

P15-2016-44

Г. Д. Кабдрахимова^{1,2,*}, Ю. Г. Соболев², И. Н. Кухтина²,
К. А. Кутербек¹, К. О. Мендибаев², Ю. Э. Пенионжкевич^{2,3}

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ
РЕАКЦИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$
С ЯДРАМИ Si ПРИ ЭНЕРГИЯХ 5–50 МэВ/А

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹ Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва

* E-mail: gaukharkd@gmail.com

Кабдрахимова Г. Д. и др.

P15-2016-44

Исследование полных сечений реакций взаимодействия ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ с ядрами Si при энергиях 5–50 МэВ/А

Представлены анализ экспериментальных функций возбуждения полных сечений ядерных реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$ и ${}^4\text{He} + \text{Si}$ в диапазоне энергий 5–50 МэВ/А и краткий обзор методик, с помощью которых были получены экспериментальные данные. Детальное внимание уделено описанию экспериментов, проведенных на пучках радиоактивных ядер ускорителей ЛЯР ОИЯИ. Анализ экспериментальных данных проведен с помощью полумикроскопической оптической модели.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2016

Kabdrakhimova G. D. et al.

P15-2016-44

Investigation of the Total Cross Sections in the Interactions of ${}^6\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ Nuclei with Si Nuclei at 5–50 MeV/A

The analysis of the experimental excitation functions of the total cross sections of nuclear reactions ${}^6\text{He} + \text{Si}$ and ${}^4\text{He} + \text{Si}$ in the energy range 5–50 MeV/A and a brief overview of the techniques by which experimental data were obtained have been presented. Detailed attention is given to the description of experiments conducted with beams of radioactive nuclei of the accelerators of FLNR JINR. Analysis of experimental data was performed using the semi-microscopic optical model.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2016

ВВЕДЕНИЕ

Изучение полных сечений ядерных реакций (ПСР) σ_R является одним из важнейших направлений экспериментального исследования ядерных взаимодействий. Величины σ_R представляют собой своеобразный репер для теста различных теоретических моделей ядерных реакций. Величины ПСР, измеренные при различных значениях кинетической энергии пучка, образуют функциональную зависимость от энергии, т. е. функцию возбуждения $\sigma_R(E)$. Теоретический анализ функций возбуждения $\sigma_R(E)$ позволяет проводить более строгий отбор рассматриваемых моделей.

В настоящей работе проведен теоретический анализ функции возбуждения $\sigma_R(E)$ реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$ и ${}^4\text{He} + \text{Si}$ на основе полумикроскопической оптической модели. Трансмиссионные методики, с помощью которых проводилось прямое измерение $\sigma_R(E)$, имеют преимущество при использовании пучков низкой интенсивности ($\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$), что особенно важно в экспериментах с радиоактивными ядрами.

Метод трансмиссии эффективен в случаях, когда мишень является рабочим телом детектора, например, тонким полупроводниковым Si-Ge-детектором, пластиковым сцинтилляционным детектором и пр. Впервые данный метод был предложен Бурге [1], который использовал многослойные полупроводниковые Si(Au)-детекторы излучения. В экспериментах по измерению сечений на мишенях, не являющихся детекторами, до последнего времени вводился ряд допущений и упрощений. Однако с развитием трансмиссионных методик, основанных на регистрации продуктов реакции в полной геометрии, эта проблема была решена. В этом случае регистрация событий неупругого взаимодействия может осуществляться по нейтронному и γ -излучению с помощью 4π γ -спектрометров [2–5].

МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рассматриваемые в данной работе эксперименты по измерению $\sigma_R(E)$ реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$ и ${}^4\text{He} + \text{Si}$ проводились с помощью двух методов.

В первой серии экспериментов использовалась методика многослойного Si-телескопа [6–9]. Вторая серия экспериментов была осуществлена с применением 4π сцинтилляционного γ -спектрометра [5, 10].

