

С. А. Омельченко\*, В. С. Ольховский

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

\*Ответственный автор: sergomel@ukr.net

## КОРРЕКТИРУЮЩАЯ ФАЗА В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА ПРИ УЧЕТЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Представлено расширение приближения пространственно-временного анализа, который ранее использовался для описания бинарных реакций упругого рассеяния нуклонов на ядрах и реакций столкновения легких ионов, на рассмотрение когерентных эффектов в тяжело-ионных столкновениях с тремя частицами в конечном канале реакции, две из которых детектируются. Введено понятие корректирующей фазы  $\Delta\varphi$ , впервые полученной благодаря пространственно-временному подходу. В приближении случайной фазы рассмотрен анализ расчетных выражений в зависимости от степени перекрытия резонансов в компаунд-ядерной структуре.

*Ключевые слова:* корректирующая фаза, когерентные эффекты, пространственно-временной сдвиг, компаунд-ядерные резонансы.

### 1. Введение

Метод пространственно-временного анализа был разработан ранее для коррекции расчетов сечений в рамках теоретической модели наличия экспериментально неразличимых, хотя микроскопически совершенно разных, прямого и задержанного промежуточных каналов протекания бинарных реакций упругого рассеяния нуклонов на легких и средних ядрах при низких и средних энергиях [1, 2], а также реакций столкновения легких ионов с тремя частицами в выходном канале, две из которых детектируются [3].

Естественным образом встал вопрос о возможности дальнейшего расширения метода на процессы столкновения тяжелых ионов в рамках модели наличия промежуточных когерентных каналов.

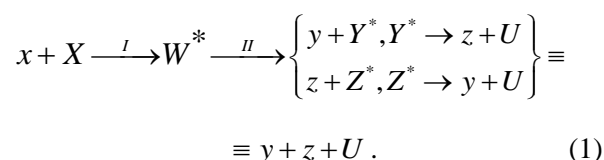
Интерес к интерференционным эффектам в конечных состояниях реакций для столкновений тяжелых ионов всегда представлял научный интерес (см., например, [4 - 7]). В некоторых более ранних наших работах [8 - 9] было развито общее приближение для исследования интерференционных явлений в реакциях с легкими ионами. В данной работе мы попытаемся разъяснить возможность расширения такого приближения для более корректного описания интерференционных явлений в реакциях столкновений тяжелых ионов с тремя частицами в конечном состоянии, две из которых детектируются.

В разделе 2 представлена общая схема приближения для возможных интерференционных явлений при рассеянии тяжелых ионов в области неразрешенных резонансов с эмиссией двух детектируемых частиц в конечном канале. Здесь

также представлены общие выражения для амплитуды реакции и скорости совпадений. В разделе 3 показаны упрощенные расчетные выражения при различных экспериментальных условиях в приближении случайной фазы. В разделе 4 представлены выводы и перспективы.

### 2. Общие положения и выражения

Рассмотрим процесс двухэтапного рассеяния тяжелых ионов, идущий через образование на первом этапе компаунд-ядра, как системы в целом (см.  $W^*$  на рис. 1), с дальнейшим ее распадом с последующей эмиссией двух частиц, детектируемых схемой совпадений, на втором этапе. Здесь для большей вероятности образования возбужденной компаунд-системы, как системы в целом, ограничиваемся центральными столкновениями. В этом случае интерференционные эффекты могут быть обусловлены экспериментально неразличимыми процессами, протекающими двумя (или более) способами через различные компаунд-ядра с одним и тем же набором выходных частиц



Соответствующие экспериментально неразличимые процессы схематически изображены на рис. 1 (в лабораторной  $L$ -системе). Первым этапом реакции является образование компаунд-ядра  $W^*$  (как системы в целом) в точке  $O$ , которое затем движется до окончательного распада в

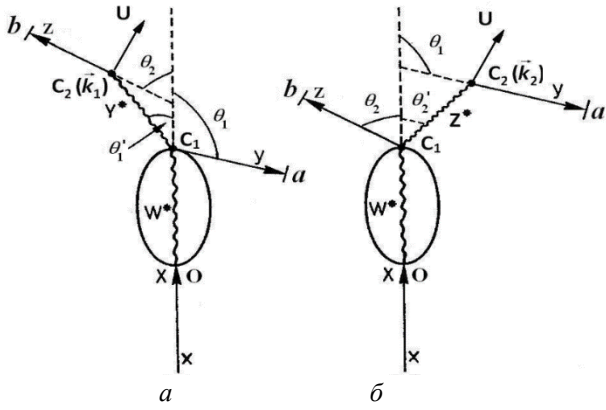


Рис. 1. Схемы двух экспериментально неразличимых процессов в реакциях (1) для выбранной геометрии измерения скорости совпадений.

