

сохранения моментов количества движения показал, что в случае бесспиновых осколков угловое распределение при фотоделении имеет максимум под углом 90° , а при делении нейтронами — под углом 0° . Это различие связано с тем, что при захвате быстрого нуклона спин составного ядра ориентируется преимущественно перпендикулярно к пучку. В случае поглощения дипольных γ -квантов вследствие поперечности электромагнитных волн проекция момента количества движения на направление движения равна ± 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 β , 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,

можно сказать, что ядро при прохождении седловой точки является «холодным».

Энергия колебаний поверхности тяжелых ядер равна 800—900 *кэв*, что соответствует периоду колебаний $\tau_{\beta} \sim 5 \cdot 10^{-21}$ *сек*. Период колебаний частиц, соответствующих кинетической энергии ~ 20 *Мэв*, равен $\tau_p \sim 2 \cdot 10^{-22}$ *сек*. Таким образом, возможно адиабатическое приближение, при котором состояния нуклонов рассматриваются для каждого фиксированного значения деформации β . Полная энергия E ядра в этом приближении будет функцией деформации, т. е. можно написать $E = E(\beta)$. Энергия деформации ядра, соответствующая изменению формы $\beta_0 \rightarrow \beta$, будет равна

$$V(\beta) = E(\beta) - E(\beta_0). \quad (34,2)$$

Энергия порога деления $V(\beta_{кр})$ соответствует значению (34,2) при критической деформации. Порог деления должен быть функцией состояний нуклонов в ядре, форма которого соответствует критической деформации.

Предположим, что при прохождении через критическую деформацию ядро сохраняет аксиально-симметричную форму, подобную его форме в основном состоянии. Тогда состояние при критической деформации будет характеризоваться волновой функцией

$$\psi = \Phi(\beta) \chi_{\Omega} D'_{MK}(\theta_1, \theta_2, \theta_3), \quad (34,3)$$

где $\Phi(\beta)$ — волновая функция, определяющая колебания около «равновесного» положения $\beta_{кр}$; χ_{Ω} определяет внутренние состояния нуклонов ядра; D'_{MK} — волновая функция, характеризующая ориентацию оси симметрии ядра в пространстве. Квантовое число J определяет полный момент составного ядра; M — его проекцию на выделенное направление в пространстве; K — проекцию на ось симметрии ядра.

Для четно-четных ядер в основном состоянии $\Omega = K = 0$, при этом энергия

$$E_J(\beta) = \epsilon_0(\beta) + A(\beta) J(J+1), \quad (34,4)$$

где ϵ_0 — внутренняя энергия ядра; $A(\beta)$ — величина, зависящая от деформации ядра. При деформациях, соответствующих основному состоянию тяжелых ядер, $A(\beta_0) \sim 7$ *кэв*. При критических деформациях $A(\beta_{кр})$ значительно меньше 7 *кэв*.

Следует, конечно, иметь в виду, что применение формулы (34,4) для характеристики состояний ядра в области критических деформаций имеет условный смысл, так как колебательное движение при критической деформации переходит в аperiodическое и уровни энергии не являются стационарными.

Четно-четные ядра в основном состоянии кроме аксиальной оси симметрии имеют центр симметрии. Учет свойств симметрии ядра (см. § 20) приводит к тому, что в основном состоянии реализуются только четные

значения $J=0, 2, 4, \dots$. При больших деформациях, приближающихся к критическим значениям, ядро может не обладать центром симметрии. При этом форма ядра уже будет описываться уравнением

$$R(\theta) = R_0 \{1 + \beta Y_{20}(\theta) + \alpha Y_{\varepsilon_0}(\theta)\}, \quad (34,5)$$

где β, α — значения, соответствующие минимуму потенциальной энергии. Естественно, что если потенциальная энергия имеет минимум при некоторой форме ядра, соответствующей определенному значению α , то этот же минимум будет иметь и форма ядра, полученная из первой при зеркальном отражении в плоскости, перпендикулярной к аксиальной оси симметрии. При нарушении центра симметрии энергия ядра будет иметь вид

$$E_J(\beta, \alpha) = \varepsilon_0(\beta, \alpha) + A \cdot J(J+1) + \Delta\varepsilon,$$

