

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРЕМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
ДЛЯ АНАЛИЗА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ  
В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ**

Показано, что экспоненциальное убывание энергетических спектров фрагментов с ростом их энергии, которое не зависит от типа фрагмента, мишеней, бомбардирующих частиц и их энергий и иногда сопровождается легкими осцилляциями спектра, можно объяснить явлением временных резонансов. Эти временные резонансы отвечают резонансному распаду промежуточной возбужденной составной системы. Вычислены инклюзивные спектры протонов  $p$  и ядер  ${}^3\text{He}$  с использованием метода временных резонансов для высокоэнергетических реакций  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \rightarrow p + X$  (2,1 ГэВ/нуклон) и  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^3\text{He} + X'$  (2,1 ГэВ/нуклон).

*Ключевые слова:* экспоненциальное спадание инклюзивного спектра, временные резонансы, неэкспоненциальный распад ядерных комплексов.

**1. Введение**

Ранее в работах [1 - 8] указывалось, что для не слишком тяжелых частиц, бомбардирующих мишени (от  $p$  до  ${}^{40}\text{Ar}$ ) с энергиями выше 1 - 10 ГэВ/нуклон, наблюдались бесструктурные и экспоненциально спадающие энергетические спектры вылета конечных фрагментов реакций, иногда сопровождавшиеся легкими осцилляциями. Кроме того, было замечено, что данное явление не зависит ни от энергий налетающих частиц, ни от мишеней и ни от типа фрагментов столкновительных ядерных процессов. То же самое наблюдалось и для более тяжелых бомбардирующих частиц даже при более низких энергиях (см., например, [9]).

Задачей работы является обобщение, развитие и дальнейшее применение разработанного ранее в работах [10 - 12] метода временных резонансов для объяснения такого поведения энергетических спектров. Метод является альтернативой, например, моделям фаербола, хорошо работающим при низких и неудовлетворительно при высоких энергиях, а также, например, модели ядерной гидродинамики, хорошо работающей при гораздо больших энергиях.

Теоретическая часть обоснования метода кратко представлена в разделе 2. Сначала нами в подразделе 2.1 обсуждается выражение для амплитуды реакции для изолированного энергетического брейт-вигнеровского резонанса, которое приводит к резонансному виду инклюзивного спектра для фрагментов реакций и экспоненциальной скорости распада промежуточного ядра. Затем в подразделе 2.2 рассматривается амплитуда реакции экспоненциального вида, которая приводит к экспоненциальному (с осцилляциями) виду инклюзивного спектра. Показано, что

такое выражение для амплитуды реакции соответствует резонансному распаду промежуточной возбужденной составной системы.

Результаты расчетов инклюзивных спектров протонов  $p$  и изотопов  ${}^3\text{He}$ , вылетающих в высокоэнергетических ядерных реакциях при столкновении ядра неона  ${}^{20}\text{Ne}$  с ураном  ${}^{238}\text{U}$ , и их краткий анализ приведены в разделе 3.

В заключении рассмотрены общие выводы, обсуждаются границы применимости метода, а также возможные перспективы его развития как альтернативного метода для анализа экспериментальных данных.

**2. Резонансное и экспоненциальное поведение амплитуды реакции в столкновительных ядерных процессах**

**2.1. Энергетический изолированный резонанс в сечении и экспоненциальный распад соответствующего резонансного состояния составного ядра**

До введения понятия временных резонансов вначале напомним, что изолированный брейт-вигнеровский резонанс в сечении квантового столкновения или ядерной реакции  $\alpha \rightarrow \beta$  связан с экспоненциальным законом распада соответствующего резонансного состояния составной системы (см., например, [10, 14]). В этом случае амплитуда реакции  $f_{\alpha\beta}(E)$  имеет вид

$$f_{\alpha\beta}(E) = \frac{C'_{\alpha\beta}}{E - E_r + i\Gamma/2}, \quad (1)$$

где  $E_r$  и  $\Gamma$  - энергия и ширина резонанса;  $C'_{\alpha\beta}$  - плавная функция энергии  $E$  в области  $(E_r - \Gamma/2, E_r + \Gamma/2)$ , которая, как и амплитуда реакции,

© С. А. Омельченко, В. С. Ольховский, 2017

зависит от угла вылета конечного фрагмента реакции  $\theta$ . Для простоты везде, где это не приводит к неоднозначности, опущена зависимость от  $\theta$  в аргументах всех выражений для амплитуд и сечений. Энергия  $E = E_a + S_{ac}$  является энергией возбуждения составной системы  $C = a + A$ , состоящей из налетающего ядра и ядра-мишени, где  $E_a$  - энергия относительного движения частицы во входном канале, а  $S_{ac}$  - энергия отделения налетающей частицы от составной системы. Для составного ядра величина  $E$  определяет энергию  $E_b = E - S_{bc}$  частицы, вылетевшей в канал  $b + B = C$ , где  $S_{bc}$  - энергия отделения вылетевшей частицы от составного ядра. Поэтому, в зависимости от необходимости, в качестве аргумента в амплитуде реакций использованы разные энергии, а именно  $f_{\alpha\beta}(E) = f_{\alpha\beta}(E_a) = f_{\alpha\beta}(E_b)$ .

