

В. С. Ольховский, С. А. Омельченко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

**ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ ПРЯМОЙ И КОМПАУНД-ЯДЕРНОЙ АМПЛИТУД ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

Обобщен метод временного анализа упругого рассеяния нуклонов ядрами вблизи резонанса, искаженного нерезонансным фоном при расчетах в системе центра масс. В лабораторной системе исследуется роль фазового параметра, описывающего пространственно-временной сдвиг между налетающими нейтронами и вылетающими частицами. Представлены расчеты сечений для упругого рассеяния нейтронов ядрами <sup>28</sup>Si, <sup>63</sup>Cu, <sup>64</sup>Ni, <sup>73</sup>Ge с использованием метода временного анализа в ядерных реакциях с изолированными компаунд-ядерными резонансами.

*Ключевые слова:* интерференция, временное приближение, время задержки-опережения, пространственно-временной сдвиг, фазовый параметр.

**Введение**

В работах [1 - 8] был обнаружен парадокс – явление опережения времени протекания реакции вместо задержки при расчетах в системе центра масс (С). Это явление, как правило, приводило к минимумам сечений, иногда соответствующим отрицательным значениям времен протекания реакций при почти тех же значениях энергий. Для разрешения парадокса был рассмотрен вопрос – а будет ли наблюдаться такое же явление опережения и в лабораторной (L) системе? Кроме того, в работах [8 - 12] было показано, что стандартные формулы для сечений при преобразованиях от L- к С-системе, вообще говоря, неприменимы при наличии двух (и более) механизмов рассеяния.

Хорошо известно (см., например, [1 - 3]), что амплитуда  $F^C(E, \theta)$  упругого рассеяния нейтронов сферическими ядрами около изолированного резонанса в С-системе может быть записана в виде суммы двух амплитуд (1) микроскопически разных процессов (прямого и резонансного). Эти два механизма реакции упругого рассеяния детально описаны в следующем разделе и отображены на диаграммах рис. 1.

$$F^C(E, \theta) = f_{dir}(E, \theta) + f_{l, res}(E, \theta), \quad (1)$$

где

$$f_{dir}(E, \theta) = (2ik)^{-1} \sum_{\lambda \neq l} (2l+1)P_\lambda(\cos\theta) [\exp(2i\delta_l^b) - 1], \quad (1a)$$

$$f_{l, res}(E, \theta) = (2ik)^{-1} (2l+1)P_l(\cos\theta) \times \left[ \exp(2i\delta_l^b) \frac{E - E_{res} - i\Gamma/2}{E - E_{res} + i\Gamma/2} - 1 \right]. \quad (1b)$$

Здесь  $E_{res}$  и  $\Gamma$  - энергия  $l$ -компаунд-резонанса и его ширина соответственно;  $\delta_l^b$  - парциальный фазовый сдвиг  $l$ -волнового рассеяния, обусловленный нерезонансным фоном. Мы здесь пренебрегаем спин-орбитальным взаимодействием и рассматриваем относительно тяжелые ядра.

Перепиывая формулу (1) в виде

$$F^C(E, \theta) = [A(E - E_{res}) + iB\Gamma/2] \times (E - E_{res} + i\Gamma/2)^{-1}, \quad (1в)$$

где

$$A = f_{dir}(E, \theta) + (k)^{-1} (2l+1)P_l(\cos\theta) \exp(i\delta_l^b) \sin\delta_l^b,$$

$$B = f_{dir}(E, \theta) + (ik)^{-1} (2l+1)P_l(\cos\theta) \exp(i\delta_l^b) \cos\delta_l^b,$$

можно получить [1 - 3] выражение для времени процесса рассеяния  $\tau^C(E, \theta)$

$$\tau^C(E, \theta) = 2R/v + \hbar \partial \arg F / \partial E \equiv 2R/v + \Delta\tau^C(E, \theta) \quad (2)$$

в случае пучка монохроматических частиц, которые имеют очень малый энергетический разброс  $\Delta E \ll \Gamma$ . В формуле (2)  $v = \hbar k / \mu$  - скорость налетающего нейтрона,  $R$  - радиус взаимодействия, а время задержки(опережения)  $\Delta\tau^C$  имеет вид

$$\Delta\tau^C(E, \theta) = -(\hbar \text{Re}\alpha / 2) \times [(E - E_{res} - \text{Im}\alpha/2)^2 + (\text{Re}\alpha)^2 / 4]^{-1} + \tau, \quad (3)$$

с  $\alpha = \Gamma B / A$  и

$$\tau = (\hbar\Gamma/2)[(E - E_{res})^2 + \Gamma^2/4]^{-1}. \quad (4)$$

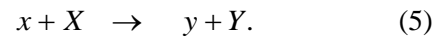
© В. С. Ольховский, С. А. Омельченко, 2016

Из формулы (3) можно увидеть, что если  $0 < Re\alpha < \Gamma$ , величина  $\Delta\tau^C(E, \theta)$  становится отрицательной в энергетическом интервале  $\sim Re\alpha$  около центра резонанса при энергии  $E_{res} + Im\alpha / 2$ . При  $0 < Re\alpha / \Gamma \ll 1$  минимальное время задержки определяется величиной  $-2\hbar / Re\alpha < 0$ . Таким образом, при  $Re\alpha \rightarrow 0^+$  интерференция между резонансом и фоном рассеяния может привести к существенному временному опережению вместо задержки! Такая ситуация может возникать в нуле  $E_{res} + i\alpha / 2$  или полюсе  $E_{res} - i\Gamma / 2$  амплитуды рассеяния  $F^C(E, \theta)$  в нижней нефизической полуплоскости комплексных величин для энергии  $E$ . Необходимо отметить, что слишком большое опережение может вызвать проблему нарушения причинности (см., например, [2]).

