

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$ И ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$

Ю. Г. Соболев<sup>1,2,\*</sup>, Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1,3</sup>, Д. Азнабаев<sup>1,4</sup>,  
Е. В. Земляная<sup>1</sup>, М. П. Иванов<sup>1</sup>, Г. Д. Кабдрахимова<sup>5</sup>,  
А. М. Кабышев<sup>5</sup>, А. Г. Князев<sup>1</sup>, А. Куглер<sup>6</sup>,  
Н. А. Лашманов<sup>1</sup>, К. В. Лукьянов<sup>1</sup>, А. Май<sup>7</sup>,  
В. А. Маслов<sup>1,2</sup>, К. Мендибаев<sup>1,4</sup>, Н. К. Скобелев<sup>1</sup>,  
Р. С. Слепнев<sup>1</sup>, В. И. Смирнов<sup>1</sup>, Д. А. Тестов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

<sup>4</sup> Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

<sup>5</sup> Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

<sup>6</sup> Институт ядерной физики Чешской академии наук, Ржеж, Чехия

<sup>7</sup> Институт ядерной физики Польской академии наук, Краков, Польша

Представлены новые результаты прямого измерения величин полных сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  в зависимости от энергии пучка в диапазоне 5–40 А МэВ. В эксперименте применялся модифицированный трансмиссионный метод, основанный на регистрации  $n$ - $\gamma$ -излучения с высокой эффективностью. В реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  впервые выявлена особенность — «бамп» в энергетической зависимости  $\sigma_R(E)$ , проявляющийся как локальное повышение сечения в интервале значений энергии 10–30 А МэВ. Для реакции  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  подтверждено наличие в сечении в области значений энергии 10–20 А МэВ «бампа», экспериментально обнаруженного ранее стандартной трансмиссионной методикой. Проведен теоретический анализ измеренных сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  на основе микроскопической модели двойного фолдинга. Выявлено некоторое расхождение экспериментальных и теоретических величин сечений в области «бампа» при значениях энергии порядка 10–20 А МэВ, что требует дальнейших исследований.

New experimental data of total reaction cross-section values for  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  and  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  reactions in the energy range 5–40 А MeV are presented. Modified transmission

---

\*E-mail: sobolev@jinr.ru

method based on prompt  $n\text{-}\gamma$  irradiation detection with high efficiency has been applied. The peculiarity of cross-section excitation function, which was shown as a “bump” in  $\sigma_R(E)$  for  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  reaction at  $E \sim 10\text{--}30\text{A MeV}$ , has been observed for the first time. The existence of “bump” (which was observed earlier in standard transmission experiments) at  $E \sim 10\text{--}20\text{A MeV}$  in  $\sigma_R(E)$  function for  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  reactions has been experimentally confirmed. Theoretical analysis of  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  and  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  experimental data on the basis of microscopic double-folding calculation has been carried out. A discrepancy between experimental data and theoretical predictions in the energy region between 10 and 20A MeV around the “bump” requires further investigations.

PACS: 24.10.-i; 25.60.-t; 25.70.-z

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование особенностей взаимодействия нейтроноизбыточных изотопов ядер He и Li в настоящее время представляет значительный интерес. Малое количество протонов  $Z$  и нейтронов  $N$ , а также широчайший диапазон величин их отношения  $N/Z$  [0,5–3,0] и [1–2,67] для изотопов  ${}^4\text{--}8\text{He}$  и  ${}^6\text{--}11\text{Li}$  соответственно создают уникальные условия для тестирования различных микроскопических моделей ядерных реакций. Одними из фундаментальных измеряемых физических величин, которые могут быть доступны для измерения экспериментально, являются величины полных сечений реакций  $\sigma_R$ . Существенный интерес представляет энергетическая зависимость сечения реакции  $\sigma_R(E)$ , в частности, особенности функции энергетической зависимости. Так, в работе [1] были измерены величины сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и на основании этого получено указание на существование «бампа» — локального превышения над теоретическими предсказаниями величины сечения в области значений энергии 10–20A МэВ. Настоящая работа является продолжением данных исследований и представляет результаты измерений сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$ , проведенных по модифицированной трансмиссионной методике, а также результаты их теоретического анализа.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В соответствии с определением сечения реакции потоки частиц  $I_0$  и  $I$ , приходящих на мишень и выходящих из мишени без взаимодействия соответственно, связаны соотношением

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

где  $N$  — приведенное число ядер мишени. Для экспериментов на тонких мишенях выражение (1) может быть приведено к линейному виду  $N\sigma_R =$