В ситуациях с амплитудой реакций вида (1) скорость распада резонансного состояния (вероятность распада в единицу времени) экспоненциально уменьшается со временем

$$I(t) = (\Gamma / \hbar) \exp(-\Gamma t / \hbar) \quad (2)$$

при условии

$$\Gamma \ll \Delta E \ll E_r,$$

где  $\Delta E$  представляет собой разброс энергии налетающих частиц. Дифференциальное сечение  $\sigma_{\alpha\beta}$  процесса  $\alpha \rightarrow \beta$  с амплитудой (1) имеет форму кривой Брейта - Вигнера:

$$\sigma_{\alpha\beta} = |f_{\alpha\beta}(E)|^2 = \frac{|C'_{\alpha\beta}|^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4}. \quad (3)$$

## 2.2. Экспоненциальное спадание амплитуды реакции и неэкспоненциальный распад составной системы

В работах [10 - 12] анализировались вероятности распада составных систем в процессах, которые описываются экспоненциально затухающей амплитудой реакций вида

$$\begin{aligned} f_{\alpha\beta}(E_b) &= C_{\alpha\beta} \exp(-E_b \tau_n / 2\hbar + iE_b t_n / \hbar) \equiv \\ &\equiv C_{\alpha\beta} \exp(iE_b [t_n + i\tau_n / 2] / \hbar), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tau_n > 0$  и  $t_n > 0$  - параметры с размерностью времени, первый из которых определяет наклон экспоненциальной зависимости соответствующего дифференциального сечения

$$\sigma_{\alpha\beta} = |f_{\alpha\beta}(E_b)|^2 = |C_{\alpha\beta}|^2 \exp(-E_b \tau_n / \hbar). \quad (5)$$

Здесь, как и ранее  $C_{\alpha\beta}'$  в формуле (1),  $C_{\alpha\beta}$  - плавная функция энергии, которая может зависеть от угла вылета частицы.

В работах [10 - 12] было показано, что при условии

$$\tau_n \ll 2\hbar / \Delta E \quad (6)$$

выражение (4) для амплитуды реакции соответствует резонансному распаду промежуточной возбужденной составной системы со скоростью распада в виде функции Брейта - Вигнера

$$I(t) = (2\pi)^{-1} \frac{\tau_n}{(t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4}. \quad (7)$$

Вероятность выживания составного ядра в момент времени  $t$  после его образования в момент времени  $t_0$  описывается функцией

$$L^c(t) = 1 - \int_{t_0}^t dt I(t). \quad (8)$$

Поэтому, учитывая выражение (7), находим

$$L^c(t) = 1 - \pi^{-1} [\arctan(y)]_{y=2t_0/\tau_n}^{y=2(t-t_n-t_0)/\tau_n} \quad (8a)$$

или

$$L^c(t) = 1 - \pi^{-1} [\arctan(2(t - t_n - t_0) / \tau_n) + \pi / 2] \quad (8б)$$

и

$$L^c(t) = \begin{cases} 1, & \text{когда } 0 \leq t < t_n \text{ (при } -2t_0 / \tau_n \rightarrow \infty) \text{ и} \\ 0, & \text{когда } t \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (8в)$$

Как видно из выражения (7) и результатов, представленных на рис. 1, скорость распада промежуточной системы, которая образуется в ядерных процессах с экспоненциально убывающей амплитудой реакции, носит резонансный характер. Промежуточный ядерный комплекс, состоящий из фрагментов бомбардирующей частицы и фрагментов ядра мишени, который образуется после столкновения в момент времени  $t_0$  и существует, в среднем, в течение времени  $t_n - t_0$ , распадается за время, сравнимое с шириной  $\tau_n$  скорости распада  $I(t)$ . По аналогии с энергетическим резонансом, рассмотренным в предыдущем подразделе 2.1, явление образования промежуточных систем с резонансной скоростью распада в виде функции Брейта - Вигнера (7) мы

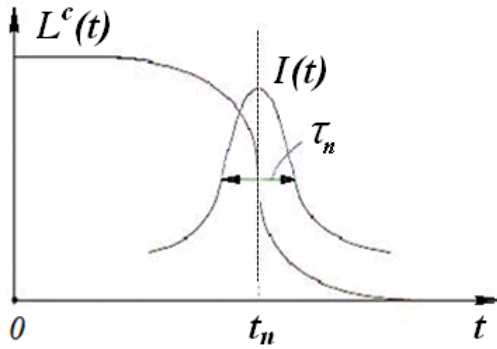


Рис. 1. Схематическое изображение зависимостей от времени скорости распада  $I(t)$  и вероятности выживания  $L^c(t)$  промежуточной системы при  $t_0 = 0$ .

