ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17.01

ПАРАМЕТРЫ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ОКОЛОПОРОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В. В. Комаров, А. М. Попова, В. А. Борзилов, Ф. И. Карманов, В. Л. Шаблов
(НИИЯФ)

Дано обобщение теоретического анализа параметров двухчастичных резонансов, образующихся в конечном состоянии многочастичных реакций, на специальный случай, когда энергия резонанса близка к энергетическому порогу его распада. Показано, что вследствие влияния кулоновского поля сопутствующих продуктов наблюдаемая в реакции ширина резонанса может сужаться. Результаты теоретического анализа подтверждены сравнением с экспериментальными данными.

Как известно, параметры (энергии E_R и ширины Γ_R) двухфрагментных ядерных резонансов можно определять на основе анализа многочастичных ядерных реакций, в конечном состоянии которых образуется исследуемый резонанс (α) наряду с другими сопутствующими продуктами. Однако в указанной ситуации резонанс оказывается в поле сопутствующих частиц, которое может существенно повлиять на кинематику распада резонанса, а следовательно, на его форму и изучаемые параметры. В ряде работ [1—4] было подробно рассмотрено влияние кулоновского поля сопутствующих частиц на определенный ядерный резонанс с заряженными фрагментами при условии, что энергия рассматриваемого резонанса отстоит далеко от энергий порогов распада.

В работах [1—3] была получена формула для амплитуды неизолированного резонанса, находящегося в поле сопутствующих продуктов реакции:

$$f(E_\alpha)=\exp\left(-\frac{\pi}{2}(\eta-\nu)\right)\Gamma(1-i\eta-i\nu)\,(E_\alpha-E_R+i\Gamma_R/2)^{-1-i\eta+i\nu}\,T(E_\alpha), \tag{1}$$

где E_α — относительная энергия фрагментов, образующих резонансную подсистему α; η — сумма кулоновских параметров распада резонанса и сопутствующей частицы; ν — кулоновский параметр для резонанса, рассматриваемого как частица, и сопутствующего продукта реакции; $T(E_\alpha)$ — амплитуда образования резонанса в паре α с фиксированной модой распада. Из формулы (1) вытекает, что энергия и ширина неизолированного резонанса зависят от заряда сопутствующей частицы и кинематики конечного состояния реакции. Справедливость представления (1) для амплитуды взаимодействия в конечном состоянии была подтверждена в многочисленных экспериментах [4, 5] в ядерной и атомной физике.

Формула (1) получена в предположении, что резонанс в подсистеме α не является околопороговым, в противном случае для описания формы резонансной кривой необходимо использовать представление для брейт-вигнеровской амплитуды с полушириной, зависящей от энергии [6, 7]. Изучению данной проблемы и посвящена настоящая работа. Отметим, что изучение особенностей неизолированных околопороговых резонансов было начато в экспериментах [8], где было обнаружено существенное отличие в их поведении от свойств неизолированного резонанса вдали от порогов распада, а именно сужение ширины резонанса, тогда как параметризация (η) предсказывает только увеличение этой ширины [4—6].

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом резольвентных интегральных уравнений, рассматривая многочастичную квантовую систему как трехчастичную. В рамках этого метода амплитуда реакции представляется в виде [3, 4]

$$T(\mathbf{k}_\alpha \mathbf{p}_\alpha,\ \mathbf{p}_\beta,\ Z) = T_c(\mathbf{k}_\alpha \mathbf{p}_\alpha,\ \mathbf{p}_\alpha,\ Z) + \langle \Psi_c^-(\mathbf{k}_\alpha \mathbf{p}_\alpha) \mid (V_c^\alpha + V_s^\alpha - U_\alpha^c) +$$

$$+ (V_c^\alpha + V_s^\alpha - U_\alpha^c)\, G(Z)\, (V_c^\beta + V_s^\beta - U_\alpha^c) \mid \Psi_\beta^+(\mathbf{p}_\beta^0)\rangle. \qquad (2)$$

Здесь E — полная энергия системы; $\Psi^\pm$ — кулоновские функции входного и выходного каналов реакции; U^c — кулоновский потенциал, действующий во входном либо выходном канале; V^α — сумма парных потенциалов, действующих между фрагментами, задающими канал α; аналогично и для V^β; индексы «c» и «s» отвечают включению кулоновской и короткодействующей части соответствующих потенциалов.