где добавочная энергия $\Delta\varepsilon$ пропорциональна частоте «туннельного» движения между указанными выше зеркальными формами ядра. Чем больше асимметрия ядра, тем меньше частота такого движения, а следовательно, меньше и $\Delta\varepsilon$. Энергетический спектр ядер, не обладающих центром симметрии, должен содержать состояния с нечетным моментом, имеющие отрицательную четность. Такие состояния наблюдаются при возбуждении четно-четных ядер (см. § 23). Особенно низко расположены состояния 1^- у четных изотопов радия и тория. На рис. 46

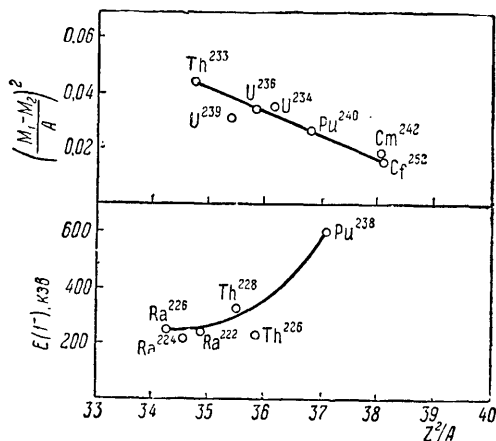


Рис. 46. Асимметрия деления (верхняя кривая) и значение энергии уровня 1^- (нижняя кривая).

приведены значения энергии уровня 1^- для некоторых ядер. Там же приведена величина $\left(\frac{M_2 - M_1}{A}\right)^2$, характеризующая асимметрию деления, вызываемого медленными нейтронами. Между изменением величины асимметрии деления и положением уровня 1^- имеется определенная корреляция: чем выше положение уровня 1^- , тем меньше асимметрия деления.

У ядер с нечетным значением массового числа в основном состоянии наименьшее значение K определяется проекцией момента количества движения последнего нечетного нуклона в его низшем из возможных состояний. При изменении деформации ядра одночастичные уровни смещаются. При критической деформации нижайшее состояние нуклона может соответствовать значению Ω^* , не совпадающему с значением Ω в основном состоянии ядра. При переходе от значения β_0 к значению $\beta_{кр}$ надо затратить не только энергию, идущую на увеличение потенциальной энергии деформации, но и энергию, соответствующую разности энергии одночастичных состояний с проекциями спина Ω_0 и Ω^* .

Таким образом, согласно Уилеру [71] можно объяснить более высокий барьер деления нечетного ядра по сравнению с барьером соседнего четного ядра (на 0,5—1 Мэв). Это приводит к меньшей вероятности деления нечетных ядер по сравнению с вероятностью деления четно-четных ядер.

Перейдем к рассмотрению углового распределения осколков деления, вызываемого фотонами. Если фотоделение вызывает электрическое дипольное излучение, то деление четно-четного ядра должно проходить через промежуточное состояние с моментом, равным единице, и отрицательной четностью. Для энергии фотонов, близкой к пороговой, имеется только одно состояние 1^- , соответствующее $K=0$ и вращению ядра с $J=1$. Естественно предположить, что направление разлета осколков совпадает с направлением аксиальной оси симметрии ядра. Тогда угловое распределение осколков по отношению к направлению движения фотонов будет определяться пространственным распределением аксиальных осей симметрии ядра и может быть согласно (34,3) записано в виде

$$d\sigma(\theta) = A \sum_M |D_{M0}^1|^2. \quad (34,6)$$

Если выбрать ось квантования вдоль направления движения фотона, то M в (34,6) может принимать только значения ± 1 . Тогда, учитывая равенство

$$D_{M0}^1 = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{M1}(\theta, \varphi),$$

получим:

$$d\sigma(\theta) \sim \sin^2 \theta. \quad (34,6a)$$

Таким образом, в этом случае осколки разлетаются преимущественно в направлении, перпендикулярном к пучку фотонов.

Если энергия фотона достаточна, чтобы возбудить более высоко лежащие состояния типа 1^- , соответствующие внутреннему возбуждению нуклонов (~ 1 Мэв) с $K=1$, то угловое распределение будет определяться формулой

$$d\sigma(\theta) = A \sum_M |D_{M1}^1|^2 = A \{ |D_{11}^1|^2 + |D_{-1,1}^1|^2 \}.$$

Пользуясь значениями функций D_{M1}^1 , приведенными в приложении I, получим:

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{2}A(1 + \cos^2 \theta).$$

Таким образом, в общем случае угловое распределение осколков при фотоделении может быть представлено формулой

$$d\sigma(\theta) = a + b \sin^2 \theta,$$

где отношение b/a зависит от энергии возбуждения ядра.