Явление задержки-опережения в С-системе исследовалось в [1 - 8] для нуклон-ядерного упругого рассеяния. Данная работа является продолжением этих работ по исследованию влияния интерференционных эффектов в амплитудах рассеяния на времена и сечения протекания ядерных реакций. Часть результатов данной работы была кратко представлена в [9].

**Интерференция между двумя различными механизмами рассеяния в бинарных реакциях**

Рассмотрим два различных механизма рассеяния нуклонов на ядрах. Принимая во внимание результаты [8], мы рассмотрим во временном подходе явление интерференции между прямыми и резонансными процессами в реакции

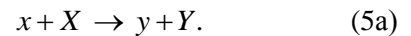


Основные особенности нашего временного анализа обусловлены различным характером интерференций между прямыми и резонансными процессами в L- и С-системах:

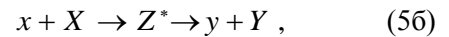
а) в С-системе источник выходящих волн (составное ядро) неподвижен и потому интерференцией здесь является суперпозиция амплитуд двух процессов;

б) в L-системе движение компаунд-ядра вызывает сдвиг источника выходящих волн для процессов резонансного распада относительно источника выходящих волн для прямых процессов.

На рис. 1 представлены диаграммы прямого и резонансного процессов в L-системе. На рис. 1, а представлен прямой процесс с одновременной быстрой эмиссией двух частиц при рассеянии в точке  $C_0$ , происходящий по схеме



На рис. 1, б изображен процесс задержанного распада промежуточного возбужденного ядра, происходящий по схеме



где условные обозначения (а) и (б) используются для регистрирующих детекторов, помещенных на больших расстояниях  $r_k$  и  $\tilde{r}_k$  (индекс  $k = 1, 2$  соответствует расстояниям от точек  $C_0$  и  $C_1$  соответственно).

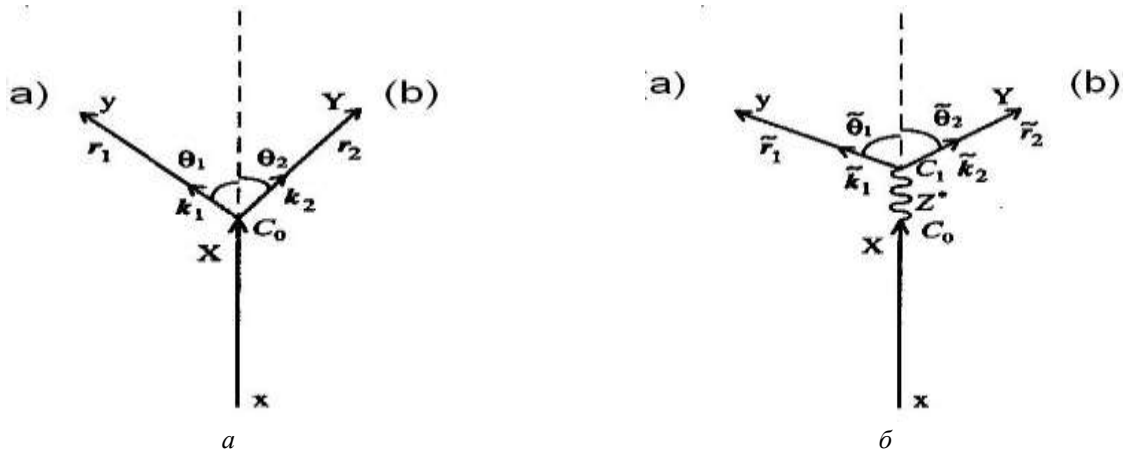


Рис. 1. Диаграмма прямого процесса (а) и диаграмма процесса с составным ядром (б).

Для очень больших макроскопических расстояний до детектора можно считать углы и  $\tilde{\theta}_1$ , равно как и импульсы  $\tilde{k}_1$  и  $\tilde{k}_2$ , совпадающими с большой точностью. Поэтому для асимп-

тотического волнового пакета, используя общий формализм [1] с применением асимптотических стандартных функций, мы можем написать следующее выражение:

$$\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} = const \int d\vec{k}_x g_i(\vec{k}_x) \int d\vec{k}_1 g_y(\vec{k}_1) \int d\vec{k}_2 \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f) \exp(-i \frac{E_f t}{\hbar}) \times \\ \times \left[ f_{dir}^{(L)}(E_1, E_2, \theta_1, \theta_2) \exp(ik_1 r_1 + ik_2 r_2) + \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}(E_1, E_2)}{E - E_{res} + i\Gamma/2} \exp(ik_1 \tilde{r}_1 + ik_2 \tilde{r}_2) \right]. \quad (6)$$

Здесь  $g_i(\vec{k}_x)$  и  $g_y(\vec{k}_1)$  – амплитудные весовые множители, описывающие поток импульса бомбардирующей частицы  $x$  и ограничение на поток импульса конечной частицы  $y$  при регистрации в детекторе (b);  $J_{C \rightarrow L}$  – стандартный якобиан перехода от С-системы к L-системе (см., например, [18]);  $f_{dir}^{(L)}$  – амплитуда прямого процесса в L-системе (см. ниже (15));  $f_{dir}^{(L)}$  – множитель амплитуды резонанса для процесса распада возбужденного ядра  $Z^* \rightarrow y + Y$  (см. ниже (16));  $E$  – энергия относительного движения во входном канале в С-системе;  $E_{res}$  и  $\Gamma$  – энергия и полная ширина резонансного состояния ядра  $Z$ ;  $\{E_i, \vec{k}_i\}$  и  $\{E_f, \vec{k}_f\}$  – полные энергия и импульс во входном и выходном каналах соответственно;  $E_l = \hbar^2 k_l^2 / 2m_l$  – кинетическая энергия  $l$ -й частиц с массой  $m_l$  ( $l = 1, 2$  соответствует частицам  $y$  и  $Y$  соответственно);  $\{\vec{k}_l, \theta_l\}$  – волновой вектор и угол между волновым вектором  $l$ -й частицы и волновым вектором  $k_x$  бомбардирующей частицы;  $\delta(E_i - E_f)$  и  $\delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f)$  является следствием законов сохранения энергии и импульса. Множители вида

