

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

НАУМЕНКО МИХАИЛ АЛЕКСЕЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ
ЛЕГКИХ ЯДЕР В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОДХОДЕ

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2018

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР)

Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна

Научный руководитель: **Самарин Вячеслав Владимирович**

доктор физико-математических наук, доцент, ведущий
научный сотрудник ЛЯР ОИЯИ

Официальные оппоненты: **Карпешин Федор Федорович**

доктор физико-математических наук, ведущий научный
сотрудник ФГУП «Всероссийский научно-
исследовательский институт метрологии
им. Д. И. Менделеева», г. Санкт-Петербург

Лютостанский Юрий Степанович

доктор физико-математических наук, профессор,
начальник отдела НИЦ «Курчатовский институт»,
г. Москва

Ведущая организация: ФГБОУ «Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова», г. Москва

Защита диссертации состоится «_____» _____ 2018 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д720.001.01 при Лаборатории теоретической
физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ и на странице
http://wwwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm.

Автореферат разослан «_____» _____ 2018 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета 720.001.01

кандидат физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

Актуальность настоящей работы определяется двумя составляющими.

С экспериментальной точки зрения интерес к изучению свойств изотопов гелия, лития и других легких ядер, а также реакций с их участием растет в связи с возможностью получения высокоинтенсивных пучков радиоактивных ядер и развитием ускорительной техники. Исследование передачи нейтронов в ядерных реакциях, например, ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, позволяет изучать как структуру легких ядер-снарядов, так и свойства тяжелых ядер-мишеней. Недавние эксперименты выявили необычные особенности реакций с рядом легких слабосвязанных ядер. В частности, сечения слияния в подбарьерной области для реакций ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ и ${}^8\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ значительно превышают сечения слияния для реакций с ядром ${}^4\text{He}$. Сечение образования изотопа ${}^{198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ при околобарьерных энергиях довольно велико (порядка 1 б), что заметно превышает сечение слияния, поэтому, основным каналом образования этого изотопа является передача нейтрона. Выход изотопа ${}^{196}\text{Au}$ при околобарьерных энергиях существенно превышает результаты расчетов слияния-испарения, а при энергиях много выше барьера превышает и выход изотопа ${}^{198}\text{Au}$. Измерения полных сечений реакций ${}^4,6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ показали, что полное сечение реакции с ядром ${}^6\text{He}$ заметно превышает полное сечение реакции с ядром ${}^4\text{He}$ во всем исследованном диапазоне энергий 5–60 А МэВ, что может быть объяснено большими размерами ядра ${}^6\text{He}$. Однако пока не получил полного объяснения тот факт, что в относительно узком диапазоне энергий 10–30 А МэВ полное сечение реакции с ядром ${}^9\text{Li}$ значительно превышает полные сечения реакций с ядрами ${}^{6,7}\text{Li}$, имеющими большие значения экспериментального среднеквадратичного зарядового радиуса.

С теоретической точки зрения в низкоэнергетических ядро-ядерных столкновениях передача нуклонов (и/или их перераспределение) может играть важную роль и проявляться как непосредственно в каналах нуклонных передач, так и в изменении потенциальной энергии системы, что в свою очередь приводит к изменению сечений отдельных каналов (например, слияния) и полного сечения реакции по сравнению с моделью с неизменной в ходе столкновения нуклонной плотностью. Такое изменение потенциальной энергии также может служить обоснованием введения зависимости от энергии и орбитального момента феноменологические потенциалы, используемые в некоторых теоретических моделях.

