

ядру разделиться, т. е. приобрести форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетич. барьер  $A$ , наз. барьером деления (рис. 6, а). Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, напр. при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит туннельное просачивание через барьер (см. *Туннельный эффект*).

Когда энергия возбуждения ядра невелика, квантовые оболочечные эффекты приводят к осцилляциям потенц. энергии относительно параметра деформации ядра. При этом барьер деления приобретает двугорбый (рис. 6, б) или трёхгорбый (рис. 6, в) вид. Такое поведение потенц. энергии ядра позволяет наиб. просто объяснить как существование спонтанно делящихся

Рис. 6. Потенциальная энергия  $V$  ядра как функция параметра  $\beta$ , характеризующего его деформацию в процессе деления. Внизу — схематическое изображение эволюции формы ядра в процессе деления.

изомеров, так и широких резонансов в зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра, а также группирование уровней составного ядра, обладающих большой делительной шириной.

Если проницаемость барьеров  $A$  и  $B$  невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме  $I$ , либо к яме  $II$ . В свою очередь, состояния, принадлежащие определ. яме, как состояния сложной многочастичной структуры, можно разделить на простые (одночастичные) и коллективные состояния (вибрац. уровни) (см. *Коллективные возбуждения ядер, Колебательные возбуждения ядер*). Осн. состоянием делящегося ядра является наименьшее состояние в яме  $I$ , в то время как наименьшее состояние в яме  $II$  соответствует спонтанно делящемуся изомеру. Состояния, принадлежащие яме  $II$ , имеют большую делительную ширину, определяемую проницаемостью наружного барьера  $B$ . Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока благодаря туннельному переходу через барьер  $B$  оно разделится на 2 осколка. Распад спонтанно делящегося изомера в основное состояние ядра с излучением  $\gamma$ -квантов запрещён из-за малой проницаемости внутр. барьера  $A$  [5].

Широкий резонанс в сечении деления (рис. 3) обусловлен связью сложных состояний ядра в яме  $I$  с коллат. состояниями в яме  $II$ . Расщепление этого резонанса на ряд более узких (наблюдаемое экспериментально) обусловлено состояниями ядра на вершине барьера  $B$  с разл. значениями угл. момента ядра  $I$  и его проекции  $K$  на ось симметрии ядра (см. *Деформированные ядра*).

Предполагается, что делящееся ядро на вершинах барьеров  $A$  и  $B$  имеет разные переходные состояния, свойства к-рых обусловлены формой ядра. На барьере  $A$  ядро не обладает аксиальной симметрией, т. е. величина  $K$  не сохраняется, но зато есть зеркальная симметрия относительно плоскости, перпендикулярной наиб. оси ядра. На барьере  $B$  ядро имеет аксиальную симметрию, так что  $K$  сохраняется, но нарушена зеркальная симметрия (групповидная форма ядра). Здесь уже существует асимметрия масс будущих осколков. Поэтому на барьере  $B$  состояния ядра с разной чётностью имеют разную энергию. Эти особенности формы ядра на вершине барьеров  $A$  и  $B$  играют важную роль при теоретич. описании угл. распределений осколков деления [6]. Характер зависимости сечения деления от энергии

возбуждения  $\mathcal{E}^*$  ядра при малых  $\mathcal{E}^*$  сильно изменяется от ядра к ядру, т. к. вероятность деления зависит от положения уровней в яме  $II$  и их структуры.

**Распределение осколков деления по массам.** Осн. типом деления является деление на 2 осколка. Наиб. характерная его особенность при небольшой энергии возбуждения — асимметрия распределения осколков по массе. Для деления  $^{235}\text{U}$  отношение ср. масс тяжёлого и лёгкого осколков  $\sim 1,5$ . В этом случае распределение осколков по массам имеет двугорбый вид (рис. 7). С увеличением энергии возбуждения возрастает ве-

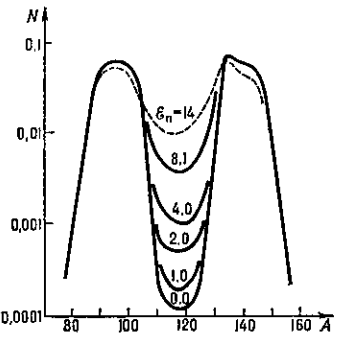


Рис. 7. Распределение осколков по массе для деления  $^{235}\text{U} + n$  в зависимости от энергии нейтронов  $\mathcal{E}_n$  (в МэВ);  $N$  — процентное содержание ядер — осколков с данным  $A$  (выход массы).

роятность симметричного деления, а вероятность асимметричного изменяется очень слабо. Для большой энергии возбуждения наиб. вероятным становится симметричное деление, т. е. распределение по массам становится одnogорбым.

Отношение выхода масс в «пике» и «провале» распределения зависит также от  $Z^2/A$  делящегося ядра. Для деления нейтронами  $^{230}\text{Th}$  оно  $5 \cdot 10^4$ , для  $^{235}\text{U}$  —  $6 \cdot 10^2$ , для спонтанного деления  $^{254}\text{Cf}$  — 150. С ростом  $Z$  и  $A$  делящегося ядра «пик» тяжёлого осколка в массовом распределении стоит на месте, а «пик» лёгкого осколка приближается к «пику» тяжёлого. Для спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$  наблюдается одnogорбое распределение, т. е. наиб. вероятно симметричное деление.

Сложная картина распределения осколков по массам наблюдается при делении относительно лёгких ядер. При делении  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией 11 МэВ наблюдается трёхгорбое распределение осколков по массам — один горб соответствует симметричному, два других — асимметричному делению. С ростом энергии возбуждения выход симметричного деления растёт. Для ещё более лёгких делящихся ядер ( $\text{Bi} + d$ ), у к-рых деление становится заметным лишь при энергии возбуждения св. 20 МэВ, распределение осколков по массам симметрично.

Редко (один случай на  $\sim 400$  случаев деления на 2 осколка) происходит вылет третьей лёгкой заряд. частицы. Наб. часто вылетают  $\alpha$ -частицы, а суммарный выход остальных ( $p, d, t, \text{Li}$  и т. д.) не превышает 15% от выхода  $\alpha$ -частиц. Тройное Д. я. наблюдается при высоких энергиях возбуждения.

**Распределение осколков по кинетич. энергии.** Выделение энергии на 1 акт деления тяжёлого ядра велико и при делении на 2 осколка распределяется в соответствии с данными:

Делящееся ядро . . . . .	$^{235}\text{U}$	$^{252}\text{Cf}$
Кинетическая энергия осколков, МэВ . . . . .	168	183
Кинетическая энергия нейтронов, МэВ . . . . .	5	9
Энергия $\gamma$ -квантов, МэВ . . . . .	7	8
Энергия $\beta$ -распада, МэВ . . . . .	8	8
Полное энерговыделение, МэВ . . . . .	188	208

Деление тяжёлых ядер на 3 осколка даёт ещё большее энерговыделение. Осн. вклад в энерговыделение вносит кинетич. энергия осколков (до 90%). Энерговыделение определяется кулоновским ускорением осколков и, следовательно, пропорционально величине  $Z^2/A^{1/2}$  делящегося ядра. Эксперим. данные по ср. суммарной кинетич. энергии осколков  $\bar{\mathcal{E}}_k$  пропорциональны этой величине. Величина  $\bar{\mathcal{E}}_k$  практически не зависит от