

О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

И.С. Шапиро

В энергетическом ходе сечений ядерных реакций наблюдаются резонансы (получившие название гигантских), ширина которых много больше средней ширины уровней составного ядра при данной энергии возбуждения. В экспериментах с хорошим энергетическим разрешением гигантский резонанс проявляется как совокупность отдельных узких пиков, отвечающих либо изолированным уровням составного ядра, либо эриксонской флюктуационной структуре, если уровни перекрываются. Особенно хорошо изученными в этом отношении примерами являются аналоговые резонансы.

Для объяснения тонкой структуры гигантских резонансов до сих пор привлекалась модель так называемых входных состояний [1, 2], согласно которой процесс формирования составного ядра проходит через несколько стадий, отвечающих перемещению по лестнице "иерархии состояний" от простых частично-дырочных структур к более сложным коллективным возбуждениям. Существование тонкой структуры гигантских резонансов часто рассматривается как доказательство справедливости этой гипотезы.

В настоящей работе показывается, что возникновение тонкой структуры гигантских резонансов обусловлено соотношением унитарности. Использование последнего дает возможность получить как энергетический ход сечения реакции, так и связь между полной и парциальными ширинами гигантского резонанса, которая отличается от обычной (полная ширина не равна сумме парциальных).

Предположим, что имеется один широкий резонанс при комплексной энергии $E_0 - i\Gamma_0/2$ и совокупность узких изолированных друг от друга уровней $E_c - i\Gamma_c/2$, причем

$$|E_c - E_0| \leq \frac{\Gamma_0}{2}, \quad \Gamma_c \ll \Gamma_0 \quad (1)$$

Спины всех уровней будем считать одинаковыми. Полагая, для простоты, что начальные (α) и конечные (β) частицы являются бесспиновыми, запишем парциальную амплитуду реакции $M_{\alpha\beta}$ в следующем виде:

$$M_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}^{(0)} + \sum_c M_{\alpha\beta}^{(c)}, \quad (2)$$

где

$$M_{\alpha\beta}^{(1)} = -\frac{1}{4\pi} \frac{M_{\alpha i} M_{\beta i}}{E - E_i + i\Gamma_i/2}, \quad i = 0, c \quad (3)$$

и $M_{\xi i}$ — амплитуды образования промежуточного состояния i в канале $\xi = \alpha, \beta$. Эти амплитуды связаны с парциальными ширинами $\Gamma_{\xi i}$ равенствами

$$M_{\xi i} = 2\pi^{1/2} \phi_{\xi i} \left(\frac{\Gamma_{\xi i}}{k_{\xi} m_{\xi}} \right)^{1/2} \quad (4)$$

в которых m_{ξ} — приведенная масса и волновое число в СЦИ канала ξ , $\phi_{\xi i}$ — действительная фаза.

Все дальнейшие выводы основываются на том, что благодаря второму из равенств (1), можно написать приближенное соотношение унитарности, которое устанавливает связь между $M_{\alpha\beta}^{(0)}$ и амплитудами $M_{\xi c}$ образования узких состояний составного ядра. Возникновение этого приближенного соотношения можно пояснить следующим образом.

Разделение резонансов на узкие и широкие эквивалентно классификации процессов по скорости их протекания во времени (менее острым энергетическим зависимостям отвечают более быстрые реакции). Амплитуда $M_{\xi c}$ описывает, в этом смысле, быстрый процесс, поскольку вблизи E_c она является более плавной функцией энергии чем резонансный фактор $(E - E_c + i\Gamma_c/2)^{-1}$. Совокупность амплитуд $M_{\xi c}$ и $M_{\alpha\beta}^{(0)}$ образует матрицу \tilde{S} , описывающую "быстрые" процессы (существенно, что \tilde{S} — матрица не содержит амплитуд $M_{\alpha\beta}^{(c)}$, отвечающих узким резонансам). Определенная указанным образом \tilde{S} -матрица должна быть унитарна в той мере, в какой узкий уровень составного ядра может считаться стабильным сравнительно с широким. Это утверждение можно пояснить следующим образом. Если в результате столкновения начальных частиц в канале α образуется долгоживущее состояние с составного ядра, то это последнее покинет ограниченную область наблюдения, не успев распасться на частицы β . Такой акт взаимодействия будет отмечен прибором не как реакция $\alpha \rightarrow \beta$, а как рождение частицы c . Другим возможным событием является образование короткоживущего состояния 0 , распадающегося внутри данной области. Это событие будет, очевидно, зарегистрировано как реакция $\alpha \rightarrow \beta$. Унитарность \tilde{S} -матрицы означает, в частности, что сумма вероятностей указанных событий будет равна (точнее — почти равна) единице.