Отметим, что выражение (2) определяет вид функции амплитуды реакции. Далее, T есть амплитуда перехода $\beta \to \alpha$ под действием кулоновских сил, $G(Z) = (Z - H)^{-1}$ — полная функция Грина системы, $\mathbf{k}_\alpha$ — относительный импульс пары резонирующих фрагментов, $\mathbf{p}_\alpha$ — импульс сопутствующей частицы относительно центра масс пары α.

Для того чтобы выделить резонансную часть амплитуды реакции, преобразуем (2) методом, описанным в [3, 4], явно выделяя двухчастичную функцию Грина $g_\alpha(Z)$ резонирующей пары α: $g_\alpha(Z) = (Z - H_0 - V_\alpha)^{-1}$, где V_α — соответствующий парный потенциал; H_0 — оператор кинетической энергии системы, задаваемый выражением

$$H_0 = \frac{\hat{k}_\alpha^2}{2\mu_\alpha} + \frac{\hat{p}_\alpha^2}{2n_\alpha} = h_{0\alpha} + H_{0\alpha}; \qquad (3)$$

μ_α и n_α — соответствующие приведенные массы. Кроме того, для $g_\alpha(Z)$ воспользуемся разложением формальной теории резонансов [9], предполагая существование проектора $P = \sum_M |\Phi_{LM}\rangle \langle\Phi_{LM}|$ для гамильтониана $h_\alpha^{(1)} = h_{0\alpha} + V_\alpha^{(1)}$ на связанное состояние этого оператора, утопленное в непрерывном спектре h_α, которое под действием возмущения $W_\alpha = V_\alpha - V_\alpha^{(1)}$ превращается в резонанс с тем же орбитальным моментом L. Интересующее нас разложение имеет вид

$$g_\alpha(Z_\alpha) = R_\alpha(Z_\alpha) + \sum_M [I + R_\alpha(Z_\alpha) h_\alpha]\, |\Phi_{LM}\rangle \times$$

$$\times \frac{1}{f(Z_\alpha)} \langle \Phi_{LM}|\, [h_\alpha R_\alpha(Z_\alpha) + I], \qquad (4)$$

где $Z_\alpha = Z - H_{0\alpha}$ — операторный элемент, задающий энергию в паре α в присутствии третьей частицы; R_α — резольвента вида $R_\alpha(Z_\alpha) = (Z_\alpha Q - Q h_\alpha q)^{-1} Q$, где $Q = I - P$, а I — единичный оператор. Функция $f(Z_\alpha)$, имеющая вид

$$f(Z_\alpha) = Z_\alpha - \langle \Phi_{LM}|\, h_\alpha + h_\alpha R_\alpha(Z_\alpha) h_\alpha\, |\Phi_{LM}\rangle, \qquad (5)$$

в рамках формальной теории резонансов обычно записывается в виде

$$f(Z_\alpha)=f_1(Z_\alpha-E_R'+i\Gamma/2)^{-1}, \tag{6}$$

где значение E_R определяется условием $\operatorname{Re} f(E_R+i)=0$. Функции $f_1=$ $=\frac{d}{dE}\operatorname{Re} f(E_R+i0)>0$ и

$$\Gamma=\Gamma(E-H_{0\alpha})=-\frac{2}{f_1}\operatorname{Im}\langle\Phi_{LM}|\,h_\alpha R(E+i0-H_{0\alpha})\,h_\alpha\ \ |\Phi_{LM}\rangle \tag{7}$$

вычислены при $E-p_\alpha^2/2n_\alpha=E_R$. Сразу заметим, что для околопороговых резонансов величина Γ является функцией энергии, в том числе в трехчастичных реакциях — функцией энергии третьей частицы. Это означает, что величина

$$\frac{\Gamma d\Gamma}{dE}=\frac{2}{f_1}\operatorname{Im}\langle\Phi_{LM}|\,h_\alpha R^2(E+i0)\,h_\alpha\,|\Phi_{LM}\rangle$$

при $E=E_R$ заметно отлична от нуля, тогда как для резонансов вдали от порога величиной указанной производной можно пренебречь.