$r_1^{-1}, r_2^{-1}$ , а также все внутренние и спиновые координаты в выражении (6) для простоты опущены.

Далее для необходимых в дальнейшем преобразований выделим в  $\exp(-iE_f t / \hbar)$  два множителя  $\exp(-iE_1 t / \hbar)$  и  $\exp(-iE_2 t / \hbar)$  и перейдем в интегралах вида  $\int d\vec{k}_1 g_y(\vec{k}_1) \exp(ik_1 r_1 - iE_1 t / \hbar)$  и  $\int d\vec{k}_2 \exp(ik_2 r_2 - iE_2 t / \hbar)$  от переменных  $\vec{k}_{1,2}$  к переменным  $y_{1,2} = (i\hbar t / m_{1,2})^{1/2} (k_{1,2}^0 - m_{1,2} r_{1,2} / (\hbar t))$  (далее будем принимать во внимание лишь проекции вектора  $\vec{k}_{1,2}$  на его среднее значение  $k_{1,2}^0 \equiv \langle \vec{k}_{1,2} \rangle$ );  $g_y$  для простоты запишем в лоренцевской форме

$$g_y \approx C_1 / (E_1 - E_1^0 + i\Delta E) \quad (7)$$

и рассмотрим очень малые  $\Delta E$  ( $\Delta E \ll E$ ). После расчетов, аналогичных выполненным в [14, 15], получим

$$\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \cong 0 \text{ для } \begin{cases} t < t_i + r_1 / V_1^0 \\ t < t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases} \quad (8)$$

и

$$\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} = const \exp(-iE_f t / \hbar) \times \\ \times \exp(ik_1^0 r_1 + ik_2^0 r_2) \{ f_{dir}^{(L)} \exp[-\Delta E [(t - t_i - r_1 / V_1^0) + (t - t_i - r_2 / V_2^0)] / \hbar] + \\ + \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{E - E_{res} + i\Gamma/2} \exp[-\Delta E [(t - t_i - \tau - \tilde{r}_1 / V_1^0) + (t - t_i - \tau - \tilde{r}_2 / V_2^0)] / \hbar] \times \\ \times \exp(ik_1^0 \Delta r_1 + ik_2^0 \Delta r_2) \} \text{ для } \begin{cases} t > t_i + r_1 / V_1^0 \\ t > t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases}. \quad (9)$$

Здесь  $V_{1,2}^0 = \hbar k_{1,2}^0 / m_{1,2}$ ,  $\Delta r_{1,2} = V_{\perp(1,2)} \tau$ , где  $V_{\perp(1,2)}$  – проекция скорости ядра  $Z^*$  на направление  $\vec{k}_{1,2}$ . Начальный момент  $t_i$  определяется фазой входного амплитудного весового множителя  $g_i$  (см. в формуле (6)). Среднее значение  $\tau$  продолжительности движения ядра  $Z^*$  в формуле (9) определяется выражением (4) (детали см., например, [16]).

Сечение процесса определяется интегралом во времени от величины  $\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{J}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}$  ( $\hat{J}_1$  представляет собой оператор плотности потока веро-

ятности для частицы  $y$ ) в течение времени регистрации (которое является гораздо большим, чем временная протяженность обычного волнового пакета) с одновременным интегрированием вдоль волнового пакета второй частицы  $Y$ , т. е.

$$\sigma(\theta) \sim \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_{r_{2,min}}^{r_{2,max}} dr_2 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{J}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \approx \\ \approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_0^{V_2^0(t-t_i-r_2/V_2^0)} dr_2 |\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}|^2, \quad (10)$$

где  $t_{min}$  – минимальная величина между  $t_i + r_1 / V_1^0$  и  $t_i + \tilde{r}_1 / V_1^0$ ,  $r_{2,max}$  – максимальная величина между  $V_2^0(t - t_i - r_2 / V_2^0)$  и  $V_2^0(t - t_i - \tau - r_2 / V_2^0)$  и  $r_{2,min} \rightarrow 0$  для обычных, малых по сравнению с  $r_{2,max}$ , волновых пакетов.

Можно легко убедиться, что при стандартных экспериментальных условиях для квазиоднохроматических волновых пакетов ( $\Delta E \ll E$ ) и для изолированных резонансов (при  $\Delta E \ll \Gamma$ ,  $0 < \tau \leq 2\hbar / \Gamma$ ) и, учитывая, что абсолютные величины всех разностей

$$\frac{r_l}{V_l^0} - \frac{r_m}{V_m^0}, l \neq m = 1, 2$$

гораздо меньше времени регистрации, получим для дифференциального сечения рассеяния (см. [8 - 11])

$$\sigma(E, \theta) = \sigma_0^{(incoh)}(E, \theta) + \sigma_1^{(interf)}(E, \theta), \quad (11)$$

где

$$\sigma_0^{(incoh)} \cong |f_{dir}^{(L)}|^2 + \frac{J_{C \rightarrow L} |\gamma_{Z^*}^{(L)}|^2}{(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (12)$$