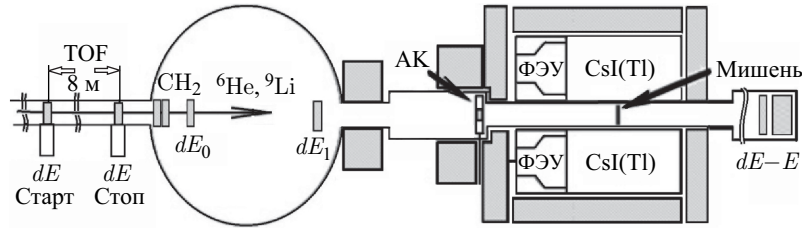


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению сечений реакций методом  $4\pi$  сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра

$(I_0 - I)I_0^{-1}$ , поскольку аргумент экспоненты мал ( $N\sigma_R \ll 1$ ). С помощью трансмиссионных методик получают величину сечения реакции  $\sigma_R$  прямым измерением числа событий реакции  $\Delta R = I_0 - I$ , приведенным к соответствующей величине потока  $I_0$ . Модифицированная трансмиссионная методика [2, 3], примененная в эксперименте, обеспечивает прямое измерение числа событий реакции  $\Delta R = I_0 - I$ , нормированного к величине потока  $I_0$ . На рис. 1 схематически представлена экспериментальная установка.

Эксперимент проводился на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Вторичный пучок продуктов реакции фрагментации пучка  $^{11}\text{B}$   $E_{\text{lab}} = 32\text{A}$  МэВ ускорителя У-400М ЛЯР ОИЯИ формировался и очищался магнитной системой ахроматического фрагмент-сепаратора ACCULINNA [4]. На выходе фрагмент-сепаратора пучок представлял смесь частиц  $^6\text{He}$  и  $^{8,9}\text{Li}$  общей интенсивностью  $Y \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ , величина которой ограничивалась во избежание эффекта наложения импульсов в  $dE$ -детекторах телескопа. Энергия пучка могла варьироваться магнитной системой фрагмент-сепаратора в пределах  $E \sim 15\text{--}30$  МэВ без потери интенсивности. Дополнительное изменение энергии пучка с мелким шагом проводилось с помощью водородосодержащих  $\text{CH}_2$ -поглотителей и/или подборкой толщин детекторов  $dE_0$ ,  $dE_1$ . Это позволяло изменять и измерять энергию частиц пучка в каждом событии пролета их в мишень. Таким образом, частицы последовательно проходили через детекторы времяпролетной системы TOF сепаратора ACCULINNA,  $\text{CH}_2$ -поглотители,  $dE_0$ ,  $dE_1$  «идентификационные» и «активный коллиматор» (АК) детекторы телескопа соответственно. Идентификация частиц пучка проводилась по их энергетическим потерям в данных детекторах и времени пролета  $T_{\text{TOF}}$ . На рис. 2 представлены двумерные спектры  $dE_0 \times dE_1$  (рис. а),  $dE_0 \times T_{\text{TOF}}$  (рис. б) и  $dE_0 \times dE_{\text{АК}}$  (рис. в). Контуры в двумерных спектрах  $dE_0 \times T_{\text{TOF}}$  и  $dE_0 \times dE_{\text{АК}}$  определяли ансамбль событий  $I_0$  падения частиц  $^9\text{Li}$  на центр мишени.

Мишень ( $dE$  Si-детектор толщиной 500 мкм) располагалась в центре чувствительной зоны  $\gamma$ -спектрометра, в то время как все другие  $dE$ -детекторы

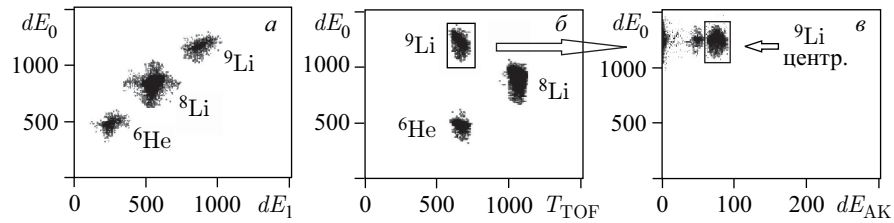


Рис. 2. Двумерные спектры идентификационных детекторов  $dE_0 \times dE_1$  (а),  $dE_0 \times T_{\text{TOF}}$  (б) и  $dE_0 \times dE_{\text{АК}}$  (в). Абсциссы и ординаты двумерных спектров представлены в относительных величинах (каналы)