называем «временным резонансом» с параметрами  $t_n$  и  $\tau_n$ , которые соответствуют его среднему времени распада и неопределенности во времени этого времени. Заметим, что при формальном стремлении к нулю ширины временного резонанса ( $\tau_n \rightarrow 0$ ) скорость распада переходит в дельта-функцию, что соответствует мгновенному (взрывному) характеру распада промежуточного комплекса. Это обусловило использование в наших предыдущих работах [10 - 12] понятия «взрывы» в качестве эквивалента понятия «временные резонансы».

Заметим, что для простоты на рис. 1 и ниже (см. рис. 2а и 3а) величина  $t_0$  принята равной нулю для корректного совмещения изображений с фактически смещенными на величину  $t_0$  аргументами в функциях  $L^c(t - t_0)$  и  $I(t)$  (ввиду выражения (8)). Как отмечалось во введении, инклюзивные высокоэнергетические спектры

могут осциллировать. Такие осцилляции можно описать с помощью многокомпонентного выражения для амплитуды реакции вида

$$f_{\alpha\beta}(E_b) = \sum_{n=1}^{\nu} C_{\alpha\beta}^n \exp[-E_b \tau_n / 2\hbar + iE_b t_n / \hbar] \quad (9)$$

с  $\nu > 1$ .

В такой ситуации дифференциальное сечение  $\sigma_{\alpha\beta} = |f_{\alpha\beta}|^2$  содержит не только экспоненциально убывающие члены, но и осциллирующие члены с множителями  $\cos[E_b(t_n - t_{n'}) / \hbar]$  или  $\sin[E_b(t_n - t_{n'}) / \hbar]$ , и в случае двух слагаемых в выражении (9) формула для сечения примет вид

$$\sigma_{\alpha\beta} = |C_{\alpha\beta}^1|^2 \exp(-E_b \tau_1 / \hbar) + |C_{\alpha\beta}^2|^2 \exp(-E_b \tau_2 / \hbar) + 2\text{Re} \{C_{\alpha\beta}^1 C_{\alpha\beta}^{2*} \exp[i(t_1 - t_2) - (\tau_1 + \tau_2) / 2] E_b / \hbar\}. \quad (10)$$

Для многокомпонентной амплитуды (9) запишем следующее выражение для скорости распада  $I(t)$  промежуточной составной системы для случая нескольких временных резонансов без учета их интерференции (см. (П.10) в Приложении):

$$I(t) = \left( 2\pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{(t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4}. \quad (11)$$

Откуда, учитывая формулу (8б), можно записать и выражение для вероятности выживания  $L^c(t)$  в следующем виде:

$$L^c(t) = 1 - \left( \pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \left[ \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \left[ \arctan(2(t - t_n - t_0) / \tau_n) + \pi / 2 \right] \right]. \quad (12)$$

### 3. Расчеты инклюзивных энергетических спектров протонов и изотопов гелия для реакций $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow \text{p} + \text{X}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He} + \text{X}'$

Для полного анализа инклюзивных экспериментальных спектров фрагментов реакции необходимо учесть возможную зависимость амплитуды реакции (9) от различных квантовых чисел (например, полного момента количества движения, спинов, орбитального момента относительного движения и т.д.), а также учесть все возможные ядерные реакции с вылетом наблюдаемого конечного фрагмента. В данной работе мы анализируем инклюзивные спектры протонов и изотопов гелия высокоэнергетических ядерных

реакций  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow \text{p} + \text{X}$  (2.1 ГэВ/нуклон) и  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He} + \text{X}'$  (2.1 ГэВ/нуклон) [13]. Эти спектры экспоненциально убывают с энергией и слегка осциллируют. Поэтому для их описания мы будем использовать выражение (10).

На рис. 2 и 3 приведено несколько рассчитанных инклюзивных энергетических спектров  $\sigma_{\alpha\beta}$  в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из [13].