В настоящее время для описания передачи нуклонов используется ряд теоретических моделей и подходов, в частности, борновское приближение метода искаженных волн

(Distorted Wave Born Approximation, DWBA), нестационарный метод Хартри–Фока, уравнения Ланжевена, нестационарное уравнение Шредингера. Приближение DWBA не дает возможности анализа динамики происходящих процессов. Расчеты с применением нестационарного метода Хартри–Фока требуют большого времени вычислений и пока выполняются на достаточно крупной сетке с шагом порядка 0.8 фм и только для ядер тяжелых и средних масс. Уравнения Ланжевена со случайными силами, включающие степени свободы, отвечающие за массовую асимметрию и перераспределение нуклонов также применимы только для ядер тяжелых и средних масс. Передачи отдельных нуклонов при столкновениях с участием легких ядер требуют более точного квантового описания, которое возможно на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для волновых функций нуклонов (кластеров) в среднем поле ядер, движущихся по классическим траекториям. Данный метод обеспечивает квантовое описание нескольких независимых частиц, наглядную визуализацию динамики происходящих процессов и быстроту вычислений на мелкой сетке с шагом 0.1–0.2 фм, меньшим, чем расстояние осцилляций плотности вероятности для одночастичных состояний. Это позволяет достаточно точно вычислять пространственную структуру волновых функций нуклонов и кластеров. Несмотря на указанные преимущества, данный метод пока применялся для описания небольшого числа реакций. Исследование возможности более широкого применения этого метода для описания реакций с рядом легких ядер и интерпретации экспериментальных данных определяет теоретическую актуальность темы исследования.

Цели и задачи работы

Первой целью настоящей работы является проведение теоретического описания процессов передачи нейтронов в низкоэнергетических ядерных реакциях с участием легких ядер-снарядов ${}^3\text{He}$ и представительным набором тяжелых ядер-мишеней на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера. Вторая цель работы заключается в объяснении различий в энергетических зависимостях полных сечений реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, а также ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ на основе нестационарного описания перераспределения внешних нейтронов ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$. В связи с этим в работе поставлены следующие задачи:

1. Выполнить расчеты сечений образования изотопов ${}^{44,46}\text{Sc}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{46}\text{Sc}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{65}\text{Zn}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$, ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакциях ${}^3,6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ с учетом процессов передачи нейтронов и слияния ядер с последующим испарением

частиц из составного ядра, выполнить на этой основе сравнение и анализ экспериментальных данных.

2. Исследовать зависимость сечений передачи от энергии и свойств сталкивающихся ядер.
3. Исследовать роль перераспределения внешних слабосвязанных нейтронов в процессе столкновения ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ с целью объяснения особенностей экспериментальных данных по полным сечениям указанных реакций и их отличий от данных для реакций ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$.
4. Исследовать свойства основных состояний ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ в рамках квантовой задачи трех и четырех тел на основе фейнмановских континуальных интегралов в евклидовом (мнимом) времени, а также в оболочечной модели. Решение этой задачи позволит обосновать начальные условия для волновых функций нейтронов ядер-снарядов ${}^{3,6}\text{He}$, участвующих в исследуемых реакциях.

Основные положения, выносимые на защиту

1. На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера проведены расчеты сечений для процессов передачи (срыва и подхвата) нейтрона в реакциях с участием ядер ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ и ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$) и ${}^6\text{He}$ (${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Zn}$ и ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$). Исследованы зависимости сечений образования изотопов ${}^{44,46}\text{Sc}$, ${}^{65}\text{Zn}$, ${}^{196,198}\text{Au}$ от энергии столкновения и свойств ядер-мишеней. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными по сечениям образования указанных изотопов при совместном учете процессов передачи нейтрона и процессов слияния-испарения в рамках статистической модели.
2. Предложен физический механизм, качественно объясняющий наблюдаемые особенности полных сечений реакций ${}^4,6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. На основе решения нестационарного уравнения Шредингера рассчитана поправка к оптическому потенциалу, зависящая от энергии, что впервые позволило получить хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными по полным сечениям указанных реакций.
3. Разработан и реализован новый алгоритм расчета энергии и плотности вероятности основных состояний легких ядер на основе фейнмановских континуальных интегралов в евклидовом времени с использованием параллельных вычислений на графических процессорах (технологии NVIDIA CUDA). Алгоритм значительно сокращает время расчета (более чем в 100 раз) по сравнению с обычными

вычислениями и существенно расширяет возможности метода для исследования систем с большим числом степеней свободы.

4. Проведены расчеты основных состояний ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и получено согласие с экспериментальными данными. Результаты вычислений использованы для уточнения описания реакций с ядрами ${}^{3,6}\text{He}$.