Метод многослойного телескопа. Метод основан на использовании многослойного кремниевого телескопа.

Схематическое изображение стандартного многослойного телескопа, используемого для измерения полных сечений реакции на Si-мишени трансмиссионной методикой, представлено на рис. 1.

Детекторы dE_1 и dE_2 , обозначенные на рис. 1 цифрами 1 и 2, являются идентификационными и служат для идентификации и off-line-выделения прошедших через dE_1 - и dE_2 -детекторы частиц. На рис. 2, а представлена $dE_1 \times dE_2$ двумерная матрица энергетических потерь в детекторах dE_1 и dE_2 . По осям абсцисс и ординат отложены величины энергетических потерь в детекторах dE_2 и dE_1 соответственно. Вертикальные и горизонтальные линии определяют границы диапазонов энергетических потерь в детекторах dE_1 и dE_2 для идентификации и выделения рассматриваемой частицы с нужной кинетической энергией для последующего off-line-анализа.

Детектор dE_{AK} , обозначенный на рис. 1 цифрой 3, выполняет функцию «активного коллиматора» (АК) и предназначен для формирования потока частиц пучка в центральную область детектора-мишени dE_4 (цифра 4 на рис. 1).

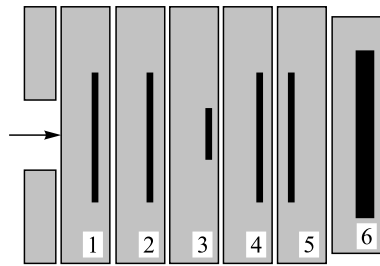


Рис. 1. Схематическое изображение из работы [10] многослойного телескопа, используемого в трансмиссионной методике. Описание характеристик отдельных детекторов телескопа представлено в тексте

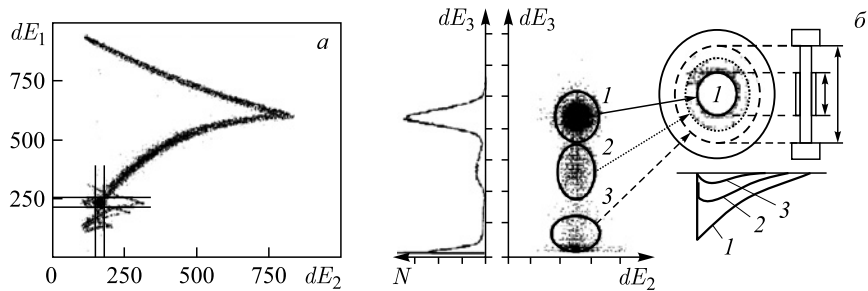


Рис. 2. а) Двумерная матрица $dE_1 \times dE_2$ энергетических потерь в детекторах dE_1 и dE_2 (из работы [8]); б) Слева направо: амплитудный спектр dE_{AK} детектора «активный коллиматор» и двумерный спектр $dE_2 \times dE_{AK}$ и схематическое изображение детектора dE_{AK} (из работы [10])

Более подробно свойства и особенности конфигурации такой системы полупроводниковых телескопов представлены в работах [7, 9].

На рис. 2, б справа представлено схематическое изображение dE_3 -детектора, выполняющего функции активной коллимации пучка исследуемых частиц.

На рис. 2, б слева приведен одномерный спектр энергетических потерь пучка моноэнергетических частиц в dE_3 -детекторе в зависимости от области его облучения. Центральная область 1 детектора, расположенная между электродами, характеризуется полным сбором носителей заряда. Максимальным амплитудам с предусилителя dE_3 -детектора будут соответствовать частицы, проходящие через центральную область 1, из-за полного сбора носителей заряда. На энергетическом спектре dE_3 -детектора данным событиям соответствует пик с максимальной энергией. Периферийная область 3 детектора, расположенная вне зоны покрытия электродами, характеризуется максимальными потерями носителей заряда при их сборе. Частицам, проходящим через область 3, будут соответствовать импульсы с минимальной амплитудой, и на dE_3 -спектре данные события будут находиться в области шумов. Граничная область 2 расположена между областями 1 и 3, характеризуется неполным сбором носителей заряда и, соответственно, промежуточной частью энергетического спектра.

