Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.523-526 *5 мая 1969 г.*

О ПОВЕДЕНИИ СЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИЙ С ОБРАЗОВАНИЕМ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

А.Е.Кудрявцев

В энергетическом ходе сечений вблизи порога какого-либо неупругого процесса наблюдаются корневые особенности (так называемые "каспы") [1]. Для ядерных реакций энергетическая протяженность каспа составляет несколько десятков килоэлектрон-вольт.

В настоящей работе исследуется поведение сечений реакций на энергетическом интервале, в котором существует совокупность порогов возбуждения нестабильных состояний ядер j ($j = 0, 1, ..., N$) имеющих общие каналы распада. При этом расстояние между порогами может быть меньше протяженности каспа.

Рассмотрим случай, когда ширина одного из уровней (с индексом 0) удовлетворяет неравенству:

$$\Gamma_0 >> \Gamma_i \qquad (i = 1, 2, . . . , N). \qquad (1)$$

В дальнейшем состояния l считаются изолированными друг от друга, т.е. $\Gamma_l/D \ll 1$, где D – расстояние между соседними уровнями. Как было показано в работе [2], условие (1) приводит к появлению тонкой структуры гигантского резонанса в сечении реакций, идущих по каналу $(b + c)$ (см. рисунок).

Искомую амплитуду реакции будет определять сумма диаграмм, одна из которых изображена на рис.1: 1)

$$M = -\left[\frac{2m_0 M^a_I M^a_{II}}{p_0^2 - 2m_0 E_0 - i m_0 \Gamma_0} + \sum_{l=1}^{N} \frac{2m_l M^l_I M^l_{II}}{p_l^2 - 2m_l E_l - i m_l \Gamma_l}\right]. \quad (2)$$

Полное сечение реакции, определяемое амплитудой M (2), удобно выразить в виде

$$\sigma_r = F \sum_{\ell, l=0}^{N} I_{\ell l} \qquad I_{\ell l} = r_\ell r_l e^{i(\phi_\ell - \phi_l)} \int_0^\infty \frac{p_a\, dp_a^2}{(p_a^2 - \lambda_\ell)(p_a^2 - \lambda_l^*)}. \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$2m_{la}(E_{\text{кин}} - Q_l) + i m_{la} \Gamma_l = \lambda_l; \quad 2m_{la} M^l_I M^l_{II} = r_l e^{i\phi_l} \quad (4)$$

$E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия частиц A и B в СЦИ, m_{la} – приведенная масса, F – константа, p_a – импульс частицы a в СЦИ реакции. Вычисления дают:

$$I_{ll} = A_l \operatorname{Re}\sqrt{(E - Q_l + i\frac{\Gamma_l}{2})}; \quad A_l = 2\pi r_l^2/\Gamma_l \sqrt{2m_{la}}, \quad (5)$$

$$I_{il} + I_{li} = [B_l^{(i)} \operatorname{Re}\sqrt{(E - Q_l + i\frac{\Gamma_l}{2})} - C_l^{(i)} \operatorname{Im}\sqrt{(E - Q_l + i\frac{\Gamma_l}{2})}] +$$

$$+ [B_i^{(l)} \operatorname{Re}\sqrt{(E - Q_i + i\frac{\Gamma_i}{2})} - C_i^{(l)} \operatorname{Im}\sqrt{(E - Q_i + i\frac{\Gamma_i}{2})}]. \quad (6)$$

Константы в формуле (6) определяются следующим образом:

$$\sqrt{2m_{la}}\,(C_l^{(i)} + iB_l^{(i)}) = \sqrt{2m_{al}}\,(-C_l^{(i)} + iB_l^{(i)}) =$$

1) О нерелятивистской диаграммной технике см. обзор [3].

$$= 4\pi r_i r_l \sqrt{m_{ai}\, m_{al}}\ \frac{\exp[i(\phi_l - \phi_i)]}{\lambda_l - \lambda_l^*}. \qquad (7)$$

Из формулы (7) видно, что в формуле (3) следует учесть лишь вклад интегралов I_{ii} и I_{i0}. Остальные величины I_{il} $(i \neq j \neq 0)$ содержат малость порядка Γ_i/D.