Научная новизна

1. Впервые проведены расчеты сечений передачи нейтронов для значительного числа реакций с участием легких ядер-снарядов ${}^{3,6}\text{He}$ и представительным набором тяжелых ядер-мишеней на основе численного метода решения нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия нуклонов.
2. Показано, что в образование изотопа ${}^{198}\text{Au}$ основной вклад вносит срыв нейтрона с ядер ${}^{3,6}\text{He}$, процесс слияния с последующим испарением частиц из составного ядра дает пренебрежимо малый вклад; получено хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными. Показано, что образование изотопа ${}^{196}\text{Au}$ в реакции с ядром ${}^3\text{He}$ обусловлено подхватом нейтрона ядром ${}^3\text{He}$.
3. Показано, что в случае образования изотопов ${}^{44,46}\text{Sc}$, ${}^{64}\text{Zn}$ процессы передачи нейтронов и слияния ядер с последующим испарением частиц из составного ядра дают соизмеримые вклады; получено хорошее согласие с экспериментальными данными.
4. Впервые дано объяснение наблюдаемым особенностям полных сечений реакций ${}^{4,6}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ на основе решения нестационарного уравнения Шредингера и наглядных физических представлений об изменяемой в ходе столкновения внешней нейтронной оболочке слабосвязанных ядер-снарядов ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$; получено хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными.
5. Впервые проведены расчеты основных состояний легких ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ в рамках метода фейнмановских континуальных интегралов с использованием параллельных вычислений на графических процессорах (технологии NVIDIA CUDA); результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Теоретическая и практическая значимость работы

Определение механизмов и ключевых параметров, влияющих на передачи нуклонов в низкоэнергетических ядерных реакциях с участием легких ядер, имеет большую научно-практическую значимость. Проведенные расчеты дают возможность более полно

исследовать физические процессы, сопровождающие касательные столкновения атомных ядер, и выявить влияние структуры легких ядер-снарядов и свойств тяжелых ядер-мишеней на процессы передачи нуклонов (и/или их перераспределения). Впервые удалось объяснить экспериментальные данные для реакций ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$, ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Основная часть указанных экспериментальных данных получена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна.

Личный вклад соискателя

Основные результаты, изложенные в диссертации, получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие во всех этапах научно-исследовательской работы по теме диссертации – в проведении расчетов, написании компьютерных программ, обработке, анализе и обсуждении полученных результатов, подготовке статей к публикации.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. LXV Международная конференция по ядерной физике «Ядро 2015. Новые горизонты в области ядерной физики, атомной, фемто- и нанотехнологий», Санкт-Петербург, Россия, 29 июня – 3 июля 2015 г.
2. XXI International School on Nuclear Physics and Applications & International Symposium on Exotic Nuclei (ISEN-2015), Varna, Bulgaria, 6 – 12 September 2015.
3. Международная научная конференция «Параллельные вычислительные технологии (ПаВТ) 2016», Архангельск, Россия, 28 марта – 1 апреля 2016 г.
4. Международная Летняя Суперкомпьютерная Академия, Москва, Россия, 23 июня – 2 июля 2016 г.
5. International Workshop on Few-Body Systems (FBS-Dubna-2016), Dubna, Russia, 4 – 7 July 2016.
6. 7th International Conference «Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education» (GRID 2016), Dubna, Russia, 4 – 9 July 2016.
7. VIII International Symposium on EXOtic Nuclei (EXON-2016), Kazan, Russia, 4 – 10 September 2016.
8. 66 Международная научная конференция «Ядро-2016. Использование ядерно-физических методов в науке и технике», Саров, Россия, 11 – 14 октября 2016 г.

9. 25-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», Dubna, Russia, 22 – 26 May 2017.
10. 36th International Workshop on Nuclear Theory, Rila Mountains, Bulgaria, 25 June – 1 July 2017.
11. International Conference «Mathematical Modeling and Computational Physics, 2017» (MMCP2017), Dubna, Russia, 3 – 7 July 2017.
12. XXII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications, Varna, Bulgaria, 10 – 16 September 2017.
13. 26th Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC'2017), Budva, Montenegro, 25 – 29 September 2017.
14. The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2017), Moscow, Russia, 2 – 5 October 2017.