На рис. 2 и 3  $\theta$  - это угол вылета конечного фрагмента в лабораторной системе отсчета. Значения параметров в формуле (10) были найдены из подгонки теоретических кривых к экспериментальным данным и указаны в табл. 1 и 2. Величины временных параметров  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $t_2 - t_1$  указаны в единицах  $10^{-23}$  с.

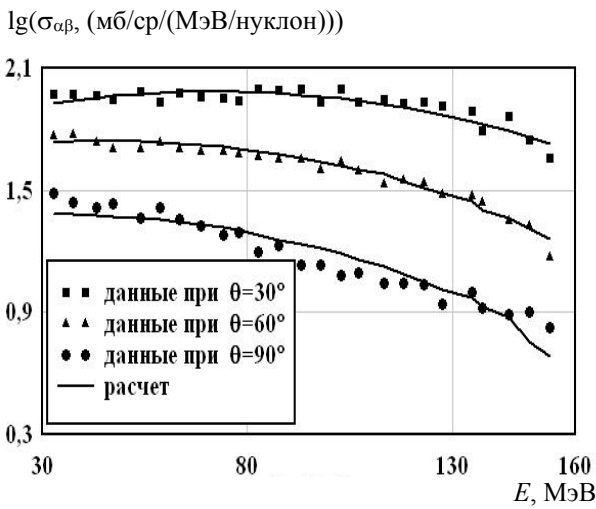


Рис. 2. Инклюзивный энергетический спектр протонов.

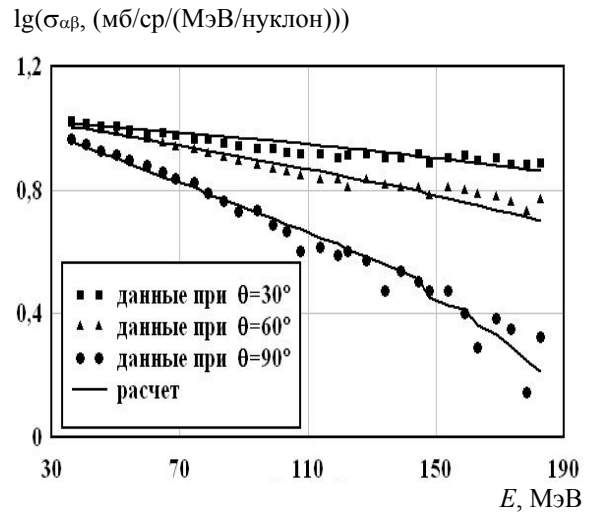


Рис. 3. Инклюзивный энергетический спектр изотопов гелия.

Таблица 1. Параметры расчета для инклюзивного процесса с вылетом протонов

$\theta$	$\tau_1$	$\tau_2$	$t_2 - t_1$	$C_{\alpha\beta}^1$	$C_{\alpha\beta}^2$
$30^\circ$	0,1	0,1	1,2	$5,2 + 0,4i$	$0,1 + 5,2i$
$60^\circ$	0,1	0,1	1,2	$3,7 + 1,1i$	$1,1 + 3,7i$
$90^\circ$	0,1	0,1	1,2	$2,6 + 1,5i$	$1,5 + 2,6i$

Таблица 2. Параметры расчета для инклюзивного процесса с вылетом изотопов гелия

$\theta$	$\tau_1$	$\tau_2$	$t_2 - t_1$	$C_{\alpha\beta}^1$	$C_{\alpha\beta}^2$
$30^\circ$	0,1	0,2	0,3	$1,5 + 0,6i$	$1,2 + 1,3i$
$60^\circ$	0,1	0,2	0,3	$0,9 + 1,5i$	$1,5 + 0,9i$
$90^\circ$	0,1	0,2	0,3	$2,45i$	$2,45$

На рис. 2а и 3а представлены графики изменения во времени скорости распада  $I(t)$  (11) и вероятности выживания  $L^c(t)$  (12) для рассматриваемых инклюзивных процессов с параметрами из табл. 1 и 2.

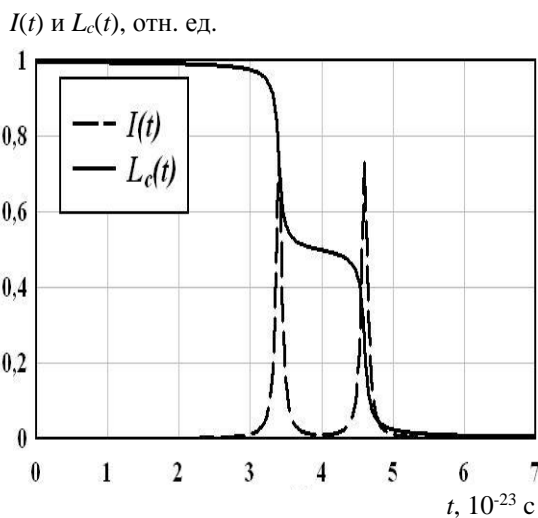


Рис. 2а.  $I(t)$  и  $L^c(t)$  для инклюзивного процесса  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow \text{p}$  (при  $t_1 = 3,4 \cdot 10^{-23}$  с,  $t_0 = 0$  и  $\theta = 30^\circ$ ).