точке  $C_1$  с эмиссией частицы  $y$  (а) с энергией  $E_1$  или частицы  $z$  (б) с энергией  $E_2$  под углом  $\theta_1$  или  $\theta_2$  (в соответствии с направлением бомбардирующего пучка), которые фиксируются детекторами  $a$  или  $b$  (которые регистрируют частицы  $y$  или  $z$  с энергиями  $E_1$  или  $E_2$  и импульсами  $k_1$  или  $k_2$

$$A = \text{const} \cdot g_a(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1) g_b(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2) \left[ \hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta_1) \cdot \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta_2) \times \right. \\ \left. \times \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{C_1 a} + i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{C_2(k_1)b}) \pm \left( \hat{f}_I^{\text{comp}}(E_2, \theta_2) \cdot \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_1, \theta_1) \right)_{ij} \exp(i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{C_1 b} + i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{C_2(k_2)a}) \right], \quad (2)$$

где  $\hat{f}_I^{\text{comp}}$  и  $\hat{f}_{II}^{\text{comp}}$  являются амплитудами (скорее даже амплитудными матрицами, поскольку в процессы вовлечено очень много промежуточных состояний) компаунд-ядерных процессов на этапе  $I$  (для  $W^*$ ) или на этапе  $II$  (для  $Y^*$ , рис. 1, а, или для  $Z^*$ , рис. 1, б) в  $L$ -системе;  $i$  и  $j$  – индексы состояний во входном и выходном каналах соответственно;  $\mathbf{k}_n$  – волновой вектор (импульс), ассоциированный с частицами  $y$  и  $z$  с кинетическими энергиями  $E_n$  ( $n = 1, 2, a, b$ );  $r_{ik} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|$ , где  $\mathbf{r}_i$  – радиус-вектор точки  $i$  ( $i, k = C_1, C_2(k_1), C_2, C_2(k_2), a, b$ ) в  $L$ -системе; функции  $g_{a,b}(\mathbf{k}_{a,b} - \mathbf{k}_{1,2})$  описывают разрешающую способность детекторов  $a$  и  $b$ . Выбор знака “+” или “-” перед вторым членом в скобках выражения (2) будет разъяснен в разделе 3. Здесь ради простоты мы не рассматриваем постоянный множитель, который описывает свободное движение ядра  $U$ , поскольку он не является существенным для цели работы. По той же причине также игнорируем множители соответствующих выходящих сферических волн  $(r_{C_1 b})^{-1}$  и  $(r_{C_2 b})^{-1}$ .

Скорость совпадений  $P$  для неполяризованных сталкивающихся частиц можно определить при условии суммирования величин по всем спиновым состояниям, каждая из которых явля-

ется соответственно за пределами точки-источника  $C_1$ ). Вторым этапом характеризуется движением промежуточного компаунд-ядра  $Y^*$  или  $Z^*$  из точки  $C_1$  в точку  $C_2(k_1)$  или  $C_2(k_2)$ , где они распадаются с эмиссией частицы  $z$  с энергией  $E_2$  или с эмиссией частицы  $y$  с энергией  $E_1$  соответственно. Эти упомянутые процессы являются экспериментально неразличимыми, хотя микроскопически (и динамически) являются совершенно различными. Заметим, что такие процессы также неразличимы в частном случае, если частицы  $y$  и  $z$  тождественны и их энергии равны  $E_1 \equiv E_2$ .

Если применить приближение, описанное в [8 - 10], где констатировалось в соответствии с [4], что амплитуда скорости совпадений  $A$  для детекторов  $a$  и  $b$  определяется асимптотической волновой функцией, описывающей движение зарегистрированных конечных частиц, то для  $A$  в лабораторной системе ( $L$ -системе) получим следующее выражение:

ется квадратом модуля амплитуды (2); затем эта сумма должна быть усреднена по разбросам энергии (импульса) исходного и выходящего волновых пакетов, более того, необходимо просуммировать по всем возможным конечным состояниям промежуточных ядер после двух этапов распада.

Ограничиваясь рассмотрением только безспиновых частиц, можем записать следующее выражение для  $P$ :

$$P = \sum_j \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \int d\mathbf{k}_1 \int d\mathbf{k}_2 |A|^2, \quad (3)$$

где рассмотрено суммирование по всем конечным состояниям  $\left( \sum_j \right)$  промежуточных состояний ядер и сделано интегрирование по начальному разбросу энергий (с весовой функцией) и всем возможным импульсам  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ . Здесь и далее рассматриваем случай неразрешенных резонансов ( $\Delta E \gg D = [\rho(j, s, \pi)]^{-1}$ ,  $D$  – расстояние между уровнями и  $\rho(j, s, \pi)$  – плотность ядерных уровней для компаунд-ядра на обоих этапах).