Результаты диссертации также докладывались и обсуждались на научных семинарах Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР) и Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова (ЛТФ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), а также группы теоретической и вычислительной физики ЛЯР ОИЯИ.

Результаты диссертации вошли в работу «Особенности механизма реакций со слабосвязанными легкими ядрами» (авторы: С. М. Лукьянов, Ю. Г. Соболев, А. С. Деникин, В. А. Маслов, М. А. Науменко, Ю. Э. Пенионжкевич, В. В. Самарин, Н. К. Скобелев, А. Куглер, Я. Мразек), которая была удостоена поощрительной премии ОИЯИ за 2016 год.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 19 работ, 5 из которых – статьи в рецензируемых научных изданиях из списка ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации – 148 страниц, включая 55 рисунков и 7 таблиц, список литературы содержит 198 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, дается краткий обзор по теме диссертации.

В первой главе предложен и реализован алгоритм параллельных вычислений энергий и плотностей вероятности для основных состояний малонуклонных систем методом континуальных интегралов Фейнмана. Использование параллельных вычислений позволило достичь ускорения времени расчетов более чем в 100 раз по сравнению с последовательными вычислениями. Были выполнены расчеты для ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и получено хорошее согласие с экспериментальными данными по энергиям связи этих ядер и по зарядовому распределению для ядра ${}^3\text{He}$.

Фейнмановский континуальный интеграл (интеграл по траекториям или пропагатор) для частицы с массой m и координатой q в евклидовом времени $\tau = it$ представляют в виде предела многократного интеграла

$$K_E(q, \tau; q_0, 0) = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\Delta\tau = \tau}} \int \dots \int \exp \left\{ -\frac{1}{\hbar} \sum_{k=1}^N \left[\frac{m(q_k - q_{k-1})^2}{2\Delta\tau} + V(q_k) \Delta\tau \right] \right\} C^N dq_1 dq_2 \dots dq_{N-1}, \quad (1)$$

где $V(q_k)$ – потенциальная энергия, $q_k = q(\tau_k)$, $\tau_k = k\Delta\tau$, $k = \overline{0, N}$, $q_N = q$, $C = [m/(2\pi\hbar\Delta\tau)]^{1/2}$.

Параллельные вычисления $K_E(q, \tau; q, 0)$ для фиксированного τ выполнялись методом Монте-Карло по формуле

$$K_E(q, \tau; q, 0) \approx \left(\frac{m}{2\pi\hbar\tau} \right)^{1/2} \left\langle \exp \left[-\frac{\Delta\tau}{\hbar} \sum_{k=1}^N V(q_k) \right] \right\rangle_{0, N}, \quad (2)$$

где угловыми скобками $\langle \rangle$ обозначено усреднение по случайным траекториям $Q = \{q_0, q_1, \dots, q_{N-1}, q_N\}$, $q_0 = q_N = q$, $q_k = f(q, k\Delta\tau)$, $N = \tau / \Delta\tau$ с точками $\{q_1, \dots, q_{N-1}\}$, имеющими многомерное гауссово распределение в соответствии с формулой (1). Поведение пропагатора в пределе при $\tau \rightarrow \infty$

$$K_E(q, \tau; q, 0) \rightarrow |\Psi_0(q)|^2 \exp\left(-\frac{E_0\tau}{\hbar}\right), \quad \ln K_E(q, \tau; q, 0) \rightarrow \ln |\Psi_0(q)|^2 - \frac{E_0\tau}{\hbar}, \quad \tau \rightarrow \infty \quad (3)$$

с обобщением расчетной схемы на трехмерный случай и системы нескольких частиц было использовано для нахождения энергии E_0 и квадрата модуля волновой функции $|\Psi_0|^2$ основного состояния легких малонуклонных ядер. При расчетах применялись безразмерные

переменные $\tilde{q} = q/x_0$, $\tilde{K}_E = K_E x_0$, $\tilde{V} = V(q)/\varepsilon_0$, $\tilde{E}_0 = E_0/\varepsilon_0$, $\tilde{m} = m/m_0$, $\tilde{\tau} = \tau/t_0$, $\Delta\tilde{\tau} = \Delta\tau/t_0$, где постоянные $x_0 = 1$ фм, $\varepsilon_0 = 1$ МэВ, m_0 – масса нейтрона, $t_0 = m_0 x_0^2/\hbar \approx 1.57 \cdot 10^{-23}$ с, $b_0 = t_0 \varepsilon_0/\hbar \approx 0.02412$.