и

$$\sigma_1^{(interf)} = 2 \left| f_{dir}^{(L)} \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(L)}}{E - E_{res} + i\Gamma / 2} \right| \cos \Phi. \quad (13)$$

В соотношении (13) полная фаза дается выражением

$$\Phi = \chi + \beta + \varphi, \quad (14)$$

$$\chi = \arg(J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(L)}) - \arg(f_{dir}^{(L)}), \quad (14a)$$

$$\beta = \arg\{(E - E_{res}) + i\Gamma / 2\}^{-1}, \quad (14b)$$

$\varphi = k_1^0 \Delta r_1 + k_2^0 \Delta r_2$  (см. (П1) в Приложении), (14в)

$$f_{dir}^{(L)} = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_{dir}(E, \theta), \quad (15)$$

$$\frac{\gamma_{Z^*}^{(L)}}{E - E_{res} + i\Gamma / 2} = f_{l,res}(E, \theta). \quad (16)$$

В выражениях (15) и (16)  $f_{dir}(E, \theta)$  и  $f_{l,res}(E, \theta)$  – это два вклада в амплитуды рассеяния в С-системе, ранее определенные по формулам (1a) и (1б) соответственно.

Отметим, что формулы (11) - (16) для дифференциального сечения рассеяния  $\sigma(E, \theta)$  как раз и получены с учетом движения компаунд-ядра, что сильно отличает их от формул, полученных при стандартном кинематическом преобразовании

$\sigma^C(E, \theta) = |F^C(E, \theta)|^2$  от С-системы к L-системе, а именно в (11) - (16) учтена интерференция амплитуды  $f_{dir}^{(L)}$  и величины  $\frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{E - E_{res} + i\Gamma / 2} \exp(i\varphi)$ .

Параметр  $\varphi$  ((14в) и (П1)), как раз, и отражает влияние движения компаунд-ядра.

Используя асимптотический предел для волновой функции налетающего нейтрона (6), в работе [9] было получено выражение для времени рассеяния

$$\langle \tau_{general} \rangle \approx \hbar / 2\Delta E, \quad (17)$$

которое демонстрирует отсутствие временного опережения около компаунд-резонанса в L-системе.

Отметим, что формулы (11) - (16) являются результатом самосогласованного подхода для реалистического анализа экспериментальных данных по сечениям нейтрон-ядерного рассеяния в L-системе. По мнению авторов, являются некорректными попытки описания экспериментальных данных сечений нейтрон-ядерного рассеяния около изолированного резонанса, искаженного нерезонансным фоном в L-системе, исключительно только основываясь на формуле (1) в С-системе с дальнейшим использованием стандартных кинематических преобразований  $\{E, \theta\} \leftrightarrow \{E^L, \theta^L\}$  в L-систему. Ведь именно при таком подходе пренебрегают реальным движением компаунд-ядра, и лишь учет факта такого движения дает отсутствие эффекта временного опережения.

### Функции возбуждения упругого рассеяния нейтронов ядрами с учетом движения компаунд-ядра

Если ранее в работах [8, 9] были представлены только простейшие иллюстрации влияния движения компаунд-ядра, то здесь мы приводим более полные результаты расчетов сечений нейтрон-ядерного рассеяния и их сравнения с экспериментальными данными. Нами были выполнены расчеты функций возбуждения  $\sigma(E)$  низкоэнергетического упругого рассеяния нейтронов ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  в области изолированных резонансов с  $E_{res} = 55,67$  кэВ и  $\Gamma = 0,48$  кэВ,  $E_{res} = 4402,42$  эВ и  $\Gamma = 17$  кэВ,  $E_{res} = 24,7402$  кэВ и  $\Gamma = 0,695$  кэВ,  $E_{res} = 102,595$  эВ и  $\Gamma = 3$  эВ соответственно. В данной работе в формуле (1a) для расчета  $f_{dir}(E, \theta)$  выбран простой типичный случай  $\delta_0^b = \pi / 4$  для случая s-волнового упругого рассеяния при наличии одного изолированного резо-

нанса (как, например, в [19]).

Параметр  $\chi$  (14а) подбирался с использованием метода наименьших квадратов и соответствует значениям 0,68  $\pi$ , 0,7  $\pi$ ,  $\pi$  и 0,67  $\pi$  для ядер  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  соответственно, фазы  $\varphi$  (14в) вычислялись по формуле (П1) из Приложения.

На рис. 2 - 5 приведено сравнение результатов расчетов функций возбуждения упругого рассеяния нейтронов ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  и  $^{73}\text{Ge}$  с

данными из [17]. Значения энергий  $E$  и сечений  $\sigma(E)$  указаны в L-системе. Интегральные сечения вычислены с помощью численного интегрирования выражений (11 - 16) для дифференциальных сечений  $\sigma(E, \theta)$ .

Видно, что учет движения составного ядра приводит к значительному улучшению описания экспериментальных данных. Сечения брались в барнах.