Разложение (3) можно записать в виде

$$g_\alpha(Z_\alpha)=\hat{g}_\alpha(Z_\alpha)+\sum_M|\psi_{LM}\rangle\frac{1}{Z_\alpha-Z_{R_i}}\langle\overline{\psi_{LM}}|, \tag{8}$$

где $Z_R=E_R-i\Gamma/2$, а явный вид состояний $|\psi_{LM}\rangle$ и $|\overline{\psi_{LM}}\rangle$, имеющих смысл вершинных функций образования и распада резонанса, задан соотношениями

$$|\psi_{LM}\rangle=\frac{1}{\sqrt{f_1}}\,[I+R_\alpha(E_R+i0)\,h_\alpha]\,|\Phi_{LM}\rangle,$$

$$\langle\overline{\psi_{LM}}|=\frac{1}{f_1}\langle\Phi_{LM}|\,[I+H_\alpha R_\alpha(E_R+i0)].$$

Наконец, $\hat{g}_\alpha(Z_0)$ есть нерезонансная часть $g_\alpha(Z_\alpha)$.

С помощью данных состояний можно построить оптический потенциал взаимодействия для системы резонанс—сопутствующая частица. Соответствующая процедура описана, например, в [3, 4, 6, 7]. Приведем без вывода окончательный результат, имея в виду, что он полностью аналогичен стандартной процедуре представления полной функции Грина системы через оптический потенциал канала α с заменой проектора P_α на связанные состояния фрагментов, сталкивающихся в этом канале, оператором $\sum_M|\psi_{LM}\rangle\langle\overline{\psi_{LM}}|$:

$$G(Z)=A(Z)+\sum_{MM'}[I+A(Z)V^\alpha]\,|\psi_{LM}\rangle\,g^{\text{opt}}_{MM'}(Z)\,\langle\overline{\psi_{LM'}}|\,[I+V^\alpha A(Z)]. \tag{9}$$

Здесь оператор $A(Z)$ является решением интегрального уравнения

$$A(Z)=\hat{g}_\alpha(Z_\alpha)+\hat{g}_\alpha(Z_\alpha)\,V^\alpha A(Z),$$

а оптическая функция Грина $g^{\text{opt}}_{MM'}(Z)$ определена как решение интегрального уравнения

$$g^{\text{opt}}_{MM'}(Z)=P_R(Z_\alpha)\,\delta_{MM'}+P_R(Z_\alpha)\sum_{M''}U^{\text{opt}}_{MM''}(Z)\,g^{\text{opt}}_{M''M'}(Z), \tag{10}$$

где $P_R(Z_\alpha)=(Z_\alpha-Z_R)^{-1}$, а интересующий нас оптический потенциал $U^{\rm opt}_{MM'}$ задан соотношением

$$U^{\rm opt}_{MM'}(Z)=\langle\overline{\psi_{LM}}|\,V^\alpha+V^\alpha A(Z)V^\alpha\,|\psi_{LM'}\rangle. \tag{11}$$

Для дальнейшего представляет интерес дальнодействующая часть $U^{\rm opt'}_{MM'}(Z)$, получающаяся из (10) выделением кулоновской части потенциала V^α при $M=M'$:

$$U^{\rm opt}_{MM'}(Z)=\langle\overline{\psi_{LM}}|\,V^\alpha_c\,|\psi_{LM'}\rangle\,\delta_{MM'}+U^s_{MM'}(Z), \tag{12}$$

где $U^s_{MM'}(Z)$ — короткодействующая часть данного потенциала. Заметим, что результат (11) есть прямое обобщение преобразования Веселовой [10, 11] в задаче трех кулоновских частиц на случай, когда в паре α вместо связанного состояния имеется резонанс. Выражение для дальнодействующей части оптического потенциала можно записать также на основании формулы (7) и результатов работы [10]:

$$\langle\mathbf{p}_\alpha|\,U^{MM}_l(Z)\,|\mathbf{p}'_\alpha\rangle=\langle\overline{\psi_{LM}\mathbf{p}_\alpha}|\,V^\alpha_c\,|\psi_{LM}\mathbf{p}'_\alpha\rangle=\frac{4\pi\alpha}{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|^2}\,\varphi(|\mathbf{p}_\alpha-\mathbf{p}'_\alpha|), \tag{13}$$