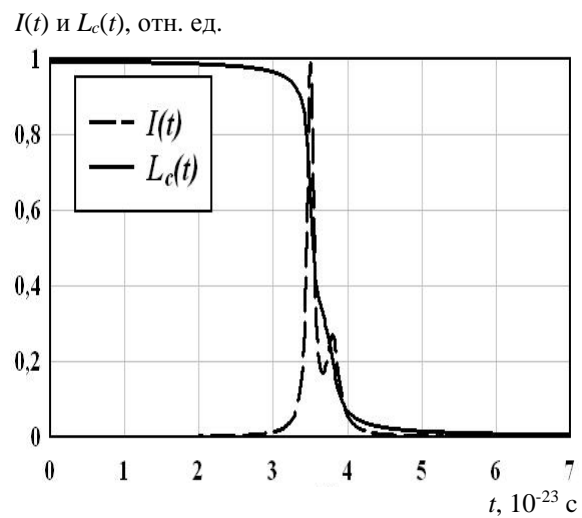


Рис. 3а.  $I(t)$  и  $L^c(t)$  для инклюзивного процесса  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow ^3\text{He}$  (при  $t_1 = 3,5 \cdot 10^{-23}$  с,  $t_0 = 0$  и  $\theta = 30^\circ$ ).

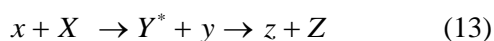
Были выбраны примерно одинаковые для обеих реакций параметры  $t_1$  из соображений удобства сопоставления результатов. Из рис. 2а и 3а можно заключить, что выбор двухкомпонентного вида (9) для амплитуды реакции  $f_{\alpha\beta}(E)$  лишь тогда принципиально не меняет характера

вероятности выживания  $L^c(t)$  (показанного ранее на рис. 1 для однокомпонентной амплитуды реакции (4)), когда выбираются близко расположенные «сильно-перекрывающиеся» временные резонансы со значениями  $t_2 - t_1$ , близкими к величинам  $\tau_{1,2}$  (см. табл. 1 и 2). С этим выводом

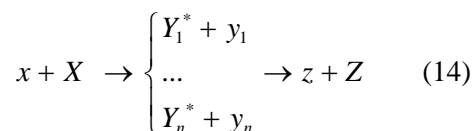
согласуется более ярко выраженный экспоненциальный спад вероятности выживания на рис. 3а, чем на рис. 2а.

Поскольку параметры временных резонансов ( $t_n$  и  $\tau_n$ ) являются внутренними характеристиками формирующегося в результате реакции промежуточного ядерного комплекса, то зависимость от угла вылета исследуемого конечного осколка высокоэнергетической реакции столкновения присутствует только в константах  $C_{\alpha\beta}^1$  и  $C_{\alpha\beta}^2$ . Поэтому поиск явной зависимости величин  $C_{\alpha\beta}^n$  от углов вылета анализируемого конечного фрагмента реакции требует обязательного дальнейшего отдельного рассмотрения и будет предметом нашей следующей работы по расширению и обобщению метода временных резонансов, а также по минимизации количества подбираемых параметров.

Временные параметры временных резонансов ( $t_n$  и  $\tau_n$ ) в нашей работе фиксируются только для определенной реакции, поскольку, по нашему мнению, вероятность протекания такой реакции через один и тот же промежуточный ядерный комплекс минимальна, несмотря даже на то, что, например, в данной работе бомбардирующая частица и мишень одинаковы для выбранных нами исследуемых реакций. Этим наш метод отличается от подхода, изложенного в работе [8], где зафиксированы два параметра, подобные нашим  $\tau_n$ , для широкого ряда бинарных высокоэнергетических реакций с промежуточным этапом возникновения одного промежуточного ядерного комплекса  $Y^*$



для мишеней от  $^{27}\text{Al}$  до  $^{238}\text{U}$  и бомбардирующих частиц от  $p$  до  $^{40}\text{Ar}$ . Там не учитывается, например, возможность наличия множественных промежуточных этапов реакции (13)



и, кроме того, не учитывается возможность появления специфических мультикварк-глюонных долгоживущих состояний [15]. Мы полагаем, что фиксация в [8] параметров временных резонансов для столь широкого диапазона реакций и

предполагаемого количества барионов составного ядра не является очевидной.