Выражение (3) можно упростить, если использовать приближения

$$|g_a(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1)|^2 \rightarrow \delta(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1), \quad (4)$$

$$|g_b(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2)|^2 \rightarrow \delta(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2) \quad (5)$$

и пренебречь всеми угловыми разбросами. Таким образом, скорость совпадений примет следующий вид:

$$P = P_0 \pm P_1 = \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \sum_j \left[ (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta_1) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta_2))_{ij} \right]^2 + \left| (\hat{f}_I^{comp}(E_2, \theta_2) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_1, \theta_1))_{ij} \right|^2 \pm 2\text{Re}(\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta_1) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta_2))_{ij} (\hat{f}_I^{comp}(E_2, \theta_2) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_1, \theta_1))_{ij} \right]$$

$$P_1 = \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \cdot 2\text{Re} \sum_j (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} \times (\hat{f}_I^{comp}(E_2, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_1, \theta))_{ij}^* \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2)a}) + i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_2(k_1)b} - \mathbf{r}_{C_1b})) \equiv \text{const} \cdot 2\text{Re} \sum_j \left\langle (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} (\hat{f}_I^{comp}(E_1 + \varepsilon, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2 - \varepsilon, \theta))_{ij}^* \right\rangle \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2)a}) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_1b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1)b})), \quad (7)$$

где считаем практически константой внутри интервала  $\Delta E$  выражение

$$\Delta\varphi = \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2)a}) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_1b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1)b})). \quad (8)$$

Затем, введя функцию  $\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta)$  (для фиксированного входного  $i$ -го канала), определенную формулой

$$\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) = \sum_j \left\langle (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} \times (\hat{f}_I^{comp}(E_1 + \varepsilon, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2 - \varepsilon, \theta))_{ij}^* \right\rangle, \quad (9)$$

окончательно запишем, учитывая введенное обозначение (8)

$$P_1 = \text{const} \cdot 2\text{Re} \Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) \cdot \Delta\varphi \quad (10)$$

или

$$P_1 = \text{const} \cdot 2\text{Re} \Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \cdot \Delta\varphi \quad (11)$$

при очевидном равенстве

$$\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) = \Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2). \quad (12)$$

Естественно предположить (см., например, [5]), что двухчастичная автокорреляционная

$$\otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_1, \theta_1)_{ij}^* \cdot \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2)a}) + i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_2(k_1)b} - \mathbf{r}_{C_1b})), \quad (6)$$

где  $P_0$  является некогерентным, а  $P_1$  – когерентным членом суммы. В выражениях (2) и (6) мы предполагаем вращательную изотропию для  $A$  и  $P$  (и следовательно, не используем азимутальные углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ).

В этом случае, если мы выберем  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$  (при  $\varphi_2 = \pi - \varphi_1$ ), то, введя обозначение

$$\varepsilon = E_2 - E_1 \text{ и учитывая } \langle A \rangle = \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 A dE,$$

можно переписать когерентный член скорости совпадений  $P_1$  в следующем виде:

функция  $\Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ , просуммированная по всем конечным каналам, имеет такой же информационный контент, что и одночастичная автокорреляционная функция.

Далее для анализа свойств  $\Phi_i$  и  $P_1$  можно использовать:

а) обычные методы анализа эриксонских флуктуаций для хорошо разделенных резонансов (см. раздел 3.1);

б) представление Симониуса для перекрывающихся резонансов (см. раздел 3.2);

в) представление Симониуса с поправками Любошица для сильно перекрывающихся резонансов [11, 12] (см. раздел 3.3).

Формулу (11) можно также переписать как

$$P_1 = \text{const} \cdot 2|\Phi_i| \cos(\arg \Phi_i + \Delta\varphi), \quad (13)$$

где фаза  $\arg \Phi_i$  характеризует как когерентность пространственного момента амплитуды испускаемой частицы, так и резонансные свойства (корреляционные ширины) двух компаунд-ядер, в то время как фаза  $\Delta\varphi$  описывает пространственно-временной сдвиг источников испускания частиц  $y$  и  $z$  наподобие оптическому эффекту Ханбэри - Брауна и Твисса (см., например, [13, 14]).

Таким образом, общее выражение для ампли-

туды интенсивности скорости совпадения для двух частиц в конечных каналах при рассеянии тяжелых ионов обобщает соответствующее выражение, полученное в [8 - 10] для легкоионных реакций, и обобщает начальные выражения, приведенные в [5], где впервые предложенная здесь корректирующая фаза  $\Delta\varphi$  (8) не принималась во внимание.