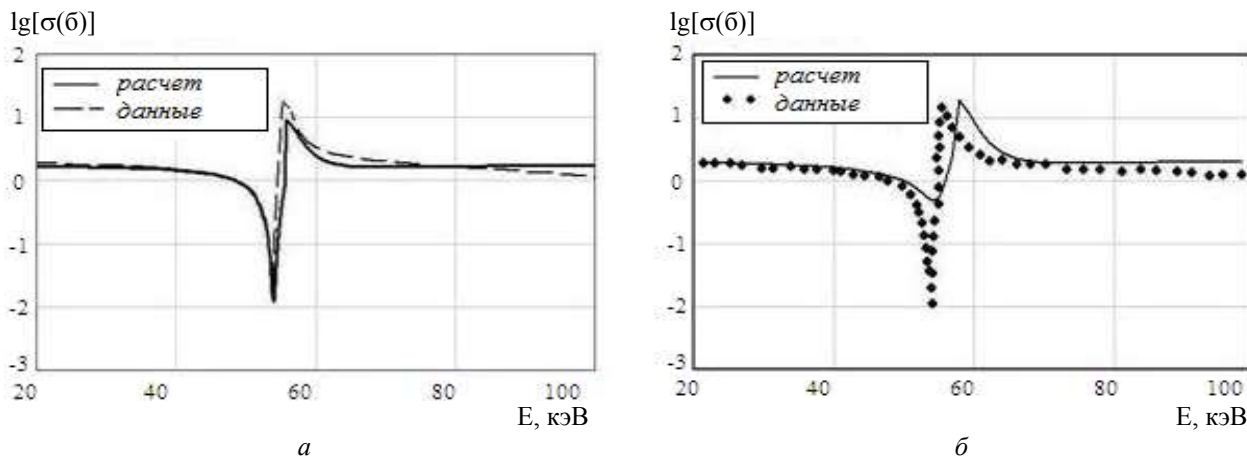


Рис. 2. Функция возбуждения для  $^{28}\text{Si}(n, n)$ : а - с учетом  $\varphi$ ; б -  $\varphi = 0$ .

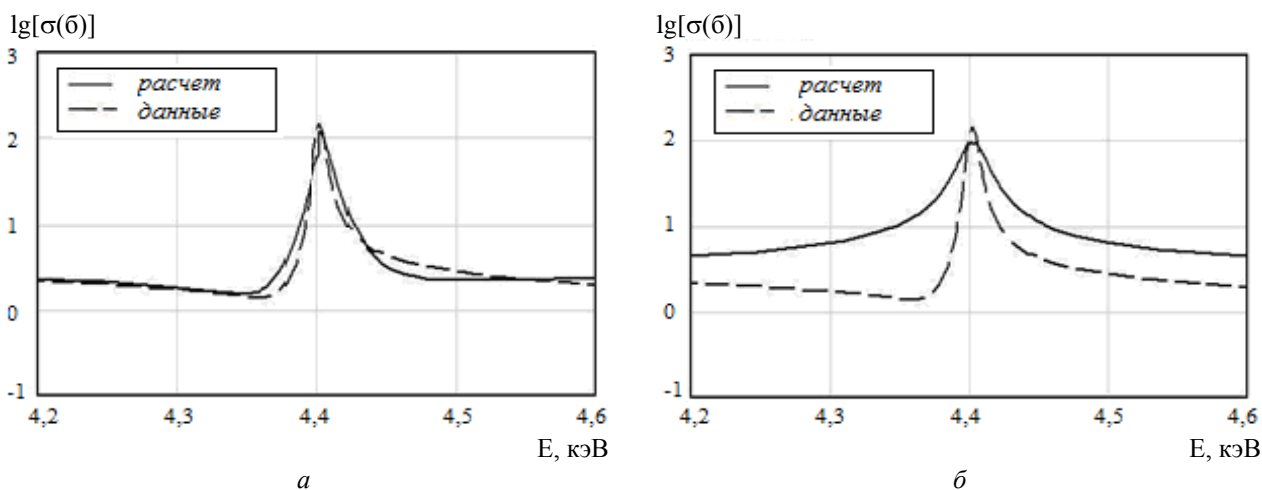


Рис. 3. Функция возбуждения для  $^{63}\text{Cu}(n, n)$ : а - с учетом  $\varphi$ ; б -  $\varphi = 0$ .

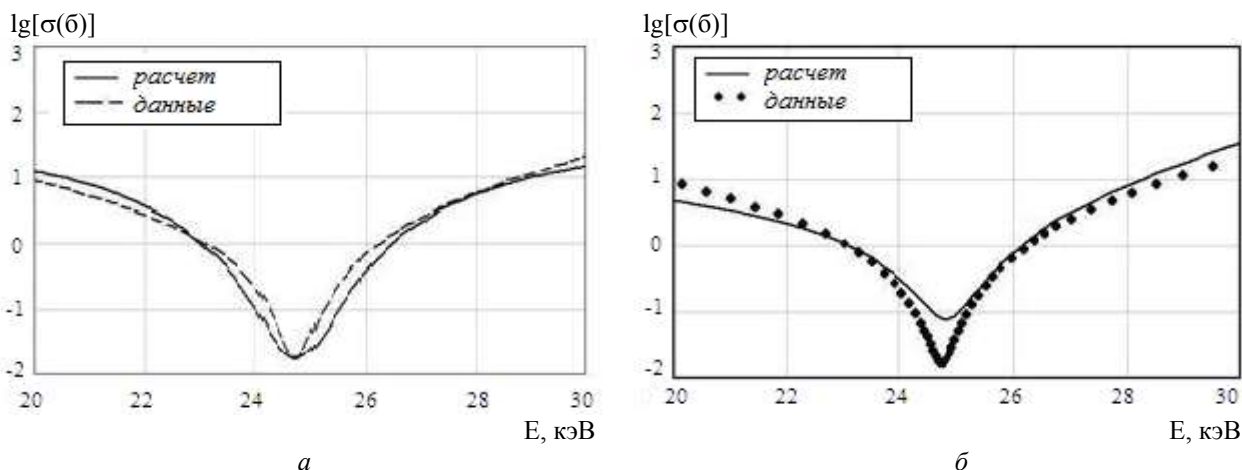


Рис. 4. Функция возбуждения для  $^{64}\text{Ni}(n, n)$ : а - с учетом  $\varphi$ ; б -  $\varphi = 0$ .