Для ядер ${}^2,3\text{H}$, ${}^3,4\text{He}$ были использованы эффективные парные центральные нуклон-нуклонные потенциалы с отталкивательным кором в форме суммы трех гауссовых экспонент, подобные известному потенциалу МЗУ (рисунок 1а).

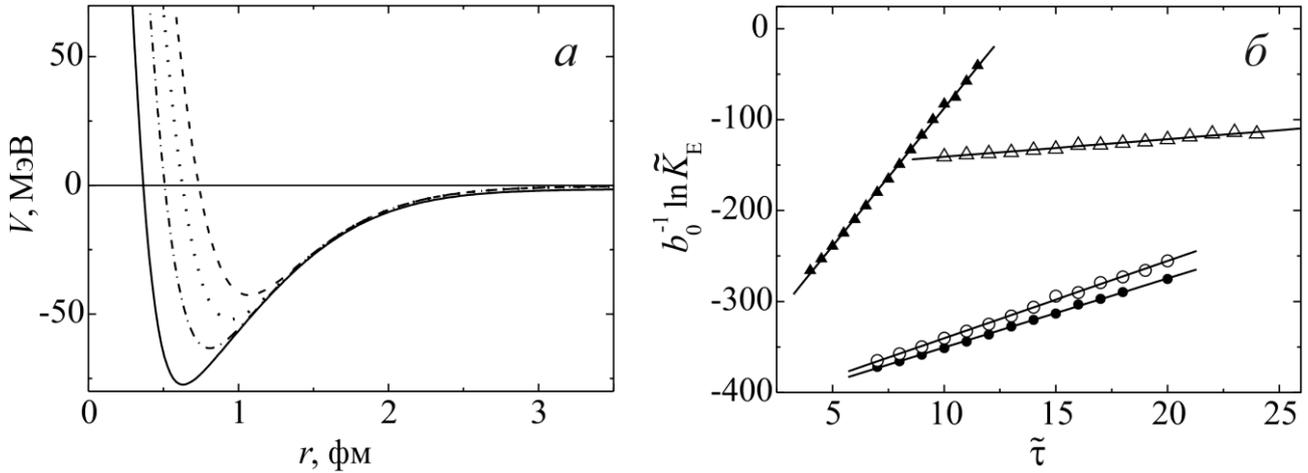


Рисунок 1. (а) Потенциалы взаимодействия нейтрона и протона с параллельными спинами $V_{n-p}^{\uparrow\uparrow}(r)$ (сплошная линия), с антипараллельными спинами $V_{n-p}^{\uparrow\downarrow}(r)$ (точечная линия), не зависящий от спинов $V_{n-p}(r)$ (штрих-пунктирная линия) и взаимодействия двух одинаковых нуклонов $V_{n-n}(r) \equiv V_{p-p}^{(N)}(r)$ (штриховая линия). (б) Зависимость логарифма пропагатора $b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E$ от евклидова времени $\tilde{\tau}$ для ядер ${}^2\text{H}$ (пустые треугольники), ${}^3\text{H}$ (пустые кружки), ${}^3\text{He}$ (заполненные кружки) и ${}^4\text{He}$ (заполненные треугольники): линии – результаты линейной регрессии; расчет методом Монте-Карло для $n = 7 \cdot 10^7$ траекторий с шагом сетки $\Delta\tilde{\tau} = 0.01$.

Выбранные значения параметров потенциалов обеспечили близость вычисленных с помощью формул (2), (3) значений энергий связи ядер ${}^2,3\text{H}$, ${}^3,4\text{He}$ к экспериментальным значениям (рисунок 1б и таблица 1).