В центре рис. 2, б представлен двумерный $dE_2 \times dE_3$ спектр частиц, предварительно отобранных по условию энергетических потерь в детекторах dE_1 и dE_2 , графически представленному контуром на спектре $dE_1 \times dE_2$, (см. рис. 2, а). Выделение контура 1 в матрице $dE_2 \times dE_3$ позволяет выбрать частицы, прошедшие только центральную область детектора dE_3 .

Таким образом, детекторы dE_1 , dE_2 и dE_3 используются для определения I_0 потока частиц, падающих на мишень.

Непосредственно за dE_3 -детектором расположена мишень dE_4 с последующими детекторами анализирующего телескопа dE_5-E , которые на рис. 1 помечены цифрами 4, 5 и 6 соответственно. По энергетическим потерям в детекторе-мишени dE_4 вычисляется количество событий реакции ΔR , соответствующих потоку I_0 . Детекторы 5 и 6 представляют собой стандартный $dE-E$ -телескоп, предназначенный для регистрации продуктов реакций, возникающих в детекторе-мишени dE_4 . В частности, в эксперименте с пучком ${}^6\text{He}$ данным телескопом регистрировались продукты ${}^4\text{He}$ реакции развала ${}^6\text{He}$, реакции передач нейтрона и пр.

Полная длина телескопа в этом случае составляла около 10 см, рабочая площадь детекторов $S \sim 4 \text{ см}^2$. Толщины кремниевых dE -детекторов телескопа варьировались в зависимости от энергии пучка в диапазоне от $H \sim 26$ до $H \sim 1500$ мкм. Детекторы dE_0 и dE_1 телескопа выполняли функции идентификатора частиц пучка. Площадь «активного коллиматора» составляла $S \sim 1,5 \text{ см}^2$ и толщина $H \sim 26$ мкм. Детектор dE_3 использовался

в качестве дополнительной диагностики частиц пучка. Подробно методика многослойного телескопа для измерения полных сечений реакций описана в работах [7, 8].

Сечение реакции σ_R потока налетающего I_0 и ослабленного (частиц, прошедших мишень без взаимодействия) I пучков связаны зависимостью

$$I = I_0 \cdot \exp(-N\sigma_R). \quad (1)$$

В формуле (1) в экспоненте произведение величин σ_R и N , где N — удельное число ядер мишени. Когда N мало ($N\sigma_R \leq 10^{-3}$), можно воспользоваться разложением, приведя экспоненциальное выражение (1) к линейному виду

$$N\sigma_R = (I_0 - I) \cdot I_0^{-1}. \quad (2)$$

Линейное выражение (2) связывает произведение величин σ_R и N с потоками частиц пучка I и I_0 , падающего на мишень пучка и прошедшего через N ядер мишени без взаимодействия соответственно. Из выражения (2) видно, что для прямого измерения полного сечения реакции σ_R достаточно провести одновременное измерение двух величин, а именно, разницу $(I_0 - I)$ и соответствующую величину потока I_0 . Этот метод, получивший название «метод трансмиссии», является наиболее распространенным способом измерения ПСР.

Метод 4π -сцинтилляционного γ -спектрометра. Этот метод основан на использовании многослойного кремниевого телескопа совместно со сцинтилляционным γ -спектрометром полной геометрии [6]. Мишень (dE -детектор) располагалась в центральной зоне γ -спектрометра, в то время как все другие детекторы телескопа, в частности идентификаторы dE_0 и dE_1 , детекторы-идентификаторы продуктов реакции dE_3 и E -детектор полной остановки пучка, располагались в n - γ -защите вне чувствительной зоны γ -спектрометра. Методика эксперимента с использованием 4π -сцинтилляционного γ -спектрометра подробно описана в работах [5, 10].