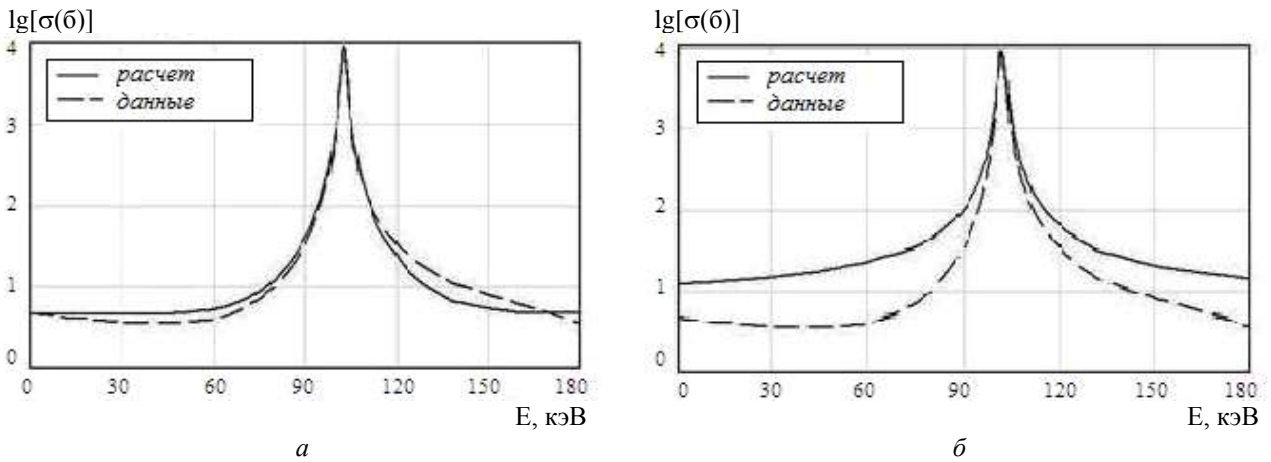


Рис. 5. Функция возбуждения для  $^{73}\text{Ge}(n, n)$ : а - с учетом  $\varphi$ ; б -  $\varphi = 0$ .

**Обсуждение и общие выводы**

1. Простое применение временного анализа квазимонохроматического рассеяния нейтронов ядрами в области изолированных резонансов, искаженных нерезонансным фоном, приводит в системе центра масс к парадоксальному явлению задержки-опережения времени пребывания нейтронов вблизи резонанса в любом двухчастичном канале. Парадоксальность такого перехода связана с тем, что при достаточно большой абсолютной величине опережения может нарушаться принцип причинности, т.е. опережение будет таким, что общая длительность рассеяния может оказаться отрицательной, или выход при рассеянии будет раньше входа в него. В С-системе переход временной задержки во временное опережение обычно связывается с минимумом в сечении рассеяния или нулем в аналитической плоскости амплитуды рассеяния (кроме резонансного полюса амплитуды рассеяния) около положительной полуоси кинетических энергий в нижней нефизической полуплоскости римановой поверхности. Как показано в [8, 9] и в данной работе, в лабораторной системе такой парадокс устраняется. Это объясняется положительным временем движения составного ядра в области компаунд-резонанса и отсутствием «замороженности» составного ядра в L-системе.

2. Стандартные формулы перехода от лабораторной системы к системе центра масс уже непригодны в присутствии двух механизмов столкновения – быстрого (прямого или потенциально-го) процесса, когда центр масс практически не сдвигается в процессе столкновения, и задержанного процесса, когда долгоживущее составное ядро движется в L-системе. Полученные аналитические преобразования сечения из С-системы в L-систему иллюстрируются расчетами энергетической зависимости сечений на нескольких примерах упругого рассеяния нейтронов

ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  и  $^{73}\text{Ge}$ .

3. Формулы (11 - 16) могут также быть использованы для улучшения существующих общих методов анализа ядерных данных для двухчастичных каналов в нуклон-ядерных столкновениях в L-системе и могут быть обобщены для более сложных столкновений.

Авторы выражают благодарность А. И. Кальченко (ИЯИ НАН Украины) и В. А. Плюйко (КНУ имени Тараса Шевченко) за плодотворное сотрудничество и помощь в работе над статьей.

*Приложение*

Здесь мы детализируем расчет фазы  $\varphi$  по формуле (14в). Рассмотрим выражения, уже упомянутые в статье:

$$\varphi = k_1^0 \Delta r_1 + k_2^0 \Delta r_2,$$

$$V_{1,2}^0 = \hbar k_{1,2}^0 / m_{1,2},$$

$$\tau = (\hbar \Gamma / 2)[(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1},$$

$$\Delta r_{1,2} = V_{\perp(1,2)} \tau.$$

Учитываем упоминавшееся выше условие, что регистрирующий детектор (b) (см. диаграммы рис. 1) размещен на больших расстояниях  $r_k$  и  $\tilde{r}_k$  от точек  $C_0$  и  $C_1$  (индекс  $k = 1, 2$  относится к расстояниям от точек  $C_0$  и  $C_1$  соответственно) и поэтому используем приближения  $k_1^0 \approx k_2^0$ ,  $\Delta r_1 \approx \Delta r_2$ . В результате

$$\varphi \approx 2k_1^0 \Delta r_1 = 2k_1^0 V_{\perp} \tau =$$

$$= k_1^0 V_{\perp} \Gamma [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1},$$