Далее, следуя [8 - 10], можно проанализировать структуру фазы. Для асимптотически больших расстояний  $r_{C_1a}$  и  $r_{C_1b}$  величины  $|r_{C_1a} - r_{C_2(k_2)a}|$  и  $|r_{C_1b} - r_{C_2(k_1)b}|$  равны проекциям среднего пути движения ядер  $Y^*$  или  $Z^*$  (образованных после эмиссии из точки  $C_1$  частицы  $u$  с энергией  $E_1$  или частицы  $z$  с энергией  $E_2$  соответственно) на направление движения частиц  $u$  или  $z$  соответственно (в приближении свободного, неискаженного движения):

$$|r_{C_1a} - r_{C_2(k_2)a}| \approx v_z \tau_z \cos(\theta_1 - \theta_2'), \quad (14)$$

$$|r_{C_1b} - r_{C_2(k_1)b}| \approx v_y \tau_y \cos(\theta_1' - \theta_2), \quad (15)$$

где  $v_z$  и  $v_y$  – скорости движения ядер  $Z^*$  и  $Y^*$  соответственно;  $\tau_z$  и  $\tau_y$  – времена жизни ядер  $Z^*$  и  $Y^*$  соответственно;  $\theta_1'$  и  $\theta_2'$  – углы, характеризующие движение ядер  $Z^*$  и  $Y^*$  соответственно. Величины  $v_k$  (где  $k = z, y$ ),  $\theta_n'$  и  $\theta_n$  (где  $n = 1, 2$ ) легко рассчитываются при использовании закона сохранения полного импульса (см., например, [8 - 10]). Значения  $\tau_z$  и  $\tau_y$  определяются резонансными характеристиками компаунд ядер  $Y^*$  и  $Z^*$  и сильно зависят от степени перекрытия резонансов. Это теоретически исследовалось в [11 - 16] и измерялось экспериментально в [15, 16].

### 3. Оценка скорости совпадений в приближении случайной фазы

На следующем этапе целесообразно определить выбор типа расчетных выражений для скорости совпадений в зависимости от типа экспериментальных данных, а именно:

1) экспериментальные данные содержат изолированные, хорошо разделенные резонансы, где подойдет метод эриксоновских флуктуаций, еще не нарушающий унитарность S-матрицы для такого типа данных (раздел 3.1);

2) перекрывающиеся резонансы, где предпочтительнее использовать представление Симониуса (раздел 3.2);

3) сильно перекрывающиеся резонансы, где представление Симониуса необходимо скомби-

нировать с поправками Любошица (раздел 3.3).

И, наконец, вне зависимости от выбранного типа расчета для величин  $\Phi_i$  или  $(\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij}$ , везде необходимо добавить учет корректирующей фазы  $\Delta\varphi$  (8), чего ранее не делалось.

Кроме того, для учета перестановочной симметрии в выражении (6) необходимо использовать знак “+” перед последним слагаемым только для бозонов в симметричном спиновом состоянии (и симметричном пространственном состоянии) и для фермионов в антисимметричном спиновом состоянии (и симметричном пространственном состоянии). Для бозонов в антисимметричном спиновом состоянии (и антисимметричном пространственном состоянии) необходимо использовать знак “-” перед последним слагаемым в выражении (6).

### 3.1. Случай неперекрывающихся резонансов

В [5], например, для величины  $(\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij}$  использовалась следующая формула (переписанная нами в обратном порядке):

$$\begin{aligned} & (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} = \\ & = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{i\alpha} \frac{1}{E - \varepsilon_\alpha - i\Gamma_\alpha / 2} \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_1) \times \\ & \times \frac{1}{E - \varepsilon_\beta - E_1 - i\Gamma_\beta / 2} \gamma_{\beta j}(\mathbf{k}_2), \quad (16) \end{aligned}$$

где  $E$  – полная энергия, а промежуточные компаунд-ядерные уровни с энергиями  $\varepsilon_\alpha$  и  $\varepsilon_\beta$  и ширинами  $\Gamma_\alpha$  и  $\Gamma_\beta$  обозначены индексами  $\alpha$  и  $\beta$ , соответствуют этапам I и II;  $\gamma_{\mu\nu}(\mathbf{k})$  – амплитуда (или приведенная ширина) распада компаунд-ядра из состояния  $\mu$  в состояние  $\nu$  с эмиссией частицы с моментом импульса  $\mathbf{k}$ ;  $\gamma_{i\alpha}(\mathbf{k})$  – амплитуда (или приведенная ширина) для входного канала.

Отметим, что если вводить соотношение, подобное формуле (16), в форме резонансных членов, то необходимо заметить, что это корректно только для хорошо разделенных резонансов (неперекрывающихся, хотя и неразрешенных).