Искомое сечение реакции запишется в виде

$$\sigma_r = F \sum_{l=0}^{N} \left[D_l \operatorname{Re} \sqrt{(E - Q_l + i \frac{\Gamma_l}{2})} - C_l \operatorname{Im} \sqrt{(E - Q_l + i \frac{\Gamma_l}{2})} \right], \qquad (8)$$

где $D_l = A_l + B_l^{(0)}$; $B_0 = \sum_i B_0^{(i)}$; $C_0 = \sum_i C_0^{(i)}$. Следуя работе [1], аналитическое выражение для элемента S-матрицы, соответствующего упругому рассеянию, представим в виде

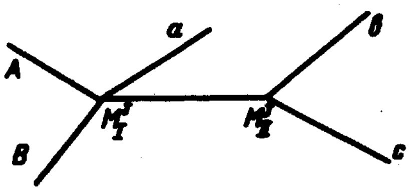
$$S_0 = e^{2i\delta_0} - e^{2i\phi_0} \frac{k_\text{п}^2}{2\pi} F \sum_{l=0}^{N} (D_l + iC_l) \sqrt{(E - Q_l + i \frac{\Gamma_l}{2})}, \qquad (9)$$

где ϕ_0 – действительная фаза. В случае отсутствия других неупругих каналов фаза ϕ_0 будет совпадать с фазой δ_0 упругого рассеяния. Отсюда получаем сечение упругого рассеяния в этой области:

$$\frac{d\sigma}{d_0} = |f_\text{п}|^2 - |f_\text{п}| \frac{k_\text{п}}{2\pi} F \sum_{l=0}^{N} R_l \sqrt{|E - Q_l|} \times$$

$$\times \begin{cases} \sin(2\phi_0 - a + \gamma_l) & \text{при } E - Q_l >> \dfrac{\Gamma_l}{2} \\ \cos(2\phi_0 - a + \gamma_l) & \text{при } E - Q_l << -\dfrac{\Gamma_l}{2} \end{cases}. \qquad (10)$$

Особенности вблизи каждого порога Q_l следует рассматривать в области $|E - Q_l| >> \Gamma_l/2$; В (10) введены обозначения $f_\text{п} = |f_\text{п}| e^{id}$ – амплитуда упругого рассеяния; $k_\text{п}$ – волновое число в СЦИ канала $(A + B)$; $R_l = \sqrt{D_l^2 + C_l^2}$; $\gamma_l = \operatorname{arctg} C_l/D_l$ – фаза, получившаяся из-за перекрытия широкого и узкого полюса в формуле (2). Из формулы (10) следует, что сечение упругого рассеяния определяется суммой независимых каспов, находящихся в точках $Q_i (i = 0, 1, \ldots, N)$. Если ширина Γ_0 сравнима с протяженностью каспа, то касп, отвечающий порогу Q_0 будет размазан и не проявится в формуле (10). Однако присутствие широкого полюса в выражении (2) приведет к изменению типа остальных каспов вблизи точки Q_0 из-за дополнительных фаз γ_i. Эти фазы достигают максимального значения для каспов, находящихся в окрестности точки Q_0, и исчезают при $|Q_i - Q_0| >> \Gamma_0/2$ (см. формулу (7)).



Таким образом, изучение сечений реакций на пороге рождения гигантского резонанса может дать ответ на вопрос, вызван ли гигантский резонанс наличием широкого полюса или какими-либо другими причинами. В последнем случае фазы γ_i будут отсутствовать, и изменение типа каспа будет определяться областью существенного изменения фаз упругого рассеяния.

Экспериментально изучать этот вопрос можно, например, исследуя (pp) рассеяние на средних ядрах в области прямой (pn) реакции с образованием аналогового резонанса [4].

Автор выражает глубокую благодарность И.С.Шапиро и Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию
13 марта 1969 г.

Литература

[1] А.И.Базь. ЖЭТФ, 33, 923, 1957.
[2] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 8, 158, 1968.
[3] И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.
[4] J.D.Anderson, C.Wong, J.W.McClure, B.A.Walker. Phys. Rev., 136, B118, 1964.