где согласно закону сохранения импульса имеем

$$V_{\perp} = m_1 v_1 (m_1 + M)^{-1} = \hbar k_1^0 (m_1 + M)^{-1}.$$

Здесь  $v_1$  и  $m_1$  – скорость и масса налетающего нуклона,  $M$  – масса ядра-мишени, а  $(m_1 + M)$  – масса компаунд-ядра, откуда получим окончательное выражение для расчета фазы, обуслов-

ленной движением компаунд-ядра

$$\varphi \approx \hbar^2 (k_1^0)^2 \Gamma (m_1 + M)^{-1} [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1} =$$

$$= 2E \Gamma m_1 (m_1 + M)^{-1} [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1}. \quad (\text{П1})$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Olkhovsky V.S., Doroshko N.L.* Cross-Sections and durations of the proton-nucleus scattering near a resonance distorted by the nonresonance background and their phase-shift analysis // *Europhys. Lett.* - 1992. - Vol. 18. - P. 483 - 486.
2. *D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V., Olkhovsky V.S. et al.* Bremsstrahlung study of nuclear-reaction dynamics: The  $^{16}\text{O} + p$  reaction // *Nucl. Phys.* - 1992. - Vol. A549. - P. 375 - 386.
3. *D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V., et al.* Delay-advance phenomenon observed by bremsstrahlung spectrum of the  $^{12}\text{C} + p$  collision // *Nucl. Phys.* - 1993. - Vol. A564. - P. 217 - 226.
4. *Kelkar N.G.* Time advancement in resonance regions of nN scattering // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* - 2003. - Vol. 29. - L.1 - 8. doi: 10.1088/0954-3899/29/2/101.
5. *Kelkar N.G., Nowakowski M., Khemchandani K.P.* Collision times in nn and n-k scattering and spectroscopy of meson resonances // *Nucl. Phys.* - 2003. - Vol. A724. - P. 357 - 374.
6. *Kelkar N.G., Nowakowski M., Khemchandani K.P., Jain B.K.* Time delay plots of unflavored baryons // *Nucl. Phys.* - 2004. - Vol. A730. - P. 121 - 140.
7. *Kelkar N.G., Khemchandani K.P., Jain B.K.* Possible  $\eta$ -mesic  $^3\text{He}$  states within the finite rank approximation // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, - 2006. - Vol. 32:3. - L. 19 - 26. doi: 10.1088/0954-3899/32/8/007.
8. *Eremin N.V., Giardina G., Olkhovsky V.S., Omelchenko S.A.* Temporal description of interferences phenomena in nuclear reactions with two-particle channels // *Mod. Phys. Lett.* - 1994. - Vol. A9. - P. 2849 - 2856.
9. *Olkhovsky V.S.* Space-Time Description of Cross Sections and Durations of Neutron-Nucleus Scattering near 1 - 2 Resonances in the C- and L-Systems // *Open Access Library Journal.* - 2015. - 2: e1586, <http://dx.doi.org/10.4236/oalib.1101586>
10. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A., Romanyuk M.V.* New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // *Intern. J. Mod. Phys. E.* - 2010. - Vol. 19, No. 5 - 6. - P. 1212 - 1219, doi 10.1142/S0218301310015692.
11. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A.* 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 // *arXiv.1101.5541v1 [nucl-th]*, Jan. 2011; // *Appl. Phys. Lett.* 2011. - Vol. 99. - P. 1 - 3, doi: 10.1063/1.3656705.
12. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A.* On the cross section and duration of the neutron-nucleus scattering with a resonance, distorted by a non-resonant background, in the center-of-mass system and laboratory system // *Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, 3 - 7 Sept., 2012). - Kyiv, 2013. - P. 198 - 201.
13. *Goldberger M.L., Watson K.M.* *Collision Theory.* - N.Y., London, Sydney: J. Wiley and sons, inc., 1964. - Chapter 3, §§ 1 - 3.
14. *Baz' A.I., Perelomov A.M., Zel'dovich Ya.B.* *Scattering, reactions and decays in non-relativistic quantum mechanics.* - Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1969.
15. *Rosenfeld L.* Time evolution of the scattering process // *Nucl. Phys.* - 1965. - Vol. 70. - P. 1 - 27.
16. *Olkhovsky V.S., Prokopets G.A.* Investigation of Duration of Collision Processes on the Basis of Experimental Nuclear-Reaction Cross Sections // *Sov. J. Nucl. Phys.* - 1979. - Vol. 30. - P. 48 - 51.
17. *Harvey J.A., Larson D.C.* The JEFF - 3.1.1. Nuclear Data Library, OECD NEA/NEA2009; EXFOR 13759.002, ORNL, 1974.
18. *Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л.* *Кинематика ядерных реакций.* - М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959. - 296 с.
19. *Дорошко Н.Л., Ольховский В.С.* Влияние нерезонансного фона на сечения и длительности ядерных реакций вблизи резонанса // *Укр. физ. журн.* - 1991. - Т. 36, № 4. - С. 495 - 498.

В. С. Ольховський, С. О. Омельченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

### ВПЛИВ РУХУ СКЛАДЕНОГО ЯДРА НА ІНТЕРФЕРЕНЦІЮ ПРЯМОЇ ТА КОМПАУНД-ЯДЕРНОЇ АМПЛІТУД ПРИ РОЗСІЯННІ НЕЙТРОНІВ АТОМНИМИ ЯДРАМИ

Узагальнено метод часового аналізу пружного розсіяння нуклонів ядрами поблизу резонансу, збуреного нерезонансним фоном при розрахунках у системі центра мас. У лабораторній системі досліджується роль фазового параметра, що описує просторово-часовий зсув між нейтронами та частинками, що вилітають. Представлено розрахунки перерізів для пружного розсіяння нейтронів ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  з використанням методу часового аналізу в ядерних реакціях з ізольованими компаунд-ядерними резонансами.