В настоящем эксперименте пучок ${}^6\text{He}$ интенсивностью $I_0 \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ был получен как продукт реакции фрагментации первичного пучка ядер ${}^{11}\text{B}$ ($E = 32 \text{ МэВ/А}$) на производящей мишени ${}^9\text{Be}$. Формирование вторичного пучка ${}^6\text{He}$ проводилось с помощью элементов магнитной системы фрагмент-сепаратора ACCULINNA [11].

В начале и конце канала сепаратора были установлены тонкие пластиковые сцинтилляционные детекторы для идентификации частиц пучка по энергоседелению dE и по времени пролета TOF. Мультипольные фокусирующие элементы обеспечивали дальнейшую транспортировку пучка ${}^6\text{He}$ в низкофонную кабину сепаратора.

В низкофоновой кабине был установлен сцинтилляционный CsI (TI) γ -спектрометр полной геометрии в дополнительной Pb-защите. В центре

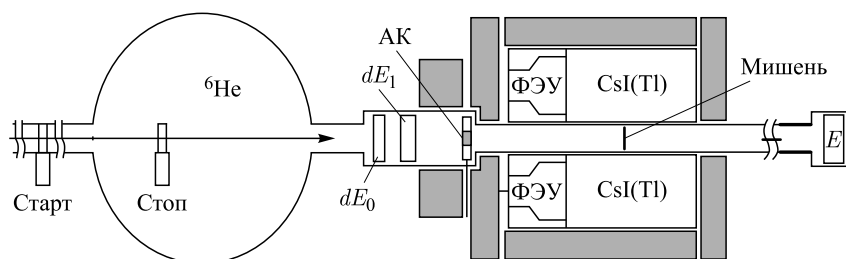


Рис. 3. Схема эксперимента по измерению сечений реакций методом 4π -сцинтилляционного γ -спектрометра

γ -спектрометра (см. рис. 3) устанавливалась исследуемая мишень, в частности, dE Si-детектор. По оси пучка ${}^6\text{He}$ до и после исследуемой мишени (вне чувствительной зоны γ -спектрометра) были расположены остальные детекторы dE и E полупроводникового телескопа. Идентификационные детекторы dE_0 , dE_1 и активный коллиматор dE_{AK} располагались до мишени и предназначались для идентификации ядер ${}^6\text{He}$ и его отделения от других частиц продуктов вторичного пучка. Старт записи информации производился для каждого события пролета частицы через dE_1 -детектор. Использование разных толщин детекторов dE_0 , dE_1 позволяло изменять и измерять энергию падающих на мишень частиц ${}^6\text{He}$ для каждого события пролета частицы.

Таким образом, вторичный пучок ядер ${}^6\text{He}$ последовательно проходил:

- группу сцинтилляционных пластиковых TOF- dE -детекторов времени пролета сепаратора ACCULINNA;
- группу полупроводниковых детекторов dE_0 , dE_1 дополнительной идентификации частиц пучка и снижения их энергии;
- детектор активного коллиматора АК;
- мишень, расположенную в центре CsI (Tl) γ -спектрометра 4π -геометрии в n - γ -защите;
- детектор E , расположенный по оси пучка за мишенью. (Детектор E находился вне γ -спектрометра и регистрировал частицы пучка, прошедшие мишень.)

На рис. 4 представлены двумерные спектры: энергетические потери в dE_0 от времени пролета TOF (а) и энергетические потери в детекторах dE_0 и dE_1 (б). Компактное группирование точек в двумерных спектрах демонстрирует достаточно хорошее разделение изотопов ${}^6\text{He}$, ${}^8,9\text{Li}$.