телескопа были окружены Рb-защитой и вынесены за чувствительную зону  $\gamma$ -спектрометра. За мишенью располагались  $dE_3$ - и  $E$ -детекторы телескопа также в  $n$ - $\gamma$ -защите. Старт системы сбора производился для каждого события пролета частицы через  $dE_1$ -детектор. Детекторы  $\gamma$ -спектрометра регистрировали нейтроны и  $\gamma$ -кванты в совпадении со стартовым  $dE_1$ -детектором. Количество событий реакции  $\Delta R$  из предварительно выбранного ансамбля событий  $I_0$  определялось условием превышения порога регистрации в любом из  $\gamma$ -детекторов.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  выполнялись одновременно и в одинаковых условиях на пучке «коктейля» частиц  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ . В табл. 1 и 2 представлены измеренные сечения реакций  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  соответственно. На рис.3,а представлены полные сечения реакции

Таблица 1. Полные сечения реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$

$E$ , А МэВ	$\sigma$ , мб	$E$ , А МэВ	$\sigma$ , мб	$E$ , А МэВ	$\sigma$ , мб
$7,0 \pm 2,5$	$1720 \pm 113$	$16,5 \pm 1,4$	$1993 \pm 73$	$21,6 \pm 1,1$	$1979 \pm 68$
$11,5 \pm 1,8$	$2016 \pm 128$	$18,2 \pm 1,3$	$2102 \pm 108$	$23,7 \pm 1,0$	$1913 \pm 57$
$14,8 \pm 1,5$	$2045 \pm 148$	$19,6 \pm 1,2$	$2024 \pm 64$	$25,8 \pm 1,0$	$1838 \pm 65$

Таблица 2. Полные сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$

$E$ , А МэВ	$14,1 \pm 1,1$	$16,1 \pm 1,0$	$17,9 \pm 0,9$	$19,9 \pm 0,8$	$25,1 \pm 0,8$
$\sigma$ , мб	$1824 \pm 84$	$1711 \pm 76$	$1805 \pm 88$	$1629 \pm 79$	$1640 \pm 83$

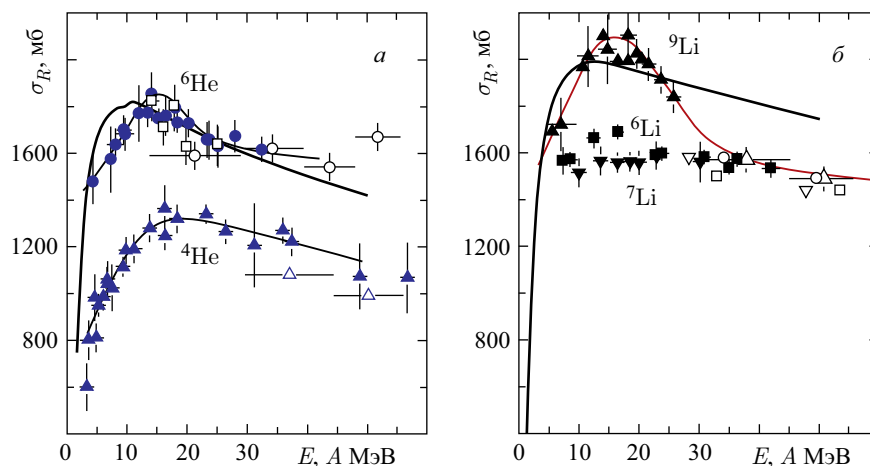


Рис. 3. Полные сечения реакций  $\sigma_R(E)$   $^{4,6}\text{He} + \text{natSi}$  (а) и  $^{6,7,9}\text{Li} + \text{natSi}$  (б) в зависимости от энергии налетающих частиц

$^{4,6}\text{He} + \text{natSi}$  в зависимости от энергии налетающих частиц. Темные значки — экспериментальные данные из работы [1], полученные трансмиссионным методом многослойного телескопа. Светлыми значками обозначены: квадратами — результаты настоящей работы, кружками и треугольниками — результаты работы [5] для частиц  $^6\text{He}$  и  $^4\text{He}$  соответственно.

На рис. 3, б представлены полные сечения реакции  $^{6,7,9}\text{Li} + \text{natSi}$ . Треугольниками вершиной вверх отмечены сечения реакции  $^9\text{Li} + \text{natSi}$ : темными — данные настоящей работы, светлыми — результаты работы [5]. Квадратами показаны сечения реакции  $^6\text{Li} + \text{natSi}$ : темными — данные работы [7], светлыми — результаты работы [5]. Треугольниками вершиной вниз обозначены сечения реакции  $^7\text{Li} + \text{natSi}$ : темными — данные работы [1], светлыми — результаты работы [5].

