ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Н.Л. Дорошко, В.С. Ольховский, С.А. Омельченко

Данная работа является продолжением работ по исследованию влияния интерференционных эффектов в амплитудах рассеяния на времена и сечения протекания ядерных реакций, представленных в [1,2]. Принимая во внимание результаты [3], мы рассмотрели во временном подходе явление интерференции между прямыми и резонансными процессами реакции

$$x + X \rightarrow y + Y \tag{1}$$

(вх.канал) (вых.канал)

в лабораторной системе и показали его качественное отличие от явления интерференции в системе центра масс. Была исследована также роль фазового параметра φ, описывающего пространственно-временной сдвиг между вылетающими протонами и частицами, испускаемыми источником в лабораторной системе.

Как известно, существует два механизма реакции (1), представленные на Рис.1. Рис.1а описывает прямой процесс одновременной быстрой эмиссии двух конечных частиц при рассеянии в точке C_0, происходящей по схеме

$$x + X \rightarrow y + Y \tag{1a}$$

На Рис.1б изображен процесс задержанного распада промежуточного возбужденоого ядра, схема которого такова:

$$x + X \rightarrow Z^* \;;\; Z^* \rightarrow y + Y \tag{1b}$$

(а) и (б) - это обозначения регистрирующих детекторов, помещенных на больших расстояниях r_1 и r_2 от точки рассеяния C_0.

Для очень больших макроскопических расстояний до детектора можно считать углы θ_1 и $\tilde{\theta}_1$, равно как и импульсы k_1 и $\tilde{k}_1$, совпадающими с большой точностью. Поэтому для асимптотического волнового пакета, используя общий формализм [1] с применением асимптотических стандартных функций, мы можем записать следующее выражение:

$$\Psi_{r1\to\infty} = \mathrm{const}\int dk_x\, g_i(k_x) \int dk_1\, g_y(k_1) \int dk_2\, \delta(E_i - E_f)\,\delta(k_i - K_f)\exp(-iE_f t/h)\,\cdot$$

$$\left[f^{(L)}_{dir}(E_1,E_2,\theta_1,\theta_2)\exp(ik_1 r_1 + ik_2 r_2) + \frac{J^{1/2}_{C\to L}\,\gamma^{(C)}_{Z^*}(E_1,E_2)}{E^*_Z - E_{res,z} + i\Gamma_Z/2}\exp(ik\,r + ik\,r)\right] \tag{2}$$

Здесь $g_i(k_x)$ и $g_y(k_1)$ - амплитудные весовые множители, описывающие поток импульса бомбардирующей частицы x и ограничение на поток импульса конечной частицы y на детекторе (б),

$$f^{(L)}_{dir} = \sqrt{J_{c\to L}}\, f^{(C)}_{dir} \tag{2a}$$

-амплитуда прямого процесса в L - системе, $\gamma^{(C)}_{Z^*}$ -множитель амплитуды резонанса для процесса распада $Z^* \rightarrow y + Y$, E^*_Z - энергия возбуждения ядра Z^*, $E_{res,z}$ и Γ_z - энергия и полная ширина резонансного состяния ядра Z, $J_{C\to L}$ - якобиан перехода от C - системы к L - системе, r_k и $\tilde{r}_k$ (k=1,2) - расстояния от точек C_0 и C_1 соответственно и $\{E_i, k_i\}$ и $\{E_f, k_f\}$ - общие энергия и импульс во входном и выходном канале соответственно, $E_l = h^2 k_l^2/2m_l$ - кинетическая энергия l-ой частицы с массой m_l (l=1,2 соответствует частицам y и Y соответственно).

$\{k_1, \theta_1\}$ - волновой вектор и угол между волновым вектором 1-ой частицы и волновым вектором K_x бомбардирующей частицы, $\delta(E_i - E_f)$ и $\delta(k_i - K_f)$ является следствием законов сохранения энергии и импульса. Несущественный множитель r_1^{-1}, r_2^{-1} и все внутренние и спиновые координаты в выражении (2) для простоты опущены.

Выделим в $\exp(-iE_f t/\hbar)$ два множителя $\exp(-iE_1 t/\hbar)$ и $\exp(-iE_2 t/\hbar)$ и перейдем в двух формально выбранных интегралах $\int dk_1\, g_y(k_1) \exp(ik_1 r_{1m} - iE_1 t/\hbar)$ и $\int dk_2 \exp(ik_2 r_{2m} - iE_2 t/\hbar)$ от переменных $k_{1,2}$ к переменным $y_{1,2} = (i\hbar t/m_{1,2})^{1/2} (k^0_{1,2} - m_{1,2} r_{1,2} / (\hbar t))$; g_y, для простоты, запишем в Лоренцевой форме