Гамма-спектрометр 4π -геометрии [12] регистрировал γ -кванты в совпадении со стартовым dE_1 -детектором. Для каждого события системой набора записывалась информация об энергии γ -квантов и временной отметке их регистрации.

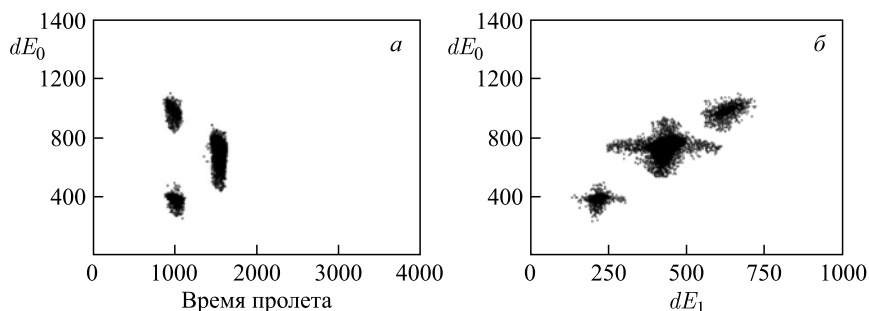


Рис. 4. Двумерные спектры идентификационных детекторов dE_0 и dE_1 : а) энергетические потери в dE_0 и время пролета (TOF); б) энергетические потери в детекторах ($dE_0 \times dE_1$). Спектры демонстрируют хорошее разделение ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8,9\text{Li}$, образующихся в качестве продуктов ядерной реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$

Количество «событий реакций» $\Delta R = (I_0 - I)$ определялось регистрацией излучения хотя бы в одном из детекторов γ -спектрометра в совпадении со стартовым dE_1 -детектором. Таким образом, величина полного сечения реакции вычислялась согласно (2) из полученных в результате измерения величин I_0 и ΔR .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

На рис. 5 приведены измеренные в настоящей работе величины σ_R полных сечений реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$ (темные символы) с использованием вышеописанных трансмиссионных методик [6–8]. Светлыми символами показаны результаты измерения σ_R в реакции ${}^6\text{He} + \text{Si}$, полученные в работах [13–15]. Из рисунка видно, что в энергетическом диапазоне 20–60 МэВ/А все экспериментальные результаты хорошо согласуются в пределах ошибок измерения. Заметим, что в области энергий ниже 20 МэВ/А значения полных сечений реакций получены впервые. Эта область энергий представляет значительный интерес. Хорошо видно, что здесь наблюдается сильное увеличение σ_R полных сечений реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$. Кроме этого видно, что в диапазоне энергий E 10–20 МэВ/А наблюдается «бамп» в функции возбуждения $\sigma_R(E)$.

На рис. 5 также представлены измерения σ_R реакции ${}^4\text{He} + \text{Si}$, темными символами отмечены результаты измерения с помощью трансмиссионной методики многослойного телескопа [7], светлыми символами — результаты измерения, проведенного методом ослабления пучка [15]. Пунктирной кривой показаны результаты расчета σ_R реакции ${}^6\text{He} + \text{Si}$, проведенного с применением аналитического выражения (3) эмпирической модели [16].