Из рис. 3, а видно, что измеренные в настоящей работе величины сечений реакции  $^6\text{He} + \text{natSi}$  в рамках ошибок согласуются с [1], где измерение проводилось по стандартной трансмиссионной методике. В то же время проведенные в тех же условиях измерения сечения реакции  $^9\text{Li} + \text{natSi}$  настоящей работы (см. рис. 3, б) впервые явно выявили особенность энергетической зависимости  $\sigma_R(E)$  в виде «бампа» в интервале значений энергии 10–30 А МэВ.

На рис. 3 тонкой линией показаны интерполяционные кривые, толстой — результаты расчета, проведенного в рамках подхода, использованного ранее в [7] и основанного на применении микроскопического оптического потенциала (ОП). Вещественная часть ОП рассчитывается в рамках модели двойного

фолдинга (МДФ). В этом подходе потенциал взаимодействия двух ядер строится как сумма потенциалов эффективного (с учетом влияния ядерной среды) нуклон-нуклонного взаимодействия каждого из нуклонов налетающего ядра с нуклоном ядра-мишени. МДФ-потенциал  $V^{\text{DF}}$  включает прямую  $V^D$  и обменную  $V^{\text{ex}}$  составляющие [6]:

$$V^{\text{DF}} = V^D + V^{\text{ex}},$$

$$V^D = \int d^3r_p d^3r_t \rho_t(\mathbf{r}_p) \rho_t(\mathbf{r}_t) v_{NN}^D(s), \quad \mathbf{s} = \mathbf{r} + \mathbf{r}_t - \mathbf{r}_p,$$

$$V^{\text{ex}}(r) = \int d^3r_p d^3r_t \rho_p(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_p + s) \rho_t(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_t - s) v_{NN}^{\text{ex}}(s) \exp\left[\frac{i\mathbf{K}(r) \cdot s}{M}\right].$$

Здесь  $\rho_{p,t}$  в формуле для  $V^D$  — распределение одночастичной плотности  $\rho(\mathbf{r})$  налетающего ядра ( $p$ ) и ядра-мишени ( $t$ ), а  $\rho(\mathbf{r}; \mathbf{r} \pm s)$  в выражении для  $V^{\text{ex}}$  — матрицы соответствующих плотностей. Для плотности ядра  ${}^6\text{He}$  использована модель LSSM (large scale shell model) из [8]. Для ядер-мишеней  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{59}\text{Co}$ ,  ${}^{181}\text{Ta}$  использованы плотности в форме ферми-функций с параметрами из [9]. Эффективный нуклон-нуклонный потенциал  $v_{NN}$  в прямой и обменной частях, зависящий от энергии и плотности сталкивающихся объектов, задан в форме парижского потенциала CDM3Y6 [6]:

$$v_{NN}(E, \rho, s) = g(E) F(\rho) v(s), \quad v(s) = \sum_{i=1,2,3} N_i \frac{\exp(-\mu_i s)}{\mu_i s},$$

где

$$g(E) = 1 - 0,003E/A_p, \quad F(\rho) = C [1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho], \quad \rho = \rho_p + \rho_t.$$

Параметры  $N_i$ ,  $\mu_i$ ,  $C$ ,  $\alpha$  и  $\gamma$  приведены в [6]. Энергетическая зависимость в  $V^{\text{ex}}$  возникает в основном из локального импульса относительного движения:

$$K(r) = \{2Mm/\hbar^2 [E - V_N^D F(r) - V_C(r)]\}^{1/2},$$

где  $M = A_p A_t / (A_p + A_t)$  — приведенная масса;  $m$  — масса нуклона;  $V_C$  — кулоновский потенциал.

Мнимая часть ОП рассчитывается в рамках микроскопического подхода на основе высокоэнергетического приближения согласно [10]:

$$W^H(r) = -\frac{2E}{\hbar(2\pi)^2} \bar{\sigma}_{NN} \int_0^\infty dq q^2 j_0(qr) \tilde{\rho}_p(q) \tilde{\rho}_t(q) \tilde{f}_N(q),$$

Таблица 3. Коэффициенты подгонки расчетных кривых для  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$

Налетающее ядро	$N_r$	$N_{\text{im}}$	$N_r^{(1)}$	$N_{\text{im}}^{(1)}$
${}^6\text{He}$	0,7	0,5	0,4	0,03
${}^9\text{Li}$	1	1	0,6	0,12

где  $\tilde{\rho}(q) = \int d^3r \exp(iqr) \rho(r)$  — формфактор плотности точечных нуклонов ядра;  $\tilde{f}_N$  — формфактор амплитуды  $NN$ -рассеяния;  $\bar{\sigma}_{NN}$  — усредненное по изоспину ядер полное сечение  $NN$ -рассеяния, параметризованное в работе [11] в зависимости от энергии столкновения.