$$g_y \sim C_1 / (E_i - E^0_i + i\,\Delta E) \tag{3}$$

и рассмотрим очень малые ΔE ($\Delta E \ll \Gamma$). Тогда, используя результаты подобных расчетов [5,6], получим:

$$\Psi_{r \to \infty} \cong 0 \quad \text{для} \quad \begin{cases} t < t_i + r_1/V^0_1 \\ t < t_i + \tau + \tilde{r}_1/V^0_1 \end{cases} \quad \text{и} \tag{4a}$$

$$\Psi_{r1 \to \infty} = \text{const}\, \exp(-iE^0_f t/\hbar) \exp(ik^0_1 r_1 + ik^0_2 r_2) \{ f^{(L)}_{dir} \exp[-\Delta E[(t-t_i-r_1/V^0_1) + (t-t_i-r_2/V^0_2)]/\hbar] + \frac{J^{1/2}_{C \to L} \gamma^{(C)}_{Z^*}}{E^*_Z - E_{res,Z} + i\Gamma_Z/2} \exp[-\Delta E[(t-t_i-\tau-\tilde{r}_1/V^0_1) + (t-t_i-\tau-\tilde{r}_2/V^0_2)]/\hbar] \cdot$$

$$\exp(ik^0_1 \Delta r_1 + ik^0_2 \Delta r_2)\} \qquad \text{для} \quad \begin{cases} t > t_i + r_1/V^0_1 \\ t > t_i + \tau + \tilde{r}_1/V^0_1 \end{cases} \tag{4b}$$

Здесь $V_{1,2} = \hbar k^0_{1,2} / m_{1,2}$, $\Delta r_{1,2} = V_{\perp(1,2)} \tau$, где $V_{\perp(1,2)}$ -проекция скорости Z^* -ядра на направление $k_{1,2}$. Начальный момент t_i определяется фазой входного амплитудного весового множителя g_i. Среднее значение продолжительности движения τ для ядра Z^* определяется хорошо известным выражением [7].

$$\tau = \frac{\hbar\Gamma_Z / 2}{(E^*_Z - E_{res,Z})^2 + \Gamma^2_Z / 4} \tag{5}$$

Сечение процесса определеяется интегрированием по времени величины $\Psi^*_{r_1 \to \infty} \hat{J}_1 \Psi_{r_1 \to \infty}$ ($\hat{J}_1$ представляет собой оператор плотности потока вероятности для частицы y) в течение времени разрешения (которое является гораздо большим, чем временная протяженность обычного волнового пакета) с одновременным пространственным интегрированием вдоль волнового пакета второй частицы y, то есть

$$\sigma(\theta) \approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_{r_{2min}}^{r_{2max}} dr_2 \Psi^*_{r_1 \to \infty} \hat{J}_1 \Psi_{r_1 \to \infty} \approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_0^{V^0_2 (t - t_i - r_2/V^0_2)} dr_2 |\Psi_{r_1 \to \infty}|^2 \tag{6}$$

где t_{min} - минимальная величина между $t_i + r_1 / V^0_1$ и $t_i + \tilde{r}_1 / V^0_1$, r_{2max} - максимальная величина между $V^0_2 (t - t_i - r_2 / V^0_2)$ и $V^0_2 (t - t_i - \tau - r_2 / V^0_2)$ и $r_{2min} \to 0$ для обычных малых по сравнению с r_{2max} волновых пакетов.

Можно легко убедиться, что при стандартных экспериментальных условиях для квазимонохроматических волновых пакетов и для изолированных резонансов компаунд-ядер, когда $\Delta E \ll \Gamma$, $0 < \tau \leq 2\hbar/\Gamma$, откуда $\Gamma \ll 2\hbar/\tau$, а, значит $\Delta E \ll 2\hbar/\tau$

$$\Delta E\tau/\hbar \ll 2 \quad \textbf{(6a)}$$

и абсолютные величины всех разностей

$$\frac{r_l}{V_l^0} - \frac{r_m}{V_m^0} \quad (l \neq m=1,2) \quad \textbf{(6b)}$$

гораздо меньше временного разрешения, получаем

$$\sigma = \sigma_{0(incoh)} + \sigma_{1(interf)} \quad \text{где} \quad \textbf{(7)}$$

$$\sigma_{0(incoh)} \cong |f_{dir}^{(L)}|^2 + \frac{J_{C>L}|\gamma_{Z^*}^{(C)}|^2}{(E_Z^* - E_{res,Z})^2 + \Gamma_Z^2/4} \quad \text{и} \quad \textbf{(8)}$$

$$\sigma_{1(interf)} = 2|f_{dir}^{(L)} \frac{J_{C>L}^{1/2}\gamma_{Z^*}^{(C)}}{E_Z^* - E_{res,Z} + i\Gamma_Z/2}|\cos\Phi \quad \textbf{(9)}$$