где α — произведение зарядов резонанса и третьей частицы, а $\varphi(\mathbf{q})$ — формфактор нестабильной системы, равный

$$\varphi(\mathbf{q})=\langle\overline{\psi_{LM}}|\exp(i\mathbf{qr})\,|\psi_{LM}\rangle.$$

Переходя в (13) к координатному представлению, можно представить дальнодействующую часть эффективного потенциала взаимодействия в системе резонанс — третья частица в виде потенциала кулоновского типа и мультипольных слагаемых:

$$U^{MM}_l(\rho)=\frac{\alpha}{\rho}\,\varphi(0)+\tilde U(\rho). \tag{14}$$

Для данного случая существенно только первое слагаемое в (14), поэтому явное выражение для $\tilde U(\rho)$ приводить не будем. Представление для $\varphi(0)$ имеет вид

$$\varphi(0)=\langle\overline{\psi_{LM}}\,|\,\psi_{LM}\rangle=\frac{1}{f_1}\left(1+\langle\overline{\psi_{LM}}|\,h_\alpha R^2(E_R+i0)\,h_\alpha\,|\psi_{LM}\rangle\right)=$$

$$=1+\frac{i}{2}\left(\frac{d\Gamma(E)}{dE}\right)_{E=E_R}.$$

Полученный результат означает, что для околопороговых резонансов эффективный потенциал кулоновского типа взаимодействия с точечным зарядом становится комплексным, а потому величина ν в параметризации (1) также комплексна. Обозначая ее через $\tilde\nu$, получим

$$\tilde\nu=\nu\left(1+\frac{i}{2}\,\frac{d\Gamma}{dE}\right)_{E=E_R},$$

где кулоновский параметр ν вычисляется обычным образом.

Подставляя полученные результаты в выражение для амплитуды рассеяния (2), придем к выражению, подробно изученному в [3, 4]:

$$T^R(\mathbf{k}_\alpha\mathbf{p}_\alpha,\ \mathbf{p}^0_\beta,\ Z)=\sum_M\langle\psi^-_c(\mathbf{k}_\alpha\mathbf{p}_\alpha)|\,V^s_\alpha\,g^{\rm opt}_\alpha(Z-H^c_\alpha)\,|\psi_{LM}\rangle\,T_M(Z)\,|\mathbf{p}^0_\beta\rangle,$$

где $H_\alpha^c = H_{0\alpha}^c + \alpha\varphi(0)/\rho$, V_α^s — короткодействующая часть потенциала V_α в резонирующей паре, $T_0^M(Z)$ — амплитуда образования резонанса в указанной подсистеме частиц. Отличие данного выражения от [3, 4] заключается лишь в конкретном виде константы дальнодействующей части эффективного электромагнитного потенциала в системе резонанс (понимаемый как целое) — сопутствующая частица.

Окончательно резонансная часть амплитуды (2) записывается в виде

$$f(E_\alpha) = \exp\left(-\frac{\pi}{2}(\eta - \tilde{\nu})\right)\Gamma(1 + i\eta - i\tilde{\nu})\, T(E_\alpha) \times$$

$$\times (E_\alpha - E_R + i\Gamma(E_\alpha)/2)^{-1-i\eta+i\tilde{\nu}}. \qquad (15)$$

Для резонансов вдали от порога параметризация (14) переходит в (1). Для околопороговых резонансов величина ν содержит дополнительное положительное мнимое слагаемое, что приводит к сужению резонансной кривой.

В качестве примера рассмотрим реакцию ($^3He + ^6Li \to p + \alpha + \alpha$) при энергии налетающего гелия $8 \div 14$ МэВ с образованием околопорогового резонанса $^5L^{**}$ ($J^\pi = 3/2^+$), $E_R = 16{,}66$ МэВ, $\Gamma = 280$ кэВ. Для вычисления функции $|f(E_\alpha)|^2$ ширина $\Gamma(E)$ была представлена в виде

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi\eta}{(\exp(2\pi\eta) - 1)\,\gamma\sqrt{E/E_R}},$$

где η — кулоновский параметр пары (α—p) с относительной энергией E, γ — подгоночный параметр, определяемый из условия согласия рассчитанной ширины и местоположения резонанса $^5Li^{**}$ с экспериментальными данными. Расчеты наблюдаемой ширины неизолированного резонанса $^5Li^{**}$ в указанной выше реакции по формуле (14) в диапазоне энергий $8 \div 14$ МэВ налетающей частицы и соответствующие экспериментальные данные из [8] приведены в таблице. Как видно из приведенных данных, полученная параметризация позволяет объяснить природу сужения околопорогового неизолированного резонанса $^5Li^{**}$.

