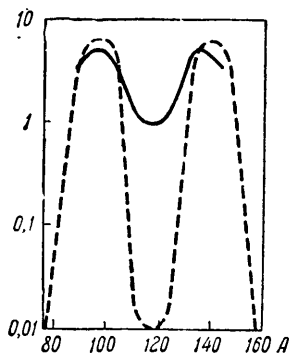


Рис. 41. Кривые выхода осколков деления  $U^{235}$  под действием 14  $Mэв$  нейтронов (сплошная линия) и тепловых нейтронов (пунктирная линия).

из-за большого разброса в значениях энергии, которая может быть унесена нейтроном, испущенным до деления ядра [57].

Увеличение энергии возбуждения сопровождается не только изменением величины сечения деления, но и сказывается на распределении осколков деления по массам. Двугорбая кривая выхода осколков деформируется за счет поднятия ложбины между горбами. На рис. 41 сравнивается вид двугорбой кривой при делении  $U^{235}$  нейтронами с энергией 14  $Mэв$  (сплошная кривая) с кривой для тепловых нейтронов (пунктирная кривая). Такой же характер изменения двугорбой кривой наблюдается и в случае фотоделения при увеличении энергии  $\gamma$ -квантов. При изменении максимальной энергии тормозного излучения от 7 до 300  $Mэв$  отношение выхода в максимуме двугорбой кривой к выходу в минимуме падает от 300 до 4.

С помощью достаточно быстрых нейтронов, протонов или дейтронов удается вызывать деление [58] всех тяжелых элементов, начиная

от висмута. При делении ядер урана  $\alpha$ -частицами с энергией 380 Мэв [59] и висмута дейтронами с энергией 190 Мэв [60] наблюдается односторонняя кривая выхода осколков. Радиохимический анализ осколков деления привел к выводу, что максимум этой односторонней 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 возрастает, 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