в произвольных единицах. В соотношении (9) полная фаза дается выражением

$$\Phi = \delta+\beta+\varphi \quad \textbf{(10)}$$

$$\delta = \arg(J_{C>L}^{1/2}\gamma_{Z^*}^{(C)}) - \arg(f_{dir}^{(L)}) \quad \textbf{(10a)}$$

$$\beta = \arg\{(E_Z^* - E_{res,Z} + i\Gamma_Z/2)^{-1}\} \quad \textbf{(10b)}$$

$$\varphi = ik_l^0 \Delta r + ik_z^0 \Delta r \quad \textbf{(10c)}$$

$$f_{dir}^{(L)} = \sqrt{J_{c>L}}\, f_{dir}^{(C)} = \sqrt{J_{c>L}}\, f_b(E_l^C, \theta_l^C) \quad \textbf{(11)}$$

$$\frac{J_{C>L}^{1/2}\gamma_{Z^*}^{(C)}(E_1, E_2)}{E_Z^* - E_{res,Z} + i\Gamma_Z/2} = f_{l,res}(E_l^C, \theta_l^C) \quad \textbf{(12)}$$

В выражениях (11) и (12) $f_b(E_l^C, \theta_l^C)$ и $f_{l,res}(E_l^C, \theta_l^C)$ - два вклада амплитуды рассеяния в С-системе.

В С- системе источник выходящих волн для обоих процессов прямого и распада неизменен и неподвижен, так что интерференционная картина определяется обычной суперпозицией амплитуд для обоих процессов. В L - системе движение распадающихся компаунд-ядер, движущихся с С-системой, вызывает сдвиг источника выходящих волн для процессов резонансного распада относительно источника выходящих волн для прямых процессов и результирующая интерференция может быть сложной.

На Рис. 2 изображены сечения в относительных единицах для некоторых типичных случаев значений δ_l^b, взятых с учётом интерференционного вклада и без него ($\varphi \neq 0$) и ($\varphi = 0$) соответственно. Сравнение результатов, представленных на Рис.2б с аналогичными результатами, представленными на Рис. 2г, наглядно демонстрирует роль фазы φ, в то время как сравнение Рис. 2б и 2в или Рис. 2г и 2д представляет роль, которую играет фазовый сдвиг фона δ_0^b, соответствующий определенным значениям φ. Более того, с изменением значения фазы φ, значение энергии налетающей частицы, соответствующее резонансной энергии E_r, меняется тоже.

Мы можем заключить, что для фазового сдвига фона δ_0^b =0 и p волнового резонанса или δ_l^b=0 и S-волнового резонанса значения сечения не зависят от фазы φ, в то время как для $\delta_0^b \neq 0$ и p-волнового резонанса или $\delta_l^b \neq 0$ и S - волнового резонанса существует заметное различие между расчетами, полученными, когда полагаем φ =0 и когда $\varphi \neq 0$, а выбирается в соответствии с выражением (10с). Расчеты, представленные для р-волнового резонанса с параметрами l=1,l'=0, θ =0 продемонстрировали, что это различие более всего зависит от δ_0^b и φ и для больших значений δ_0^b (≥π/4) или φ(≥π/4) оно становится существенным.

Поэтому при выборе параметра φ в тех случаях, когда присутствует резонанс, обусловленный сдвигом источника выходящих волн для процессов распада относительно источника прямых процессов, это различие необходимо принимать во внимание, чтобы правильно модифицировать преобразование от L-системы к C- системе и наоборот.

Литература

1. Olkhovsky V.S.,Doroshko N.L., Evr. Let. -1992. -18, N6.-P.483-486
2. A.D'Arrigo, N.L.Doroshko,V.S.Olkhovsky at al, Nucl.Phys. -1992. -A549. -P.375-386
3. N.V.Eremin, G.Giardina, V.S.Olkhovsky and S.A.Omelchenko.- Modern Phys. Let.A, Vol.9, N31(1994). -P.2849- 2856
4. M.L.Goldberger and K.M.Watson,Collision Theory,J.Wiley and Sov,Inc.,N.Y.-L.-Syney,1964.
5. A.I.Baz,Ya.B.Zel'dovich andA.M.Perelomov, Scattering, Reactions and Decay in Nonrelativistic Quantum Mechanics, Jerusalem (1969).
6. L.Rosenfeld,Nucl.Phys.,70(1965),1-27.
7. V.S.Olkhovsky and G.A.Prokopets. Sov.J.Nucl.Phys. 30 (1979) 48.