Поскольку вращательные состояния типа 1^- соответствуют асимметричным ядрам, то угловое распределение типа (34,6а) должно иметь место при асимметричном делении. При увеличении роли симметричного деления уменьшается и угловая анизотропия. Таким образом, обобщенная модель дает естественное качественное объяснение связи между угловой анизотропией и распределением осколков по массам.

При фотоделении нечетных ядер поглощение дипольного γ -кванта приводит к нескольким спиновым состояниям. Кроме того, квантовые состояния в этом случае лежат ближе друг к другу, чем у четно-четных ядер. Поэтому в этом случае даже вблизи порога фотоделение может идти несколькими путями и нельзя ожидать определенной анизотропии. Эксперименты по фотоделению U^{235} подтверждают это качественное заключение.

При фотоделении четно-четных ядер, вызываемом поглощением квадрупольных γ -квантов без изменения квантового числа K , угловое распределение должно иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sum_{M=1, -1} |D_{M0}^2|^2 \sim \sum_{M=1, -1} |Y_{2M}|^2 \sim \sin^2(\theta) \cos^2 \theta.$$

При делении четно-четных ядер, вызываемом быстрыми нейтронами, образуется составное ядро с различными значениями спина J . Выберем ось квантования вдоль направления пучка нейтронов. Тогда в начальном состоянии проекция момента количества движения системы нейтрон и ядро (на эту ось) может принимать только два значения $\pm 1/2$. Эта проекция является интегралом движения, поэтому составное ядро с моментом J должно находиться в состоянии с $J_z = \pm 1/2$. Если спин J составного ядра больше $1/2$, то из неравенства $J \gg J_z$ следует, что спин составного ядра будет ориентирован преимущественно перпендикулярно к оси пучка нейтронов. С другой стороны, в состояниях ядра с моментом J , соответствующих малым значениям K (проекция J на аксиальную ось симметрии ядра), аксиальная ось симметрии также в основном перпендикулярна к моменту количества движения. Таким образом, ось симметрии (следовательно, и направление разлета продуктов деления) будет направлена в основном вдоль оси пучка нейтронов. Если состояния составного ядра с моментом J , предшествующ-

щие делению, имеют $K \sim J$, то аксиальная ось симметрии будет ориентирована в направлении полного момента, т. е. под углом 90° к пучку нейтронов.

Таким образом, если деление происходит через одно состояние с моментом J , то продукты деления будут разлетаться либо в основном вперед (при $K \ll J$), либо под углом 90° , если $K \sim J$. В общем случае максимум в распределении продуктов деления будет определяться из условия $\sin \theta \sim \frac{K}{J}$.

Если мишень является четно-нечетным ядром (четное Z , нечетное N), то составное ядро будет четно-четным, поэтому малым энергиям возбуждения будут соответствовать малые значения K . В этом случае направление аксиальной оси симметрии ядра при $J > K$ является сравнительно хорошо определенным и следует ожидать значительной угловой анизотропии при малых значениях спина ядра-мишени, когда ограничена и область изменения M . Малой угловой анизотропией должно обладать распределение продуктов деления нечетно-четных или нечетно-нечетных ядер под действием нейтронов, когда отсутствуют ограничения, налагаемые как на величину M , так и на величину K . Так, например, следует ожидать большой анизотропии у Pu^{239} ($J_0 = 1/2$) и меньшей анизотропии у ядра U^{235} ($J_0 = 7/2$).

Если деление, вызываемое нейтронами, происходит через одно состояние, имеющее полный момент J и его проекцию K на ось симметрии ядра, то, используя для характеристики состояния составного ядра перед делением волновую функцию (34,3), получим аналитическое выражение для углового распределения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sum_{M=1/2}^{-1/2} |D_{MK}^J|^2. \quad (34,7)$$

Формула (34,7) может быть сведена к сумме полиномов Лежандра, если использовать равенство (см. приложение I, § Д)

$$|D_{MK}^J|^2 = \sum_{l=0}^{2J} (J, J, -M, M | l0) (J, J, -K, K | l0) P_{l0}(\cos \theta) \cdot (-1)^{K-M}.$$

Обозначая через $G(JK)$ вероятность образования составного ядра в состоянии JK , можно выразить угловое распределение осколков при делении, вызываемом нейтронами, с помощью формулы

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = A \sum_{M=1/2}^{-1/2} \sum_{J,K} G(JK) |D_{MK}^J|^2.$$