Используя приближение максимальной хаотичности приведенных ширин и дополнительное предположение полного подобия свойств последовательных компаунд-ядер (см., например, [5]),

получим из формул (6) и (16) следующую оценку для отношения когерентного члена к некогерентному  $P_1/P_0$ :

$$P_1/P_0 \approx |g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)|^2 \frac{\langle \Gamma \rangle^2}{(E_1 - E_2)^2 + \langle \Gamma \rangle^2}, \quad (17)$$

где  $\langle \Gamma \rangle$  – среднее значение полной ширины резонанса, усредненное по компаунд-состояниям, а функция  $g$  определяется выражением, подобным следующему

$$\langle \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_1) \gamma_{\alpha\beta}^*(\mathbf{k}_2) \rangle \approx \delta_{\alpha\alpha'} \langle \Gamma_{\alpha\beta} \rangle g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2), \quad (18)$$

которое описывает когерентность в пространстве моментов для амплитуды эмиссии частицы. Для нулевого относительного момента имеем  $g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1$ , а с возрастанием величины  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$  величина  $|g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)|^2$  падает до нуля.

Заметим, что временная зависимость реализуется в лоренцовском множителе в формуле (17), включающем разность  $\varepsilon = E_1 - E_2$  и усредненные парциальные ширины  $\langle \Gamma \rangle$ , связанные с компаунд-ядерной резонансной структурой и соответствующими флуктуациями Эриксона - Бринка [17] (для неперекрывающихся резонансов и, строго говоря, только для фиксированных значений полного момента, спина и четности).

### 3.2. Случай перекрывающихся резонансов

В случае перекрывающихся резонансов предпочтительнее использовать представление Симониуса [11]. Применяя последнее к двухэтапному переходу с тремя частицами в выходном канале, можем записать выражение

$$\Phi_i = \left[ \exp\left(\frac{2\pi i \varepsilon}{nD(1 - i\varepsilon/\Gamma)}\right) - \exp\left(-\frac{2\pi\Gamma}{nD}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi\Gamma}{nD}\right) \right]^{-1}, \quad (20)$$

которое получено на основе представления Симониуса (19), для  $2\pi\Gamma/nD > 1$ .

В этом выражении  $\varepsilon = E_1 - E_2$ , а  $\Gamma$  и  $D$  – среднее значение ширины резонанса и интервала между резонансами соответственно,  $n$  – число открытых каналов (этот параметр зависит, от величины полного момента, спина и четности).

Важным является тот факт, что выражение для  $\Phi_i$  в виде формулы (20) обеспечивает соблюдение унитарности  $S$ -матрицы, чего бы не было в случае попытки переноса использования выражения (16) для изолированных резонансов на случай перекрывающихся и сильно перекрывающихся резонансов.

$$\begin{aligned} & \left( \hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta) \right)_{ij} = \\ & = \sum_{l_1, l_2} \left[ \hat{F}_{l_1} - \langle \hat{F}_{l_1} \rangle \right] \otimes \left[ \hat{F}_{l_2} - \langle \hat{F}_{l_2} \rangle \right] \times Y_{l_1,0}(\theta_{l_1}) Y_{l_2,0}(\theta_{l_2}), \end{aligned} \quad (19)$$

с

$$\hat{F}_{l_1} = \hat{U}_I^{(l_1)} \prod_{\alpha} \left( 1 + \frac{i\Gamma_{\alpha}^{(l_1)} \hat{P}_{\alpha}^{(l_1)}}{E - \varepsilon_{\alpha}^{(l_1)} + i\Gamma_{\alpha}^{(l_1)}/2} \right) \hat{U}_I^{(l_1)T}$$

и

$$\hat{F}_{l_2} = \hat{U}_{II}^{(l_2)} \prod_{\beta} \left( 1 + \frac{i\Gamma_{\beta}^{(l_2)} \hat{P}_{\beta}^{(l_2)}}{E - \varepsilon_{\beta}^{(l_2)} + i\Gamma_{\beta}^{(l_2)}/2} \right) \hat{U}_{II}^{(l_2)T},$$

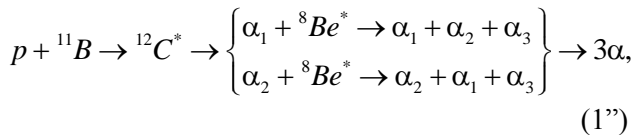
где унитарные матрицы  $\hat{U}_I^{(l_1)}$  (в пространстве двухчастичных каналов  $(y + Y^*, z + Z^*)$  с возбуждениями конечных  $\beta$ -состояний) и  $\hat{U}_{II}^{(l_2)}$  (в пространстве двухчастичных каналов  $(y + Y^*, z + Z^*)$  с возбуждениями конечных  $j$ -состояний) описывают нерезонансный фон; матрицы  $\hat{U}_{I,II}^{(l_{1,2})T}$  – это транспонированные  $\hat{U}_{I,II}^{(l_{1,2})}$  – матрицы; свойства проекторов  $\hat{P}_{\alpha,\beta}^{(l_{1,2})}$  описаны в [19]. Конечно, из всех возможных проекторов  $\hat{P}_{\alpha}^{(l_1)}$  должны присутствовать только те, которые соответствуют компаунд-ядерным переходам из состояния  $\alpha$  в состояние  $\beta$ . Ради простоты в формуле (19) записаны исключительно только квантовые числа углового момента  $l_{1,2}$  для индикации промежуточных и конечных состояний с частицами 1 и 2.