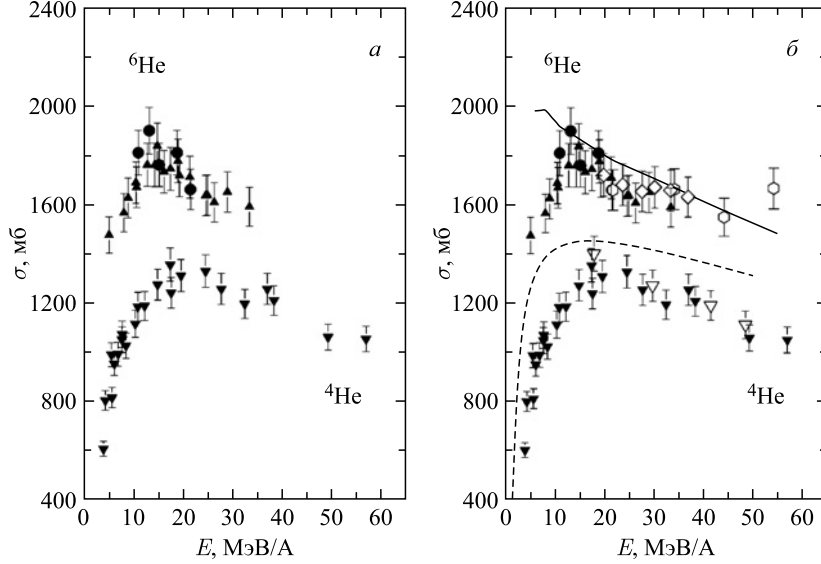


Рис. 5. Энергетические зависимости полных сечений реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$, ${}^4\text{He} + \text{Si}$. Темные символы — результаты измерений с помощью трансмиссионной методики (● — ${}^6\text{He}$ [9], ▲ — ${}^6\text{He}$ [8], ▼ — ${}^4\text{He}$ [8]), светлые символы — результаты измерений ПСР ${}^6\text{He} + \text{Si}$ из литературных данных (○ — ${}^6\text{He}$ [13], ◇ — ${}^6\text{He}$ [14], ▽ — ${}^4\text{He}$ [15]). Штриховая кривая — результаты анализа экспериментальных данных, проведенного в рамках эмпирической модели Коха [16], сплошная кривая — полумикроскопическая оптическая модель

В эмпирической модели Коха [16] величина полного сечения реакции в зависимости от энергии падающих частиц вычисляется выражением

$$\sigma_R(E) = \pi \left\{ R_0 \left[A_p^{1/2} + A_t^{1/3} + a \frac{A_p^{1/3} \cdot A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - C(E) \right] \right\}^2 \left(1 - \frac{V_c}{E_{cm}} \right), \quad (3)$$

где $V_c = \frac{Z_t \cdot Z_p \cdot e^2}{r_c (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})}$ — кулоновский барьер реакции; в данном выражении $r_c = 1,30$ Фм — кулоновский радиус, Z_t , Z_p — заряды ядра-мишени и налетающей частицы, e — заряд электрона.

В выражении (3) параметр $C(E) = 0,31 + 0,014 (E/A_p)$, зависит от энергии и отвечает за увеличение поверхностной прозрачности ядра-мишени с увеличением энергии налетающих частиц, A_t , A_p — массовые числа ядра-мишени и налетающей частицы, значения параметров R_0 и a были подобраны процедурой χ^2 -минимизации по большому количеству экспериментальных

данных для минимального значения χ^2 . При этом наиболее подходящими при подгонке оказались значения $r = 1,1$ Фм, $a = 1,85$.

Из рис. 5 видно, что результаты расчета ПСР ${}^6\text{He} + \text{Si}$ по эмпирической модели Коха находятся ниже измеренных величин σ_R . Функция возбуждения $\sigma_R(E)$, рассчитанная по выражению (3), отражает плавный рост сечения реакции с уменьшением энергии пучка ${}^6\text{He}$ до величины $E \sim 10$ МэВ/А с его последующим снижением. Однако в целом данная модель не отражает особенностей энергетической зависимости экспериментально полученных величин полных сечений $\sigma_R(E)$ в диапазоне E 10–20 МэВ/А.

