

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

В.И. Гольданский, Ф.И. Далидчик

Предложен новый механизм тройного деления с испусканием длиннопробежной заряженной частицы, который связан с выходом в зону сплошного спектра соответствующих одночастичных уровней энергии. Рассчитан спектр заряженных частиц, проанализирована его зависимость от энергии внутреннего возбуждения делящегося ядра, массы третьей частицы и направления ее вылета. В рамках предложенного механизма находят естественное объяснение многие известные экспериментальные факты.

1. Деление атомного ядра сопровождается, как хорошо известно, значительным возбуждением осколков, которое снимается при испарении нейтронов и испускании γ -квантов. Спектр излучения осколков – ценный источник данных о ядрах – продуктах деления, но информация о свойствах самого делящегося ядра, как правило, здесь отсутствует. Уникальная информация о свойствах ядерной материи в условиях критических деформаций, на стадии обособления и ускорения осколков содержится в спектрах частиц, которые освобождаются в самом акте деления, за время $t_D \sim 10^{-20}$ сек.

Испускание "мгновенных" нуклонов традиционно рассматривается как частный случай тройного деления, которое для достаточно тяжелых частиц (He^3 , He^4 , Li^6) удовлетворительно описывается в рамках модели жидкой капли и траекторных расчетов. Однако, такой подход тем менее последователен, чем меньше масса третьей частицы. Например, для протонов, сопровождающих деление ядра Cf^{252} , рассчитанные угловые и энергетические распределения не согласуются с измеренными [1]. С другой стороны, одночастичная модель неадиабатического выброса частицы в момент разрыва перемычки [2], хотя и позволяет рассчитать вероятность тройного деления, но требует предположения о почти мгновенном разрыве перемычки. Даже для случая делительных нуклонов $t_{\text{раз}}$ должно быть близким к $2 \cdot 10^{-22}$ сек. Для более тяжелых частиц соответствующие величины должны быть еще меньшими.

Цель настоящего сообщения – обратить внимание на возможную роль нового динамического механизма освобождения нуклонов и легких ядер при делении, который связан с выходом в сплошной спектр соответствующих одночастичных состояний. Подобный механизм вполне универсален, хотя сравнительная эффективность его существенно зависит от конкретных свойств системы (схемы уровней одночастичных состояний, наличия псевдопересечений, скорости изменения параметров деформации η и т. д.). Его роль может быть определяющей в тех случаях, когда с разрывом перемычки связано лишь возбуждение одночастичных состояний (например, если $t_{\text{раз}} > 2 \cdot 10^{-22}$ сек), распад которых приходится на последующие стадии деления. Это, по-видимому, имеет место при спонтанном делении ядра Cf^{252} , для которого недавно

были продемонстрированы как возможность высоких значений энергии возбуждения к моменту появления третьей частицы (до 7 – 10 Мэв) [3], так и значительная вероятность появления нейтронов из неполностью ускоренных осколков (уже после разрыва перемычки) [4].

2. Уже сам факт испускания нейтронов осколками деления указывает на то, что с ростом деформации ядра многочастичные уровни энергии системы поднимаются, пересекают границу сплошного спектра и превращаются в узкие резонансы. Нейтронные ширины этих состояний столь малы, что фрагменты всегда расходятся раньше, чем успевает вылететь нейтрон ($\Gamma_n \ll \hbar/t_D \sim 5 \cdot 10^{-2}$ Мэв).

Возможность выхода в сплошной спектр одночастичных уровней ясна из общих соображений (одна широкая потенциальная яма имеет больше уровней, чем две с тем же суммарным объемом). Расчеты состояний в деформированных потенциалах конечной глубины также наглядно демонстрируют эту возможность (см., например, [7, 8]): имеется большое число состояний, в которых энергия связи нуклона монотонно уменьшается с ростом η и обращается в ноль при некотором значении η_0 .

При $\eta > \eta_0$ такие состояния должны переходить в потенциальные резонансы, распадные ширины которых зависят в основном от проекции момента Ω и энергии уровня E° . Недавно выполненные расчеты показали, что однонейтронные ширины деформированных ядер уже при $E^\circ \sim 1$ Мэв и $\Omega = 9/2$ имеют величину $\Gamma_n \sim 3 \cdot 10^{-3}$ Мэв [9] и, следовательно, вероятность распада их за время t_D немала ($w \sim \Gamma_n t_D \sim 0,1$). Для состояний с меньшими Ω и большими E° (экспериментально установленная характерная энергия мгновенных нейтронов ~ 5 Мэв) соответствующие величины должны быть еще больше. Для однопротонных состояний даже для $Z = 92$ значения ширин $\Gamma_p \sim 10^{-3}$ Мэв достигаются при $\Omega = 3/2$ и $E^\circ \sim 10$ Мэв, причем ширины быстро увеличиваются с ростом E° и уменьшением $Z_{эфф}$.