### 3.3. Случай сильно перекрывающихся резонансов

В случае сильно перекрывающихся резонансов вместо  $\Phi_i$  в формуле (13), в соответствии с [12], можно воспользоваться, например, выражением

### 3.4. Оценка влияния корректирующей фазы $\Delta\phi$

Для реальной оценки практического применения предложенного в работе теоретического метода необходимо опробовать его на конкретных реакциях центральных столкновений тяжелых ионов с нулевым прицельным параметром, но необходимость использования впервые введенной корректирующей фазы  $\Delta\phi$  (8) можно видеть уже из оценки скорости совпадений  $P$  на примере хорошо изученной реакции столкновений даже для легких ионов



где для иллюстрации важности учета корректирующей фазы  $\Delta\varphi$  (рис. 2) был проведен сравнительный расчет полной скорости совпадений  $P$  с учетом корректирующей фазы  $\Delta\varphi$  и некогерентной части  $P_0$  скорости совпадений  $P$  без учета корректирующей фазы ( $\cos(\Delta\varphi) \equiv 0$ ), также полагая для простоты в первом оценочном приближении  $\arg \Phi_i \equiv 0$  в выражении (13) для когерентной части  $P_1$  полной скорости совпадений  $P$ .

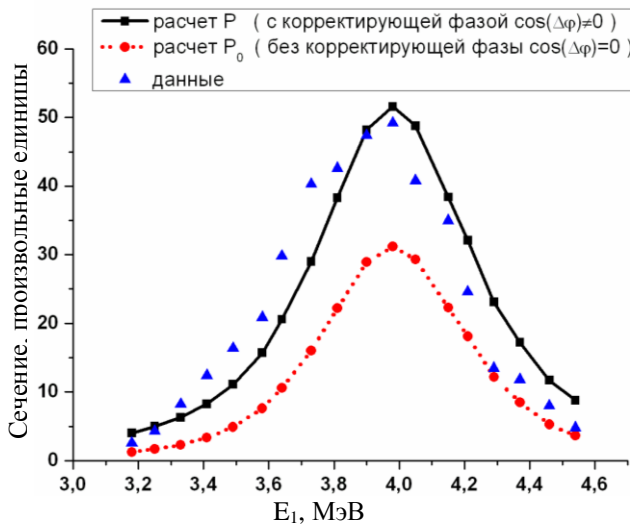


Рис. 2. Скорости совпадений  $P$  и  $P_0$  как функции от энергии  $E_1$  первичной  $\alpha$ -частицы при энергии протонов  $E_p = 1,4$  МэВ и углах  $\theta_1 = 90^\circ$ ,  $\theta_2 = 115^\circ$  (см. рис. 1). Экспериментальные данные взяты из работы [18], а методика расчета описана в Приложении. (См. цветной рисунок на сайте журнала.)

Выбор такой реакции (1'') для анализа определен ее подобием нашей модели (1) двухэтапного распада компаунд-системы, образовавшейся после столкновения частиц. Роль возбужденной компаунд-системы  $W^*$  этапа  $I$  в реакции (1) здесь играет компаунд-ядро  ${}^{12}\text{C}^*$ , а роль компаунд-ядра  $Y^*$  (или  $Z^*$ ) этапа  $II$  играет компаунд-ядро  ${}^8\text{Be}^*$ .

#### 4. Обобщение, выводы и перспективы

Существует много экспериментальных данных с корреляцией между двумя конечными идентичными частицами в тяжело-ионных столкновительных процессах. Обычно их анализ прямо или опосредовано связан с испарительной моделью Копылова - Подгорецкого (см., например, [4]). Здесь же предложено приближение с впервые введенной корректирующей фазой  $\Delta\varphi$ , основанное на методе, развитом в [8 - 10] для легко-ионных столкновений, но обобщает его на случай

неразрешенных резонансов, что является типичным условием для тяжело-ионных столкновений.

Однако для того чтобы развить самосогласованную теорию интерференционных эффектов при столкновениях тяжелых ионов на основе предложенного приближения в перспективе, следует учитывать два обстоятельства: теория должна основываться на формализме, который явно зависит от времени; статистический метод Эриксона должен быть существенно улучшен, основываясь на точном представлении унитарной  $S$ -матрицы, как показано, например, в [19].

