Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 2, стр. 142 – 144 *20 января 1978 г.*

О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

А.И.Базъ

В [1] для случая одноканальной системы было показано, что среднее время жизни $\bar{T}$ промежуточной системы, образующейся при упругом рассеянии в условиях, когда среднее расстояние D между резонансами много меньше их ширины $D << \Gamma$, равно

$$\bar{T} \approx \frac{\pi h}{D} >> \frac{\pi h}{\Gamma} . \qquad (1)$$

При обобщении этого результата на случай систем с "n" открытыми каналами в [2] было получено, что среднее время жизни $\bar{T}$ компаунд-системы, образующейся в реакции $i \to j$, в "n" раз меньше:

$$\bar{T}^{[2]}_{ij} \approx \frac{\pi h}{nD} << \frac{\pi h}{D} \quad \text{при } n >> 1, \qquad (1')$$

В настоящей статье будет показано, что при $n > 1$ формула (1′) является неправильной, и при любом числе открытых каналов справедливо (1). Это позволяет использовать (1) для оценки времени жизни сильновозбужденных средних и тяжелых ядер, обладающих огромным числом каналов распада (в основном делительных).

Формула для времени жизни T_{ij} промежуточной компаунд-системы в общем случае произвольного числа каналов была получена в [3] для любых квантомеханических систем, описываемых зацепляющимися уравнениями:

$$T_{ij} = h\,\mathrm{Im}(S_{ij}^{-1}\frac{\delta}{\delta E} S_{ij}). \qquad (2)$$

Здесь индексы i, j нумеруют открытые каналы, T_{ij} – время жизни промежуточной системы в реакции $i \to j$, S_{ij} – соответствующий элемент – S-матрицы для заданного парциального состояния, а $\delta/\delta E$ – оператор, определенный в [3]. Если S_{ij} сильно зависит от энергии E, так что

$$| E\frac{d}{dE} S_{ij} | >> | S_{ij} |, \qquad (3)$$

то этот оператор переходит в производную по энергии $\delta/\delta E \to d/dE$. Именно этот случай мы будем рассматривать.

Чтобы описать ситуацию, когда у рассматриваемой нами системы имеется много резонансов, параметризуем S-матрицу в следующем виде:

$$S_{ij} = e^{i(\delta_i + \delta_j)}\left\{\delta_{ij} - \frac{2i\,a_i a_j}{\eta + ig}\right\} . \qquad (4)$$

Здесь δ_i, δ_j, a_i, a_j, η, g – действительные величины, зависящие от E. Из условия унитарности следует, что $g = \sum_i a_i^2 > 0$. Резонансам отвечают нули функции η, при энергиях E_λ, вблизи которых можно пользоваться разложением $\eta(E) = \eta'(E_\lambda)(E - E_x)$. Ширина резонанса Γ_λ, равна очевидно

$$\Gamma_\lambda = 2g(E_\lambda)/\eta'(E_x) \tag{5}$$

так как Γ_λ обязаны быть положительными, то $\eta'(E) > 0$ при всех E. Это означает, что $\eta(E)$ должно быть разрывной функцией типа

$$\eta(E) = \gamma \operatorname{tg}\frac{E - E_0}{D}\frac{\pi}{2} + \phi(E) \quad \text{или} \quad \eta(E) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} \frac{C_\lambda}{E_\lambda - E} + \phi(E), \tag{6}$$

где γ, C_λ – положительные константы, $\phi(E)$ – некая гладкая функция энергии. При возрастании энергии $\eta(E)$ периодически образуется в $\pm\infty$, проходя в промежутке между соседними особенностями через значение $\eta = 0$. Таким образом, между соседними особенностями $\eta(E_n) = -\infty$ и $\eta(E_n + D) = +\infty$ располагается резонанс. Расстояние между соседними особенностями обозначаем через D; оно, очевидно, близко к расстоянию между соседними резонансами.

Будем считать, что основная энергетическая зависимость S-матрицы определяется величинами η, a_i, a_j, а фазы δ_i, δ_j при малых измерениях энергии $\Delta E \sim D$ можно рассматривать как константы.