Энергетический спектр освобождающихся при распаде квазистационарных состояний частиц $N(E)$ имеет вид¹⁾

$$N(E) = \sum_i a_i \frac{\Gamma_i(E)}{h \left(\frac{dE_i^\circ}{dt} \right)} \exp \left[- \frac{2}{h} \int_0^E \Gamma_i(E) \frac{dt}{dE_i^\circ} dE \right] \quad (1)$$

$(E > 0)$

Спектр (1) соответствует адиабатическому движению системы по терму распадающегося состояния ($E_i(t) = E_i^\circ(t) - i \Gamma_i(t)$). Зависимость от t определяется соотношением $E(t) = E\{\eta(t)\}$. Суммирование в формуле (1) ведется по всем уровням, выходящим в зону сплошного спектра и заселяемым в процессе деформации ядра с парциальными вероятностями a_i . ($\sum_i a_i = 1$). Для нейтронов с $\Omega = 1/2$ и $3/2$ спектр (1) аналитически подобен статистическому, который обычно используется при интерпретации экспериментов [4]. Для случая заряженных частиц $\Gamma(E) \approx C\sqrt{E} e^{-(a/\sqrt{E})}$ и спектр имеет вид:

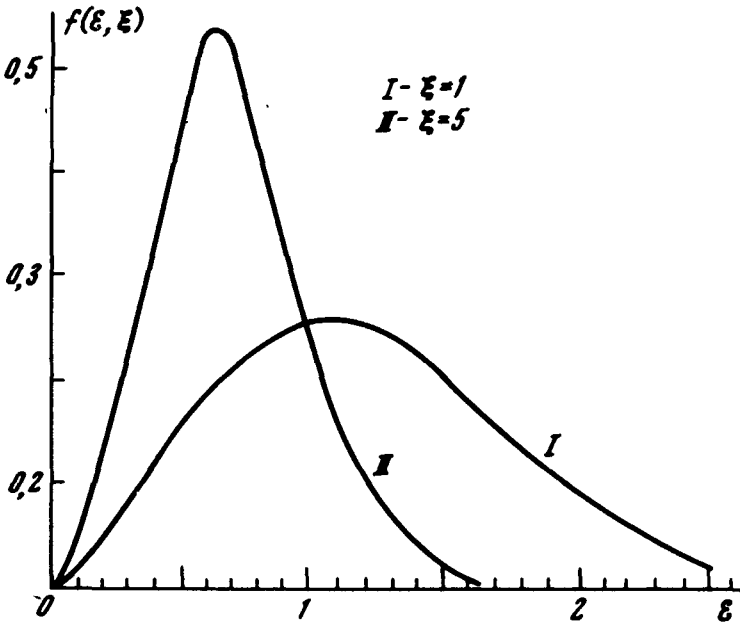
¹⁾ Аналогичная ситуация хорошо известна в физике атомных столкновений.

См., например, работы [5, 6] и цитированную в них литературу.

$$N(E) = \sqrt{\epsilon} \exp \left[-\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} - \frac{\xi}{3} \sqrt{\epsilon} \left(\epsilon - \frac{\sqrt{\epsilon}}{2} + \frac{1}{2} \right) \exp \left(-\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \right) + \frac{1}{6} E_1 \left(-\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \right) \right] \approx$$

$$\approx \sqrt{\epsilon} \exp \left[-\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} - \xi \epsilon^2 e^{-\frac{1}{\sqrt{\epsilon}}} \right], \quad (\epsilon \ll 1, \xi \gg 1). \quad (2)$$

Здесь $\epsilon = E/a^2$ – энергия в безразмерных единицах, $\xi = 2ca^3/(dE/dt)h$ – динамический параметр модели. Спектры заряженных частиц определяются таким образом, двумя безразмерными параметрами, которые могут быть восстановлены по экспериментальным данным. Зависимость $N(E)$ при $\xi = 1$ и 5 приведена на рисунке. С увеличением параметра ξ , т. е. с уменьшением скорости изменения деформационной координаты η в точке η_0 ($\xi \sim \frac{dt}{dE} \sim \frac{d\eta}{dE_0} / \frac{d\eta}{dt}$) максимум в энергетическом распределении смещается в сторону меньших энергий и спектр сужается. По-видимому, этот эффект и наблюдался в работе [3], авторы которой измеряли корреляцию α -частиц тройного деления и γ -квантов ($E_\gamma = 1 - 5 \text{ Мэв}$) испущенных осколками: увеличение энергии внутреннего возбуждения (коррелирующее с энергией γ -кванта) должно сопровождаться уменьшением скорости прохождения точки η_0 и увеличением параметра ξ .



Механизм "нестационарного α -распада", предложенный в данной работе, позволяет объяснить и другие опытные факты. Так, например, смещение максимума в энергетическом распределении заряженных частиц в зависимости от их массы и угла вылета можно связать с зависимостью проницаемости потенциального барьера, отделяющего об-

ласть наиболее вероятной локализации третьей частицы (в окрестности перемычки и "отростков") от области классически доступного движения.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 марта 1974 г.

Литература

- [1] G.M.Raisbeck, T.D.Thomas. Phys. Rev., 172, 1272, 1968.
 - [2] R.N.Fuller. Phys. Rev., 126, 684, 1962.
 - [3] В.М.Адамов и др. ЯФ, 5, 923, 1967.
 - [4] Г.А.Пик-Пичак. ЯФ, 10, 321, 1969.
 - [5] О.Б.Фирсов, Б.М.Смирнов. ЖЭТФ, 47, 232, 1964.
 - [6] Ф.И.Далидчик. ЖЭТФ, 66, 849, 1974.
 - [7] П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. ЯФ, 3, 998, 1966.
 - [8] M.Voloterli. Phys. Rev., C5, 1050, 1972.
 - [9] С.Г.Кадменский, В.Г.Хлебостроев. ЯФ, 18, 980, 1973.
-