В вещественную и мнимую части ОП были также включены поверхностные члены в форме производных ( $-rdV/dr$ ). Таким образом, полная форма ОП имеет следующий вид:

$$U_{\text{opt}}(r) = \left[ N_r V^{\text{DF}} - N_r^{(1)} r \frac{dV^{\text{DF}}}{dr} \right] + i \left[ N_{\text{im}} W^H - N_{\text{im}}^{(1)} r \frac{dW^H}{dr} \right].$$

Потенциал  $U_{\text{opt}}$  содержит свободные параметры  $N_r$ ,  $N_{\text{im}}$ ,  $N_r^{(1)}$  и  $N_{\text{im}}^{(1)}$ , отвечающие вкладу соответствующих выражений. Значения этих параметров фитируются к экспериментальным данным по сечениям реакций. Расчет сечений осуществлялся с помощью компьютерного кода DWUCK4 [12].

В настоящей работе подгонка параметров не проводилась. Для случая  ${}^6\text{He}$  использованы коэффициенты, полученные в работе [7] и приведенные в табл. 3. Видно, что теоретическая кривая, построенная с коэффициентами, фитированными по данным при энергиях от 5 до 25А МэВ, в целом соответствует экспериментальным данным в высокоэнергетической области. Подгонка для  ${}^9\text{Li}$  была сделана в [13] по экспериментальным точкам при значениях энергии от 5 до 20А МэВ. Видно, что данный набор коэффициентов (значения даны в табл. 3) не обеспечивает согласия с экспериментальными данными при энергии выше 30А МэВ, и для объяснения экспериментальных данных требуются дополнительные расчеты с подгонкой параметров по всем имеющимся к настоящему времени данным. Специальных исследований требует также расхождение экспериментальных и теоретических кривых в области «бампа» при энергии порядка 10А МэВ.

Авторы благодарны коллективу сектора №6 ЛЯР ОИЯИ (установка ACCULINNA) и коллективу ускорителя МЦ400 за существенную помощь при проведении эксперимента. Настоящая работа была выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ при поддержке грантов полномочных представителей правительств Республики Чехии и Республики Польши в ОИЯИ, а также гранта РФФ 17-12-01170.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Соболев Ю. Г. и др.* Энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^4,6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  при  $E = 5\text{--}50$  МэВ/нуклон // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, вып. 11. С. 1603–1607.
2. *Соболев Ю. Г., Иванов М. П., Пенионжkevич Ю. Э.* Установка для измерения полных сечений ядерных реакций // ПТЭ. 2012. № 5. С. 1–7.
3. *Соболев Ю. Г. и др.* Исследование функции возбуждения полного сечения реакции модифицированным методом трансмиссии, первые результаты // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76, вып. 8. С. 1071–1076.
4. *Rodin A. M. et al.* Status of ACCULINNA Beam Line // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 114–118.
5. *Warner R. E. et al.* Total Reaction Cross Section of 20–60 A MeV  ${}^{4,6,8}\text{He}$ ,  ${}^{6-9,11}\text{Li}$  and  ${}^{10}\text{Be}$  on Si // Phys. Rev. C. 1996. V. 54, No. 4. P. 1700–1709.
6. *Khoa D. T., Satchler G. R.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 668, No. 3. P. 1120–1130.
7. *Лукьянов К. В. и др.* Микроскопический анализ энергетической зависимости полных сечений реакций  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне  $E = 5\text{--}50$  А МэВ // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72, вып. 3. С. 382–386.
8. *Karataglidis S. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024319.
9. *Patterson J. D., Peterson R. J.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 717. P. 235–239.
10. *Земляная Е. В., Лукьянов В. К., Лукьянов К. В.* Ядро-ядерное рассеяние и оптический потенциал фолдинга // ЯФ. 2006. Т. 69, вып. 2. С. 262–275.
11. *Charagi S., Gupta G.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1610–1620.
12. *Kunz P. D., Rost E.* Computational Nuclear Physics. V. 2 / Eds: K. Langanke et al. Springer-Verlag, 1993. P. 88–92.
13. *Sobolev Yu. G. et al.* Total Reaction Cross Section Excitation Function Studies for  ${}^6\text{He}$  Interaction with  ${}^{181}\text{Ta}$ ,  ${}^{59}\text{Co}$ ,  ${}^{\text{nat}}\text{Si}$ ,  ${}^9\text{Be}$  Nuclei // VII Symp. on Exotic Nuclei “EXON-2014”, Kaliningrad, Russia, Sept. 8–13, 2014. P. 142–147.