#### 4. Обсуждение и выводы

1. Феноменологическое временное приближение, развитое в данной работе, базируется на обобщении результатов совместного временного и статистического анализа энергетических резонансов в ядерных реакциях. Это приближение на основе временных резонансов может быть вполне скомбинировано с любой полумикроскопической моделью, основанной, например, на модели фаербола или на внутриядерной каскадной модели.

2. Приведены некоторые новые результаты использования метода временных резонансов для расчета инклюзивных спектров конечных фрагментов реакций рассеяния при высоких энергиях. Результаты наших расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

3. Важно, что данное приближение имеет свои границы применимости. Экспериментальным индикатором наличия временных резонансов может служить наличие экспоненциально спадающих энергетических спектров вылета конечных частиц (иногда с легкими осцилляциями при наличии нескольких когерентных временных резонансов).

Авторы выражают благодарность В. А. Плюйко (Национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев) за плодотворное сотрудничество и неоценимую помощь в работе над статьей.

#### Приложение

Используя ту же методику из работы [10] при получении формулы (7) для скорости распада  $I(t)$  возбужденной составной системы в случае однокомпонентной амплитуды реакции (4) с одним временным резонансом, получим здесь выражение (11) (см. (П.10)) для  $I(t)$  в случае выбора многокомпонентной амплитуды реакции (9) с несколькими временными резонансами в приближении отсутствия интерференции между ними.

Как уже указывалось в [10], при выборе однокомпонентной амплитуды реакции с временной параметризацией вида (4), волновой пакет конечной частицы в одномерном радиальном асимптотическом пределе имеет следующий вид (см., например, формулу (24) в [10]):

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \approx \int_{E_{\min}}^{\infty} dE' g(E') C_{\alpha\beta} \exp[-iE' \tau_n / 2 + iE'(t_n - t) / \hbar], \quad (\text{П.1})$$

где  $R_{\beta}$  – радиус взаимодействия в конечном канале,  $C_{\alpha\beta}$  – константа или очень гладкая функция внутри  $\Delta E$  от энергии частицы в конечном канале  $E$ . Если функцию  $g(E')$  выбрать в простейшем прямо-

угольном виде (см. формулу (25) в [10])

$$g(E') = \begin{cases} (\Delta E)^{-1/2} \exp(i \arg g), & E_{\min} \leq E - \Delta E / 2 < E' < E + \Delta E / 2 \\ 0, & E' < E - \Delta E / 2, E' > E + \Delta E / 2 \end{cases}, \quad (\text{П.2})$$

где  $\arg g$  является гладкой функцией от  $E$  внутри  $\Delta E$ , то мы получим (см. формулу (26) в [10])

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{C_{\alpha\beta}}{t - t_n + i\tau_n / 2} \exp[E(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / \hbar] \times \\ \times [\exp[\Delta E(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / 2\hbar] - \exp[-\Delta E(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / 2\hbar]]. \quad (\text{П.3})$$

Если же все энергии в большом интервале, начиная с  $E_{\min}$ , полностью заполнены, т.е.

$$\begin{cases} (E + \Delta E / 2)\tau_n / 2 \rightarrow \infty \\ E - \Delta E / 2 \rightarrow E_{\min} \end{cases}, \quad (\text{П.4})$$

то получим для случая одного временного резонанса (см., например, формулу (28) в [10])

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{C_{\alpha\beta}}{t - t_n + i\tau_n / 2} \times \exp[E_{\min}(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / \hbar]. \quad (\text{П.5})$$

Для случая нескольких временных резонансов с амплитудой реакции (9) можно вместо формулы (П.1) записать

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \approx \int_{E_{\min}}^{\infty} dE' g(E') \left[ \sum_{n=1}^{\nu} C_{\alpha\beta}^n \exp[-iE'\tau_n / 2 + iE'(t_n - t) / \hbar] \right], \quad (\text{П.6})$$

откуда в соответствии с вышеизложенными выкладками (П.1) - (П.5) получаем выражение

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \sum_{n=1}^{\nu} \frac{C_{\alpha\beta}^n}{t - t_n + i\tau_n / 2} \exp[E_{\min}(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / \hbar]. \quad (\text{П.7})$$