Потенциальную перспективу от дальнейшего развития предложенного в работе метода пространственно-временного анализа можно связывать также и с измерением геометрических размеров зоны конфайнмента возбужденной компаунд-системы  $W^*$  (на рис. 1 эти зоны обведены эллипсами), что, более того, в дальнейшем можно использовать и в центральных релятивистских  $Au-Au$  столкновениях на RHIC,  $Pb-Pb$  и  $p-Pb$  столкновениях на LHC для оценки размеров зоны образования кварк-глюонной плазмы.

В заключение отметим, что в разделе 3.4 проведена только оценка принципиальной необходимости учета корректирующей фазы  $\Delta\varphi$  при наличии когерентных каналов (микроскопически различных, но неразличимых макроскопически) в столкновениях легких и тяжелых ионов, а перспективу метода можно будет полнее оценить после подбора экспериментальных данных для конкретных расчетов во всех трех предложенных категориях столкновений тяжелых ионов, описанных в разделах 3.1, 3.2 и 3.3.

#### Приложение

Для иллюстрации влияния интерференционного вклада  $P_1$  в полную скорость совпадений  $P$  при исследовании реакции (1'') были проведены оценочные расчеты, основанные на стандартной брейт-вигнеровской аппроксимации амплитуд взаимодействия пар  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии при наличии экспоненциального фактора с соответствующей произвольной фазой  $\varphi_k$ :

$$f_{ij} = \frac{1}{E_{ij} - E_{res} + i\Gamma_{res}/2} e^{i\varphi_k}, \quad (i \neq j \neq k), \quad (II)$$

где  $E_{ij}$  – энергия относительного движения в паре  $\alpha_i \leftrightarrow \alpha_j$ , когда первой испускается  $\alpha_k$ ;  $E_{res} = 2,9$  МэВ и  $\Gamma_{res} = 1,45$  МэВ – энергия и ширина первого возбужденного состояния ядра



${}^8\text{Be}^*(2^+; 2,9 \text{ МэВ})$ . В нашем конкретном случае для реакции ( $1''$ ) рассматривается одновременное взаимодействие пар  $\alpha_2 \leftrightarrow \alpha_3$  и  $\alpha_3 \leftrightarrow \alpha_1$ , а взаимодействием пары  $\alpha_2 \leftrightarrow \alpha_1$  пренебрегаем ввиду ее гораздо большей энергии относительного движения, нежели энергия резонанса. Учитывая выше приведенное и игнорируя спиновые зависимости, запишем оценку полной скорости совпадений  $P$  в следующем виде:

$$P \sim |A|^2 = |f_{23} + f_{31}|^2 = f_{23}^2 + f_{31}^2 + 2f_{23}f_{31}F = P_0 + P_1, \quad (\text{П2})$$

где  $P_0 = f_{23}^2 + f_{31}^2$  и  $P_1 = 2f_{23}f_{31}F$ , с фазовым фактором  $F$  в когерентном слагаемом  $P_1$ :

$$F = ((E_{31} - E_{res})(E_{23} - E_{res}) + \Gamma_{res}^2 / 4) \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (\text{П3})$$

Заметим, что при ключевых значениях величины  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \pm\pi/2; 0; \pm\pi$  в (П3) будем иметь либо отсутствие влияния когерентного члена  $P_1$ , либо его максимальное влияние, обусловленное конструктивной или деструктивной интерференцией соответственно. Поэтому в грубом приближении независимости  $\Delta\varphi$  от энергии на рис. 2 отображены случаи отсутствия интерференции при  $\Delta\varphi = \pi/2$  (красная кривая) и наличия максимальной конструктивной интерференции при  $\Delta\varphi = 0$  (черная кривая).