Рассмотрим произвольную реакцию $i \to j$ $(i \neq j)$. Предполагая справедливым (3) находим из (2) и (4):

$$T_{ij} = h \operatorname{Im}\left\{\frac{\eta + ig}{2a_i a_j}\left[\frac{2i(a_i a_j)'}{\eta + ig} - \frac{2i a_i a_j}{(\eta + ig)^2}\eta'\right]\right\} = h\frac{\eta' g}{\eta^2 + g^2}. \tag{7}$$

Усредним это выражение по энергетическому интервалу $\Delta E = D$ вокруг какого-либо резонанса. В качестве верхнего и нижнего пределов интегрирования выберем точки E_n и $E_{n+1} = E_n + D$, такие что $\eta(E_n) = -\infty$; $\eta(E_{n+1}) = +\infty$. Легко находим тогда

$$\overline{T}_{ij} = \frac{1}{D}\int_{E_n}^{E_n+1} dE\frac{hg\eta'}{\eta^2 + g^2} = \frac{hg}{D}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\eta}{\eta^2 + g^2} = \frac{h\pi}{D}. \tag{8}$$

Усреднение по более широкому интервалу энергии дает тот же результат, так как его можно разбить на мелкие интервалы вокруг каждого резонанса, аналогичные использованному при выводе (8).

Оценим $\overline{T}_{ij}$, используя обычную формулу для плотности уровней ядра [4], состоящего из A нуклонов и возбужденного до характерной $E^* = 10$ *Мэв*

$$D = \frac{A^{1/4}}{0{,}012}\exp(-1{,}68A^{1/2})\,Мэв. \tag{9}$$

Легко находим

A	50	100	150	200	250
D, *Мэв*	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
T, *сек*	10^{-18}	10^{-16}	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}

Полученный результат (большие времена жизни) является неожиданным, но его, по-видимому, можно проверить экспериментально, используя либо метод "теней", либо измеряя вероятности γ-излучения из ядра, возбужденного до энергии E^*.

В связи с этими оценками следует заметить, что они неприменимы при слишком больших энергиях возбуждения, когда резонансная структура S-матрицы исчезает и формула для плотности уровней (см. (9)), получаемая или в предположении бесконечной ферми-системы или же в предположении конечной системы, лишенной возможности распада, теряет смысл. В этом смысле вторая из формул (6), где число резонансов ограничено, более предпочтительна, чем первая, так как в ней учтено, что при $E > E_{\lambda_{max}}$ функция η теряет свой быстропеременный характер, становится плавной. T при этом резко уменьшается до значений, порядка ядерных ($T \sim 10^{-22}$ *сек*).

Неправильный результат (1), полученный в [2], связан с тем, что время жизни в этой работе вычислялось не прямо, а исходя фактически из значения интеграла от $|\psi_i|^2$ по объему ядра [5] (ψ_i — полная волновая функция системы, соответствующая i-му входному каналу). Этот интеграл легко вычисляется (см. (4) и формулу (12) в [6]) и оказывается равным произведению среднего времени жизни T_{ij} на относительную вероятность образования компаунд-ядра i-каналом : $\bar{T}_{ij}^{[2]} = \bar{T}_{ij} \times$ $\times \Gamma_i / \Gamma$; (Γ_i Γ — парциальная и полная ширина). Множитель Γ_i / Γ, описывающий эту вероятность и приводит к числу η открытых каналов в знаменателе (1'). Это обстоятельство не было учтено в [2]. В одноканальном случае относительная вероятность равна единице, и такой метод дает правильный результат.

Поступила в редакцию
5 декабря 1977 г.

Литература

[1] В.Л.Любошиц, М.Н.Подгорецкий. ЯФ, 24, 214, 1976.

[2] В.Л.Любошиц. Препринт ОИЯИ Р4-10618, 1977.

[3] А.И.Базь. ЯФ, 4, 252, 1966.

[4] О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра, М., изд. Мир, 1971, стр. 154.

[5] T.Ohmura. Suppl. Prog. Theor. Phys., 29, 108, 1964.

[6] А.И.Базь. ЯФ, 4, 658, 1966.