Тогда, учитывая выражение для плотности потока рассеянных частиц (см., например, формулу (37) в [10]),

$$j_{\beta}(R_{\beta}, t) = \text{Re} \left[ \Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \frac{i\hbar}{m_{\beta}} \lim_{z_{\beta} \rightarrow R_{\beta}} \frac{\partial \Psi_{\beta}^*}{\partial z_{\beta}} \right] \cong \bar{v} |\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)|^2 \quad (\text{П.8})$$

(здесь  $z_{\beta}$  - ось вдоль направления движения конечной частицы в соответствии с выбранной геометрией регистрации,  $\bar{v}$  - средняя скорость распространения волнового пакета конечной частицы) и, используя общее выражение для скорости распада составной системы в ее окрестности (около  $z_{\beta} \approx R_{\beta}$ ) (см., например, формулу (39) в [10]), запишем

$$I(t) = \frac{j_{\beta}(R_{\beta}, t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt j_{\beta}(R_{\beta}, t)} = \frac{|\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} dt |\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)|^2} \approx \frac{\sum_{n=1}^{\nu} |C_{\alpha\beta}^n|^2 ((t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4)^{-1} + X}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \left[ \sum_{n=1}^{\nu} |C_{\alpha\beta}^n|^2 ((t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4)^{-1} + X \right]}, \quad (\text{П.9})$$

откуда, в приближении пренебрежения интерференционными членами  $X$ , получим

$$I(t) \approx \frac{\sum_{n=1}^{\nu} |C_{\alpha\beta}^n|^2 ((t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4)^{-1}}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \left[ \sum_{n=1}^{\nu} |C_{\alpha\beta}^n|^2 ((t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4)^{-1} \right]} = \left( 2\pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{(t - t_n)^2 + \tau_n^2 / 4}. \quad (\text{П.10})$$

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Gosset et al. Central collisions of relativistic heavy ions. *Phys. Rev. C* 16 (1977) 629.
2. G. Westfall et al. Energy spectra of nuclear fragments produced by high-energy protons. *Phys. Rev. C* 17 (1978) 1368.
3. J. Cumming et al. Spallation of copper by 80-GeV  $^{40}\text{Ar}$  ions. *Phys. Rev. C* 17 (1978) 1632.
4. S. Kaufman, E. Steinberg. Cross-section measurements of nuclides formed by the reaction of 0.20 - 6.0 GeV protons with  $^{197}\text{Au}$ . *Phys. Rev. C* 22 (1980) 167.
5. D. Fortney, N. Porile. Angular distributions of Sc

- fragments from the interaction of Angular distributions of Sc fragments from the interaction of  $^{238}\text{U}$  with 0.8 U with 0.8 - 400 GeV protons. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 2511.
6. A Sandoval et al. Spectra of p, d, and t from relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 1321.
  7. P. Danielewicz, Q. Pan. Blast of light fragments from central heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* 46 (1992) 2002.
  8. Ko Izumo, H. Araseki. Time compound nucleus for high-energy nuclear reactions. *Progr. of Theor. Phys.* 69 (1983) 158.
  9. R. Alba et al. On the origin of fast proton emission in intermediate heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 322 (1994) 38.
  10. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. The Possibility of Time Resonance (Explosion) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions. *Central Europ. J. Phys.* 4(2) (2006) 223; V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko. Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions and Possible Phenomena of Time Resonances. Proc. of Intern. Symp. on Large-Scale Collective Motion of At. Nuclei (Brolo, Messina, Italy, 15 - 19 Oct. 1996) (World Sci., 1997) 421.
  11. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. Phenomena of Time Resonances Explosions for the Compound-Clot Decays in High-Energy Nuclear Reactions. *arXiv:0902.2665 [nucl-th]* (2009) 15 pp.; V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions). *Central Europ. J. Phys.* 9(4) (2011) 1131.
  12. V.S. Olkhovsky. On Time Resonances (Explosions) in High-Energy Nuclear Collisions. *Open Access Library Journal* 1 (2014) e886, 12 p.
  13. J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall. Calculations with the Nuclear Firestreak Model. *Phys. Rev. C* 18 (1978) 844.
  14. A.I. Baz', A.M. Perelomov, Ya.B. Zel'dovich. *Scattering, reactions and decays in non-relativistic quantum mechanics* (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1969).
  15. Yu. Prilepsky, V. Shmonin. On the Mechanism of Cumulative Proton and Nuclear Fragment Production. *Acta Phys. Polon. B* 18 (1987) 729.