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. V.S. Oikhovsky, S.O. Omelchenko. Effect of compound-nucleus motion on interference between direct and compound-nucleus amplitudes in scattering of neutrons on atomic nuclei. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 17(2) (2016) 130. (Rus)
2. V.S. Oikhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background in the center-of-mass and laboratory systems. *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011) 244103; arXiv.1101.5541v1 [nucl-th].
3. V.S. Oikhovsky, S.A. Omelchenko. On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel. *The Open Nuclear and Particle Physics Journal* 4 (2011) 27.
4. G.I. Kopylov, M.I. Podgoretsky. Correlations of identical particles emitted by highly excited nuclei. *Yad. Fiz.* 15 (1972) 392. [Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 219]. G.I. Kopylov. Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism. *Phys. Lett. B* 50 (1974) 472.
5. S.E. Koonin, W. Bauer, A. Schafer. Interferometry of the compound nucleus. *Phys. Rev. Lett.* 62 (11) (1989) 1247.
6. W. Dunnweber et al. Quantum-Statistical Interference of Coincident Neutrons from the Compound Nucleus. *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 297.
7. W. Bauer, C. Gelbke, S. Pratt. Hadronic Interferometry in Heavy-Ion Collisions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 42(1) (1992) 77.
8. V. Oikhovsky et al. On Interference Effects in Light-Ion Nuclear Reactions with Three Particles in the Final State. *Progr. Theor. Phys.* 87 (1992) 1359.
9. V.S. Oikhovsky, A.K. Zaichenko. About the influence of space-time separations between sources of  $\alpha$ -particle emission in the reaction  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$  on interference phenomena in their spectra. *Phys. Lett. B* 272 (1991) 183.
10. G. Fazio et al. On interference effects in heavy-ion collision with emission of two particles. In: *Proc. Int. Symp. "Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei"* (Brolo). Eds. G. Giardina, G. Fazio, M. Lattuada (Singapore: World Scientific, 1997) p. 425.
11. V. Lyuboshitz. On collision duration in the presence of strong overlapping resonance levels. *Phys. Lett. B* 72 (1977) 41.
12. V.L. Lyuboshitz. Unitary sum rules and collision times in strong overlap of resonance levels. *JETP Lett.* 28(1) (1978) 30.
13. R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss. A Test of a new type of stellar interferometer on Sirius. *Nature* 178 (1956) 1046.
14. D.H. Boal, C.K. Gelbke, B.K. Jennings. Intensity interferometry in subatomic physics. *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990) 553.
15. V.S. Oikhovsky. To the study of nuclear reactions and decays by analyzing their durations. *Fizika Elementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra* 15 (1984) 289. [Sov. J. Part. Nucl. 15 (1984) 130]. (Rus)
16. S.A. Karamyan, Yu.V. Melikov, A.F. Tulinov. On the use of the shadow effect to measure the time course of nuclear reactions. *Fizika Elementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra* 4(2) (1973) 456. (Rus)
17. T. Ericson. Fluctuations of nuclear cross sections in the "continuum" region. *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960) 430; D.M. Brink, R.O. Stephen, N.W. Tanner. The angular cross-correlation function of cross-section fluctuations. *Nucl. Phys.* 54 (1964) 577.
18. T. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Energy levels of light nuclei (VII)  $A = 5 - 10$ . *Nucl. Phys.* 78 (1966) 1.
19. M. Simonius. Overlapping resonances and unitarity of the scattering matrix. *Nucl. Phys. A* 218 (1974) 53.
20. R. Fox. Measurement of nuclear transitions with  $10^{-20}$  sec half-lives and the scattering cross sections of unstable particles by proximity scattering. *Phys. Rev.* 125 (1962) 311.
21. J. Lang et al. Direct determination of a short nuclear lifetime ( $\sim 10^{-20}$  s) by the proximity scattering method. *Nucl. Phys.* 88 (1966) 576.

**С. О. Омельченко\*, В. С. Ольховський***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

\*Відповідальний автор: sergomel@ukr.net

**КОРИГУЮЧА ФАЗА В НАБЛИЖЕННІ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВОГО АНАЛІЗУ  
ПРИ УРАХУВАННІ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ В ЗІТКНЕННЯХ ВАЖКИХ ІОНІВ**

Наведено розширення наближення просторово-часового аналізу, який раніше використовувався для опису бінарних реакцій пружного розсіяння нуклонів на ядрах і реакцій зіткнення легких іонів, на розгляд когерентних ефектів у важко-іонних зіткненнях із трьома частинками в кінцевому каналі реакції, дві з яких детектуються. Уведено поняття коригуючої фази, отриманої завдяки просторово-часовому підходу. У наближенні випадкової фази розглянуто аналіз розрахункових виразів залежно від ступеня перекриття резонансів у компаунд-ядерній структурі.

*Ключові слова:* коригуюча фаза, когерентні ефекти, просторово-часовий зсув, компаунд-ядерні резонанси.

**S. O. Omelchenko\*, V. S. Olkhovsky***Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

\*Corresponding author: sergomel@ukr.net

**CORRECTIVE PHASE IN THE APPROXIMATION OF SPACE-TIME ANALYSIS  
WITH ACCOUNTING INTERFERENCE IN COLLISIONS OF HEAVY IONS**

The aim of the work is to expand the approximation of the space-time analysis, which was previously used to describe binary elastic nucleon scattering reactions on nuclei and light ion collisions, to consider coherent effects in heavy ion collisions with three particles in the final reaction channel, two of which are detected. The concept of the corrective phase obtained due to the space-time approach is introduced. In the random-phase approximation, an analysis of the calculation expressions is considered, depending on the degree of resonances overlapping in the compound-nuclear structure.

*Keywords:* corrective phase, coherent effects, space-time shift, compound-nuclear resonances.

Надійшла 07.12.2018

Received 07.12.2018