Результаты расчетов плотности вероятности $|\Psi_0(x, y, \cos\theta)|^2$ для ядра ${}^3\text{He}$ в координатах Якоби \vec{x}, \vec{y} показаны на рисунке 2.

Расчеты для ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ проводились похожим образом.

Таблица 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергий связи для ряда легких ядер.

Атомное ядро	Конфигурация	Экспериментальное значение, МэВ	Теоретическое значение, МэВ	
			с $V_{n-p}^{\uparrow\uparrow}(r), V_{n-p}^{\uparrow\downarrow}(r)$	с $V_{n-p}(r)$
${}^2\text{H}$	$n + p$	2.225	2.22 ± 0.15	
${}^3\text{H}$	$n + n + p$	8.482	8.21 ± 0.3	8.23 ± 0.3
${}^3\text{He}$	$n + p + p$	7.718	7.37 ± 0.3	7.46 ± 0.3
${}^4\text{He}$	$n + n + p + p$	28.296	30.60 ± 1.0	30.68 ± 1.0

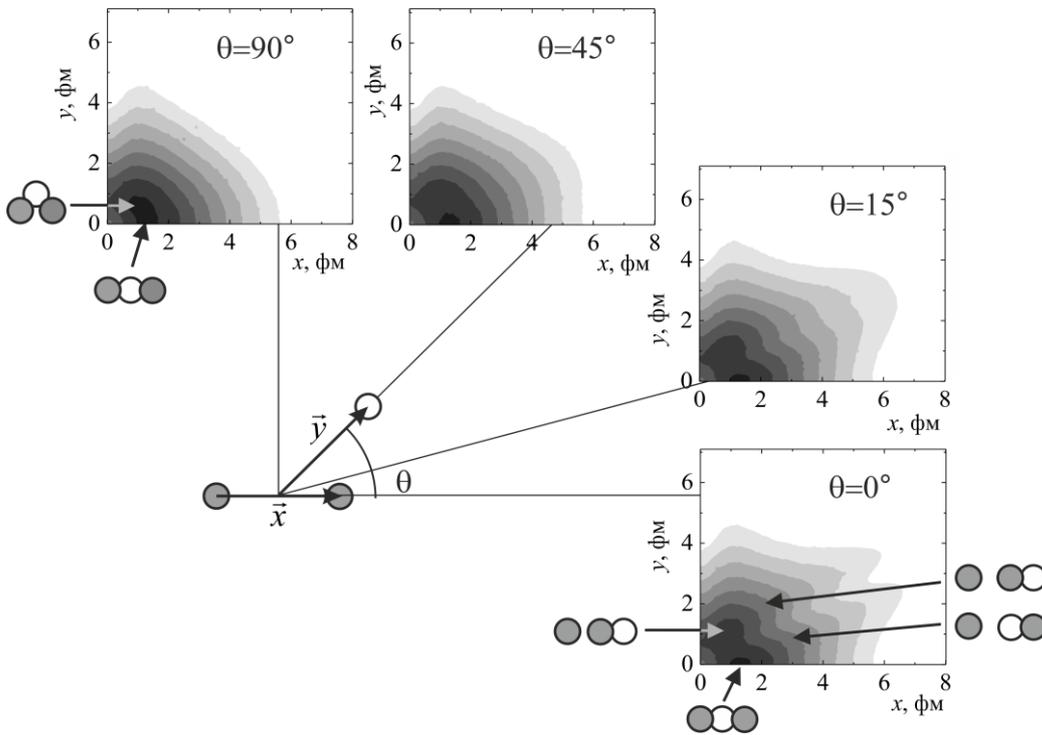


Рисунок 2. Топография плотности вероятности $|\Psi_0(x, y, \cos\theta)|^2$ основного состояния ядра ${}^3\text{He}$ ($n + p + p$) для $\tilde{\tau} = 10$ (смотрите рисунок 1б). Указаны векторы \vec{x}, \vec{y} в координатах Якоби и примеры положения нейтронов (пустые кружки) и протонов (закрашенные кружки).