**С. О. Омельченко\*, В. С. Ольховський**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

\*Відповідальний автор: omelchenkosa@kinr.kiev.ua; sergomel@ukr.net

#### ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ ЧАСОВИХ РЕЗОНАНСІВ ДЛЯ АНАЛІЗУ ІНКЛЮЗИВНИХ СПЕКТРІВ У ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

Продемонстровано, що експоненційне спадання енергетичних спектрів фрагментів зі зростанням їхньої енергії, що не залежить від типу фрагмента, мішеней, бомбардуючих частинок та їхніх енергій, а також іноді супроводжується легкими осциляціями спектра, можна пояснити явищем часових резонансів. Ці часові резонанси відповідають розпаду проміжної збудженої ядерної складеної системи. Розраховано інклюзивні спектри протонів  $p$  та ядер  $^3\text{He}$  з використанням методу часових резонансів для високоенергетичних реакцій  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow p + X$  (2,1 GeВ/нуклон) та  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow ^3\text{He} + X'$  (2,1 GeВ/нуклон).

*Ключові слова:* експоненційне спадання інклюзивного спектра, часові резонанси, неекспоненційний розпад сталих ядерних комплексів.

**S. O. Omelchenko\*, V. S. Olkhovsky**

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

\*Corresponding author: omelchenkosa@kinr.kiev.ua; sergomel@ukr.net

#### APPLICATION OF TIME RESONANCES METHOD FOR ANALYSIS OF INCLUSIVE SPECTRA IN HIGH-ENERGY NUCLEAR REACTIONS

It is shown that the exponential decrease of the energy spectra of fragments with energy growing, which does not depend on the type of fragments, targets, projectiles and their energies, and which sometimes is accompanied by slight oscillations, can be explained by the phenomenon of time resonances. These time resonances correspond to decay of intermediate excited nuclear composite system. Inclusive spectra for p and  $^3\text{He}$  in high-energy nuclear reactions  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow p + X$  (2.1 GeV/nucleon) and  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow ^3\text{He} + X'$  (2.1 GeV/nucleon) are calculated.

*Keywords:* exponential decreasing of the inclusive spectra, time resonances, non-exponential decay of stable nuclear clots.

## REFERENCES

1. J. Gosset et al. Central collisions of relativistic heavy ions. *Phys. Rev. C* 16 (1977) 629.
2. G. Westfall et al. Energy spectra of nuclear fragments produced by high-energy protons. *Phys. Rev. C* 17 (1978) 1368.
3. J. Cumming et al. Spallation of copper by 80-GeV  $^{40}\text{Ar}$  ions. *Phys. Rev. C* 17 (1978) 1632.
4. S. Kaufman, E. Steinberg. Cross-section measurements of nuclides formed by the reaction of 0.20 - 6.0 GeV protons with  $^{197}\text{Au}$ . *Phys. Rev. C* 22 (1980) 167.
5. D. Fortney, N. Porile. Angular distributions of Sc fragments from the interaction of Angular distributions of Sc fragments from the interaction of  $^{238}\text{U}$  with 0.8 U with 0.8 - 400 GeV protons. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 2511.
6. A Sandoval et al. Spectra of p, d, and t from relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 1321.
7. P. Danielewicz, Q. Pan. Blast of light fragments from central heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* 46 (1992) 2002.
8. Ko Izumo, H. Araseki. Time compound nucleus for high-energy nuclear reactions. *Progr. of Theor. Phys.* 69 (1983) 158.
9. R. Alba et al. On the origin of fast proton emission in intermediate heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 322 (1994) 38.
10. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. The Possibility of Time Resonance (Explosion) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions. *Central Europ. J. Phys.* 4(2) (2006) 223; V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko. Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions and Possible Phenomena of Time Resonances. Proc. of Intern. Symp. on-Large-Scale Collective Motion of At. Nuclei (Brolo, Messina, Italy, 15 - 19 Oct. 1996) (World Sci., 1997) 421.
11. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. Phenomena of Time Resonances Explosions for the Compound-Clot Decays in High-Energy Nuclear Reactions. *arXiv:0902.2665 [nucl-th]* (2009) 15 pp.; V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions). *Central Europ. J. Phys.* 9(4) (2011) 1131.
12. V.S. Olkhovsky. On Time Resonances (Explosions) in High-Energy Nuclear Collisions. *Open Access Library Journal* 1 (2014) e886, 12 p.
13. J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall. Calculations with the Nuclear Firestreak Model. *Phys. Rev. C* 18 (1978) 844.
14. A.I. Baz', A.M. Perelomov, Ya.B. Zel'dovich. *Scattering, reactions and decays in non-relativistic quantum mechanics* (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1969).
15. Yu. Prilepsky, V. Shmonin. On the Mechanism of Cumulative Proton and Nuclear Fragment Production. *Acta Phys. Polon. B* 18 (1987) 729.

Надійшла 29.12.2016

Received 29.12.2016