*Ключові слова:* інтерференція, часове наближення, час затримки-випередження, просторово-часовий зсув, фазовий параметр.



V. S. Olkhovsky, S. O. Omelchenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

**EFFECT OF COMPOUND-NUCLEUS MOTION ON INTERFERENCE  
BETWEEN DIRECT AND COMPOUND-NUCLEUS AMPLITUDES IN SCATTERING  
OF NEUTRONS ON ATOMIC NUCLEI**

Method of time analysis is generalized in elastic scattering of neutrons by nuclei near the resonance, distorted by unresonant background. The role of phase parameter, which describes a space-time shift between neutrons and emitted particles in the laboratory system, is investigated. The calculations of cross sections are presented for elastic scattering of neutrons by nuclei  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  with the use of new method of time analysis of nuclear reactions with the isolated compound-nucleus resonances.

*Keywords:* interference, temporal approaching, time of delay-advance, space-time shift, phase parameter.

## REFERENCES

1. *Olkhovsky V.S., Doroshko N.L.* Cross-Sections and durations of the proton-nucleus scattering near a resonance distorted by the nonresonance background and their phase-shift analysis // *Europhys. Lett.* - 1992. - Vol. 18. - P. 483 - 486.
2. *D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V., Olkhovsky V.S. et al.* Bremsstrahlung study of nuclear-reaction dynamics: The  $^{16}\text{O} + \text{p}$  reaction // *Nucl. Phys.* - 1992. - Vol. A549. - P. 375 - 386.
3. *D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V., et al.* Delay-advance phenomenon observed by bremsstrahlung spectrum of the  $^{12}\text{C} + \text{p}$  collision // *Nucl. Phys.* - 1993. - Vol. A564. - P. 217 - 226.
4. *Kelkar N.G.* Time advancement in resonance regions of nN scattering // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* - 2003. - Vol. 29. - L.1 - 8. doi: 10.1088/0954-3899/29/2/101.
5. *Kelkar N.G., Nowakowski M., Khemchandani K.P.* Collision times in nn and n-k scattering and spectroscopy of meson resonances // *Nucl. Phys.* - 2003. - Vol. A724. - P. 357 - 374.
6. *Kelkar N.G., Nowakowski M., Khemchandani K.P., Jain B.K.* Time delay plots of unflavored baryons // *Nucl. Phys.* - 2004. - Vol. A730. - P. 121 - 140.
7. *Kelkar N.G., Khemchandani K.P., Jain B.K.* Possible  $\eta$ -mesic  $^3\text{He}$  states within the finite rank approximation // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, - 2006. - Vol. 32:3. - L. 19 - 26. doi: 10.1088/0954-3899/32/8/007.
8. *Eremin N.V., Giardina G., Olkhovsky V.S., Omelchenko S.A.* Temporal description of interferences phenomena in nuclear reactions with two-particle channels // *Mod. Phys. Lett.* - 1994. - Vol. A9. - P. 2849 - 2856.
9. *Olkhovsky V.S.* Space-Time Description of Cross Sections and Durations of Neutron-Nucleus Scattering near 1 - 2 Resonances in the C- and L-Systems // *Open Access Library Journal.* - 2015. - 2: e1586, <http://dx.doi.org/10.4236/oalib.1101586>
10. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A., Romanyuk M.V.* New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // *Intern. J. Mod. Phys. E.* - 2010. - Vol. 19, No. 5 - 6. - P. 1212 - 1219, doi: 10.1142/S0218301310015692.
11. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A.* 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 // *arXiv.1101.5541v1 [nucl-th]*, Jan. 2011; // *Appl. Phys. Lett.* 2011. - Vol. 99. - P. 1 - 3, doi: 10.1063/1.3656705.
12. *Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A.* On the cross section and duration of the neutron-nucleus scattering with a resonance, distorted by a non-resonant background, in the center-of-mass system and laboratory system // *Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, 3 - 7 Sept., 2012). - Kyiv, 2013. - P. 198 - 201.
13. *Goldberger M.L., Watson K.M.* *Collision Theory.* - N.Y., London, Sydney: J. Wiley and sons, inc., 1964. - Chapter 3, §§ 1 - 3.
14. *Baz' A.I., Perelomov A.M., Zel'dovich Ya.B.* *Scattering, reactions and decays in non-relativistic quantum mechanics.* - Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1969.
15. *Rosenfeld L.* Time evolution of the scattering process // *Nucl. Phys.* - 1965. - Vol. 70. - P. 1 - 27.
16. *Olkhovsky V.S., Prokopets G.A.* Investigation of Duration of Collision Processes on the Basis of Experimental Nuclear-Reaction Cross Sections // *Sov. J. Nucl. Phys.* - 1979. - Vol. 30. - P. 48 - 51.
17. *Harvey J.A., Larson D.C.* The JEFF - 3.1.1 Nuclear Data Library, OECD NEA/NEA2009; EXFOR 13759.002, ORNL, 1974.
18. *Baldin A.M., Gol'danskii V.I., Rosenthal I.L.* Kinematics of nuclear reactions. - Moskva: Gosudarstvennoe izdatel'stvo fiz.-mat. literatury, 1959. - 296 p. (Rus)
19. *Doroshko N.L., Ol'khovskij V.S.* // *Ukrayins'kyi fizychnyi zhurnal.* - 1991. - Vol. 36, No. 4. - P. 495 - 498. (Rus)

Надійшла 03.03.2016

Received 03.03.2016