Следствием унитарности \tilde{S} -матрицы является прежде всего тот факт, что амплитуды $M_{\xi c}$ как функции E_c должны иметь полюс в точке

$E_0 - i\Gamma_0/2$. Считая все каналы ξ двухчастичными, можно получить следующие формулы:

$$M_{\xi c} = 2\pi\gamma l^{-in\xi\pi} \left(\frac{\Gamma_{\xi 0}}{k_{\xi} m_{\xi}} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_0/2}{E_c - E_0 + i\Gamma_0/2} \quad (5)$$

$$\Gamma_{\xi c} = \gamma^2 \Gamma_{\xi 0} \frac{\Gamma_0^2/4}{(E_c - E_0)^2 + \Gamma_0^2/4} \quad (6)$$

В формулах (5), (6) γ – действительная константа или медленно меняющаяся функция, n_{ξ} – целое число.

Парциальные ширины $\Gamma_{\xi 0}$ широкого резонанса оказываются связанными с его полной шириной Γ_0 равенством:

$$\Gamma_0 - \sum_{\xi} \Gamma_{\xi 0} = \Gamma_{sp} = \pi/2\gamma^2 \rho_c (\sum_{\xi} \Gamma_{\xi 0})^2 \quad (7)$$

Здесь ρ_c – плотность уровней c вблизи E_0 . Формула (7) получается из соотношения унитарности для $\text{Im}M_{\alpha\beta}^{(0)}$, которое после усреднения по энергетическому интервалу ΔE_{λ} удовлетворяющему неравенству

$$\Gamma_c \ll \Delta E \ll \Gamma_0, \quad (8)$$

приобретает вид:

$$\text{Im}M_{\alpha\beta}^{(0)} = \frac{1}{2\pi} \sum_{\xi} k_{\xi} m_{\xi} M_{\alpha\xi}^{(0)} M_{\beta\xi}^{(0)*} + \frac{1}{4} \rho_c M_{\alpha c} M_{\beta c}^* \quad (9)$$

Выражение (7) получается из (9) после подстановки в это уравнение формул (5) и (3) при дополнительном условии

$$\gamma^2 \rho_c \Gamma_0 \ll 1, \quad (10)$$

которое (если учесть, что $\gamma^2 \sim \Gamma_c / \Gamma_0$) эквивалентно требованию изолированности узких уровней:

$$\Gamma_c \rho_c \ll 1. \quad (11)$$

Формулы (6) и (7) могут быть подвергнуты экспериментальной проверке (в частности, на примере гигантских аналоговых резонансов; отметим, что для этого случая, формула, схожая с (7), была получена другим методом в работе [3]).

Проведенное выше рассмотрение не связано с какой-либо динамической моделью. Оно показывает, что физической причиной возникновения тонкой структуры гигантского резонанса является, по-существу, резонансное перерассеяние в начальном и конечном состояниях.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения Б.В.Гешкен-
бейну, Д.Ф.Зарецкому, Б.Л.Иоффе, А.С.Кудрявцеву, К.А.Тер-Мартиро-
сяну, М.Г.Урину.

Поступило в редакцию
12 июня 1968 г.

Литература

- [1] H. Feshbach. *Congres International de Physique Nucleaire, Paris*
Juillet, 1, 227, 1964.
- [2] C. Bloch. *Congres International de Physique Nucleaire. Paris*
juillet, 1, 227, 1964.
- [3] D. Robson. *Phys. Rev.*, 137, B535, 1965.