Анализ в рамках полумикроскопической оптической модели. Анализ экспериментальных данных проводился также с помощью полумикроскопической оптической модели. Полумикроскопический оптический потенциал $U(R)$ строился в рамках фолдинг-модели на основе полного МЗУ-эффективного взаимодействия и нуклонных плотностей, рассчитанных в методе функционала матрицы плотности [17]. Потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер в первом порядке по эффективным силам был представлен в виде суммы

$$U(\mathbf{R}) = U^E(\mathbf{R}) + U^D(\mathbf{R}), \quad (4)$$

где $U^D(\mathbf{R})$ — «прямой» потенциал модели двойной свертки:

$$U^D(\mathbf{R}) = \iint \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1) V^D(\mathbf{s}) \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (5)$$

В выражении (5) множитель $V^D(\mathbf{s})$ — прямая компонента эффективного взаимодействия ($\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}$), $\rho^{(i)}(\mathbf{r}_i)$ — параметр плотности сталкивающихся ядер ($i = 1, 2$). Основной вклад в «обменный» потенциал дают эффекты однонуклонного обмена, которые описывались в формализме матрицы плотности [18]:

$$U^{EX}(\mathbf{R}) = \iint \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_{1+\mathbf{s}}) V_{EX}(\mathbf{s}) \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_{2-\mathbf{s}}) \exp(ik(\mathbf{R})\mathbf{s}/\eta) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (6)$$

где $V_{EX}(\mathbf{s})$ — обменная часть эффективных нуклон-нуклонных сил; $\rho^{(i)}(\mathbf{r}\mathbf{r}')$ ($i = 1, 2$) — матрицы плотности сталкивающихся ядер с массовыми числами A_1 и A_2 ; $k(\mathbf{R})$ — локальный импульс относительного движения ядер, определяемый соотношением

$$k^2(\mathbf{R}) = (2m\eta/h^2)[E - U(\mathbf{R}) - V_C(\mathbf{R})]. \quad (7)$$

Здесь $\eta = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$; $\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}$; E — энергия в системе центра масс и $V_C(\mathbf{R})$ — кулоновский потенциал. Таким образом, суммарный потенциал вследствие учета эффектов однонуклонного обмена зависит от энергии.

Входными данными для расчета потенциалов являлись эффективные нуклон-нуклонные силы, а также протонные и нейтронные плотности сталкивающихся ядер.

Полный оптический потенциал полумикроскопической фолдинг-модели (ПФМ) кроме реальной части включал в себя мнимую часть, ответственную за связь налетающей частицы с неупругими каналами. В нашем случае потенциал поглощения строился зависящим от вычисленной реальной части в виде [19]

$$W(R) = i[N_W U(R) - a_W R dU(R)/dR], \quad (8)$$

где $U(R)$ — потенциал двойной свертки (4), а N_W и a_W — параметры, характеризующие объемную и поверхностную части потенциала поглощения соответственно. В реальную часть потенциала добавлен поверхностный член, имитирующий вклад динамического поляризационного потенциала [20]. Полный оптический потенциал ПФМ имел вид

$$U_r(R) = U(R) - a_v dU(R)/dR + i[N_W U(R) - a_W dU(R)/dR]. \quad (9)$$

Для того чтобы расчет сечений реакций на основе потенциала (9) обладал предсказательной силой, необходимо определить параметры a_V , N_W , a_W из анализа угловых распределений упругого рассеяния, измеренных при той же энергии, что и полное сечение реакций. Так, для реакций ${}^6\text{He} + \text{Si}$ параметры полумикроскопического оптического потенциала были определены как $a_V = 0,08$, $N_W = 0,3$ и $a_W = 0,01$.

На рис. 5 сплошной кривой представлены результаты расчета энергетической зависимости $\sigma_R(E)$ полных сечений реакции ${}^6\text{He} + \text{Si}$, проведенного в рамках полумикроскопической оптической модели. Расчеты величин σ_R проводились по программе ECIS-88 [21].

Выбор свободных параметров данной модели обуславливался оптимальной величиной χ^2 по всей области энергии. При этом подходе достигается хорошее согласие с экспериментальными данными в высокоэнергетической части функции возбуждения $\sigma_R(E)$, однако монотонный рост теоретической функции возбуждения со снижением энергии вплоть до $E \sim 7$ МэВ/А противоречит монотонному спаду экспериментальной функции возбуждения $\sigma_R(E)$. Заметим, что аппроксимация свободных параметров модели процедурой χ^2 по любой области энергии не позволяет описать низкоэнергетический бамп экспериментальной функции возбуждения.