Таблица

$E_{^3He}$, МэВ	$\Gamma_{эксп}$, кэВ	$\Gamma_{теор}$, кэВ
8	145 ± 40	152
11	150 ± 50	179
13	160 ± 45	185
14	150 ± 30	186

$\Gamma_{эксп}$ — ширина неизолированного резонанса $^5Li(3/2^+)$, $E_0 = 16{,}66$ МэВ, наблюдаемого в реакции ($^3He + ^6Li \to p + \alpha + \alpha$) [8], и $\Gamma_{теор}$ — та же ширина, рассчитанная по формуле (14).

ЛИТЕРАТУРА

1. Komarov V. V., Salman H. A.//Phys. Lett. 1970. **B31.** P. 31.
2. Komarov V. V., Green A. M., Popova A. M., Shablov V. L.//Mod. Phys. Lett. 1987. **A2.** P. 28.
3. Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1994. **58.** С. 167.
4. Немец О. Ф., Комаров В. В., Попова А. М. и др.//ЭЧАЯ. 1992. **23.** С. 1043.
5. Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//ЖЭТФ. 1986. **90.** С. 1680.
6. Вильдермут Н., Тан Я. Единая теория ядра. М., 1980.

7. Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. Динамика систем нескольких квантовых частиц. М., 1993.
8. Arena N., Cavallaro S., Fasio G. et al.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1992. **16**. P. 1511.
9. Newton R. Scattering Theory of Waves and Particles. McGrow-Hill, N. Y., 1967.
10. Веселова А. М.//ТМФ. 1970. **3**. С. 326.
11. Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Теория рассеяния для систем нескольких частиц. М., 1985.

Поступила в редакцию
09.12.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 530.12:531.51

ФИНСЛЕРОВЫ ЗАКОНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ

Г. С. Асанов

(кафедра теоретической физики)

Представлены результаты систематических вычислений финслеровых поправок к кинематическим преобразованиям скоростей световых сигналов.

Мы строго следуем обозначениям, принятым в предыдущей работе [1], и рассматриваем инерциальную систему отсчета S, движущуюся со скоростью v относительно выделенной системы отсчета S_0 вдоль общего направления x- и X-осей.

Рассмотрим ковариантный вектор и обозначим через $K_P=\{K_0, K_1, K_2, K_3\}$ и $k_P=\{k_0, k_1, k_2, k_3\}$ его компоненты относительно систем отсчета S_0 и S соответственно. Тогда на основе формул (42), (38) и (68) из [1] получим закон преобразования

$$K_0=H_0^{(0)}k_0+H_0^{(1)}k_1,\quad K_1=H_1^{(0)}k_0+H_1^{(1)}k_1, \tag{1}$$

$$K_2=H_2^{(2)}k_2,\quad K_3=H_3^{(3)}k_3. \tag{2}$$

Из (1)—(2) вытекает инвариантность

$$X^P K_P=x^P k_P \tag{3}$$

свертки, где $X^P=\{T, X, Y, Z\}$ и $x^P=\{t, x, y, z\}$.

Связь между ковариантными и контравариантными компонентами векторов в системе отсчета S_0 определяется формулами

$$X_P=g_{PQ}(0)\,X^Q,\quad K^P=g^{PQ}(0)\,K_Q. \tag{4}$$

Вследствие (64) из [1] имеем

$$X_0=X^0,\quad X_a=-jX^a, K^0=K_0,\quad K^a=-\frac{1}{j}K_a. \tag{5}$$

Используя формулы (38) и (44) из [1] и закон преобразования (1)—(2), можно перевести равенства (5) в систему отсчета S, что дает следующий результат:

$$x_P=f_{PQ}(v)\,x^Q,\quad k^P=f^{PQ}(v)\,k_Q, \tag{6}$$

где