Во второй главе сформулирована модель для расчетов перераспределения и сечений передачи нейтронов при столкновениях с участием легких ядер на основе решения нестационарного уравнения Шредингера для двухкомпонентной спинорной волновой функции нейтрона $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_1(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) + V_2(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) + \hat{V}_{LS}^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) + \hat{V}_{LS}^{(2)}(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) \right\} \Psi(\vec{r}, t), \quad (4)$$

где V_1, V_2 – потенциалы среднего поля, действующего на нейтрон в ядре-снаряде и ядре-мишени, $\hat{V}_{LS}^{(1)}, \hat{V}_{LS}^{(2)}$ – соответствующие операторы спин-орбитального взаимодействия, в комбинации с классическими уравнениями движения центров атомных ядер $\vec{r}_1(t), \vec{r}_2(t)$.

Начальные волновые функции Ψ нейтронов были вычислены в рамках оболочечной модели с параметрами, обеспечивающими близость энергий отделения нейтрона к экспериментальным значениям. Для изотопов гелия предложена новая форма среднего поля с максимумом в центре ядра, учитывающая отталкивательный кор нуклон-нуклонного взаимодействия и свойства точных волновых функций основных состояний малонуклонных систем, найденных в главе 1. Для ядра ${}^3\text{He}$ это приводит к лучшему (по сравнению с полем с минимумом в центре ядра) согласию между теоретическим и экспериментальным зарядовыми распределениями.

Характерная картина изменения плотности вероятности $\rho = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2$ нейтрона при его срыве в ходе столкновения ядер ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ показана на рисунке 3.

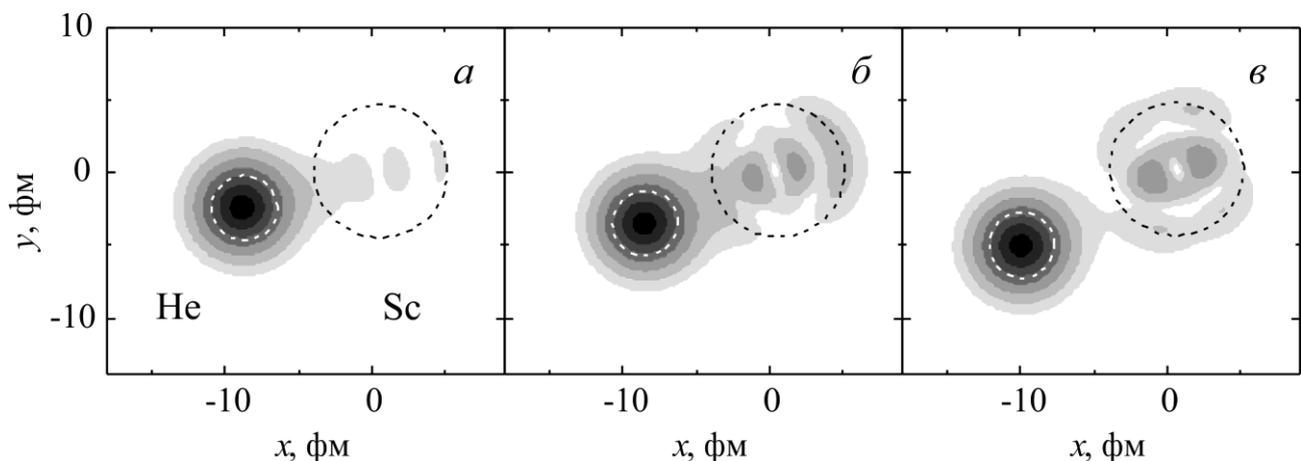


Рисунок 3. Пример эволюции плотности вероятности нейтрона ядра ${}^3\text{He}$ (слева) в процессе столкновения с ядром ${}^{45}\text{Sc}$ (справа) при энергии $E_{\text{cm}} = 6.5$ МэВ и прицельном параметре столкновения $b = 1.5$ фм; радиусы окружностей равны эффективным радиусам ядер $R_1 = 2.2$ фм, $R_2 = 4.5$ фм. Ходу времени соответствует расположение рисунков *a-б-в*.