Приложение

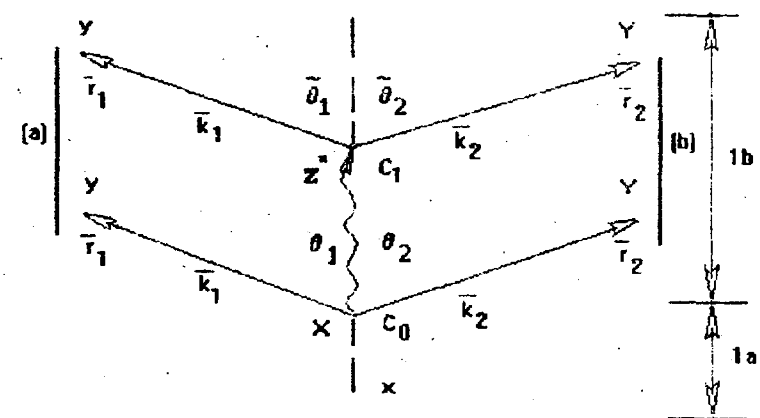

Рис.1. Механизмы экспериментально неразличимых, но микроскопически различных процессов (1) и (2).

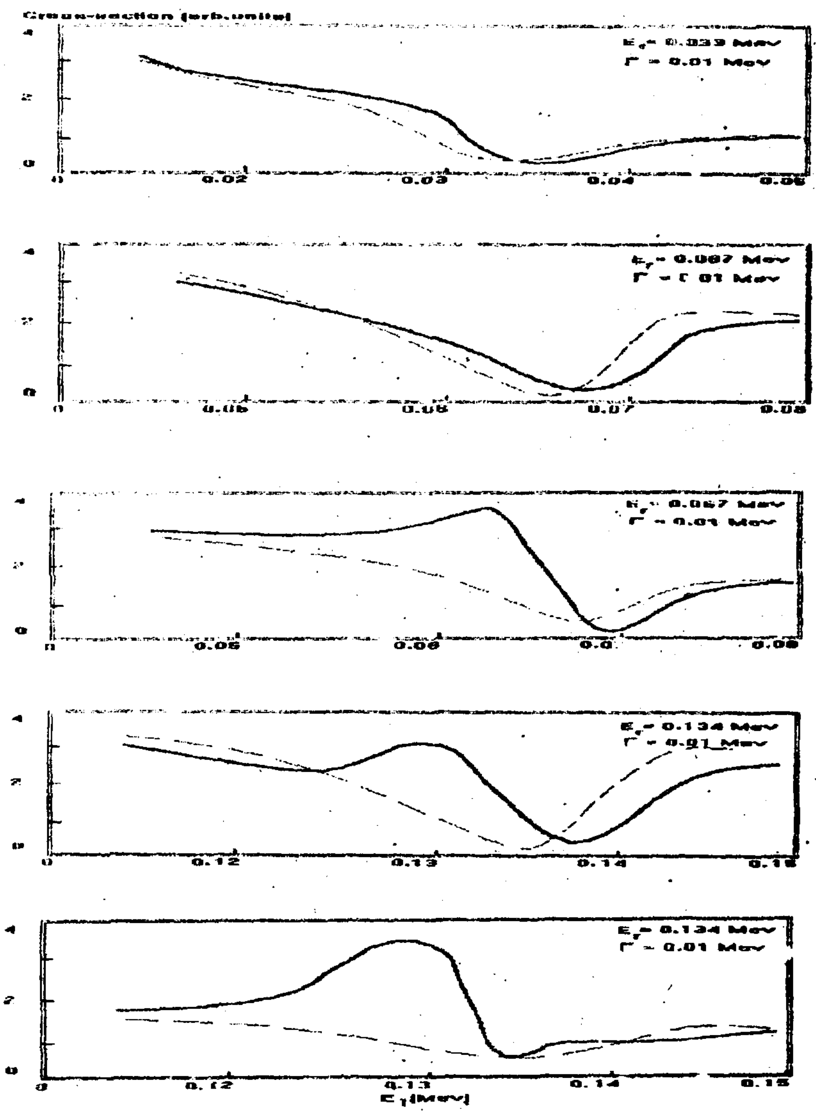

Рис.2. Зависимость σ (Ei) при $\theta_1=0^0$,$l=1,l'=0$ с интерференционным вкладом ($\varphi\neq0$, сплошная линия) и без него ($\varphi=0$, пунктирная линия) для некоторых типичных случаев фазовых сдвигов δ_0^b :а) $\delta_0^b=\pi/2$, $\delta_l^b=\pi/2$, $\varphi=\pi/4$; б) $\delta_0^b=\pi/4$, $\delta_l^b=\pi/2$, $\varphi=\pi/2$; в) $\delta_0^b=\pi/2$, $\delta_l^b=\pi/2$, $\varphi=\pi/2$; г) $\delta_0^b=\pi/4$, $\delta_l^b=\pi/2$, $\varphi=\pi$; д) $\delta_0^b=\pi/2$, $\delta_l^b=\pi/2$, $\varphi=\pi$.