Таким образом, анализ экспериментальных данных ПМР $\sigma_R(E)$, проведенный в рамках эмпирической модели Коха [16] и полумикроскопической оптической модели [17], показал, что выбранные модели не описывают особенности экспериментальной энергетической зависимости $\sigma_R(E)$ полного сечения реакции ${}^6\text{He} + \text{Si}$ в области энергий меньше 10–20 МэВ/А.

Экспериментально обнаруженный феномен взаимодействия слабосвязанных ядер, проявляющийся в локальном повышении величины $\sigma_R(E)$ полного сечения реакции ${}^6\text{He} + \text{Si}$ в области энергий 10–20 МэВ/А, требует дальнейшего теоретического осмысления и продолжения экспериментального исследования с другими слабосвязанными кластерными ядрами (${}^{6,9,11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ и др.).

Благодарности. В заключение авторы выражают благодарность коллективу эксплуатации ускорителя ЛЯР ОИЯИ У-400М за получение пучка ${}^6\text{He}$, а также сотрудникам группы сепаратора ACCULINNA за помощь в получении пучков радиоактивных ядер. Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке полномочного представителя Республики Казахстан в ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Burge E. J.* // Nucl. Phys. **13**, 511 (1959).
2. *Mittig W. et al.* // Phys. Rev. Lett. **59**, 1889 (1987).
3. *Saint-Laurent M. G. et al.* // Z. Phys. A. **332**, 457 (1989).
4. *Villari A. C. C. et al.* // Phys. Lett. B. **268**, 345 (1991).
5. *Sobolev Yu. G. et al.* // Instr. and Exp. Technique. No. 5, 7 (2012).
6. *Kuznetsov I. V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. **65**, 1609 (2002).
7. *Ugryumov V. Yu. et al.* // Phys. Atom. Nucl. **68**, 16 (2005).
8. *Соболев Ю. Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 1603 (2005).
9. *Sobolev Yu. G. et al.* // Proc. of the Intern. Symp. on Exotic Nuclei “EXON-2014”, Kaliningrad, Russia, 2014. Ed. by: Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev (Exotic Nuclei), p. 147.
10. *Соболев Ю. Г. и др.* // Приборы и техника эксперимента. № 4, 5 (2011).
11. *Rodin A. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. **126**, 236 (1997).
12. *Соболев Ю. Г., Иванов М. П., Пенионжквич Ю. Э.* // Приборы и техника эксперимента. № 6, 13 (2012).
13. *Warner R. E. et al.* // Phys. Rev. C. **40**, 2473 (1989).
14. *Zhiqiang C. et al.* IMP & NLHIAL Annual Report. 2001.
15. *Ingemarsson A., Lantz M.* // Phys. Rev. C. **67**, 064605 (2003).
16. *Kox S. et al.* // Phys. Rev. C **35**, 1678 (1987).
17. *Knyazkov O. M., Kuchtina I. N., Fayans S. A.* // Phys. Part. Nucl. **30**, 870 (1999).
18. *Ghaudhuri A. K., Basu D. N., Sinha B.* // Nucl. Phys. A. **439**, 415 (1985).
19. *Fayans S. A. et al.* // Phys. Lett. B. **357**, 509 (1995).
20. *Болотов Д. Б. и др.* // ЯФ. **63**, 1631 (2000) [Phys. Atom. Nucl. **63**, 1631 (2000)].
21. *Raynal J.* // Phys. Lett. B. **196**, 7 (1987).

Получено 24 июня 2016 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 31.08.2016.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 0,99. Тираж 190 экз. Заказ № 58898.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/