По волновой функции $\Psi(\vec{r}, t)$ нейтрона в разлетающихся после столкновения ядрах определялись заселенности одноцентровых состояний $|a_k(t)|^2$ и вероятности $W_i(b, E, t)$ нахождения нейтрона в окрестности i -го ядра (здесь b – прицельный параметр столкновения, E – энергия в системе центра масс). Для нейтрона, первоначально принадлежащего ядру 1 (или 2), величина $p(b, E) = \lim_{t \rightarrow \infty} W_2(b, E, t)$ (или $p(b, E) = \lim_{t \rightarrow \infty} W_1(b, E, t)$)

представляет собой вероятность потери нейтрона ядром 1 (или 2). Эту величину можно принять за вероятность захвата нейтрона другим ядром без учета принципа Паули. При учете принципа Паули вероятность захвата равна сумме заселенностей состояний, не занятых до столкновения

$$\bar{p}(b, E) = \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_k |a_k(t)|^2. \quad (5)$$

Сечение передачи вычислялось путем интегрирования вероятности передачи нейтрона $p(b, E)$ по прицельным параметрам b

$$\sigma(E) = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} p(b, E) b db, \quad (6)$$

где прицельный параметр b_{\min} соответствует траектории с расстоянием наименьшего сближения ядер $R_{\min} = R_1 + R_2$. В случае реакций ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ для траекторий с прицельным параметром столкновения $b \geq b_B$ и расстоянием наименьшего сближения ядер $R_{\min}(b, E) \geq R_B$ (где $b = b_B$ соответствует $R_{\min} = R_B$, R_B – положение вершины кулоновского барьера) вероятность передачи нейтрона с хорошей точностью сглаживалась зависимостью

$$p(b, E) \approx \exp[A(E) - B(E)R_{\min}(b, E)], \quad (7)$$

а при расстоянии наименьшего сближения ядер $R_1 + R_2 \leq R_{\min}(b, E) \leq R_B$ принималась равной $p(b_B, E)$.

Для реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ величина b_{\min} и функция $p(b, E)$ определялись по-другому, с учетом возможности сохранения целостности α -частичного остова ядра ${}^6\text{He}$ при движении через поверхностную область ядра ${}^{197}\text{Au}$. При срыве нейтрона в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ на вид функции $p(b, E)$ дополнительно влиял резонансный характер туннелирования между высоколежащими уровнями ядер.

При анализе экспериментальных сечений образования изотопов также учитывалась возможность их образования путем слияния сталкивающихся ядер с последующим испарением нуклонов и α -частиц. С этой целью использовались вычислительные коды для расчетов сечения слияния и образования испарительных остатков в статистической модели, доступные в базе знаний NRV (<http://nr.v.jinr.ru/>). Результаты расчетов сечения образования изотопа ${}^{46}\text{Sc}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ с учетом слияния-испарения показаны на рисунке 4а. Сечение образования изотопа ${}^{46}\text{Sc}$ после испарения из компаунд-ядра двух протонов, вычисленное с помощью кода статистической модели базы знаний NRV, дает хорошее

согласие с экспериментальными данными, а найденное с помощью кода RАСЕ4 оказывается заметно меньшим. Сумма сечений передачи и слияния-испарения в обоих случаях оказывается близкой к экспериментальным данным при энергиях выше кулоновского барьера. Излом в сечении передачи в области кулоновского барьера связан с тем, что при этих энергиях вступает в действие процесс слияния, который резко ограничивает дальнейший рост сечения передачи, а возникающий затем небольшой спад обусловлен тем, что при больших энергиях столкновения нейтрон не успевают передаваться.

Сравнение экспериментальных данных по выходу изотопа ^{44}Sc в реакции $^3\text{He} + ^{45}\text{Sc}$ с теоретическими расчетами показано на рисунке 4б. Подхват нейтрона ядром ^3He из ядра ^{45}Sc дает основной вклад в образование ядра ^{44}Sc . В интервале энергий от 10 до 15 МэВ вероятность испарения α -частицы из компаунд-ядра становится сопоставимой с экспериментальными данными. В целом, расчет дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

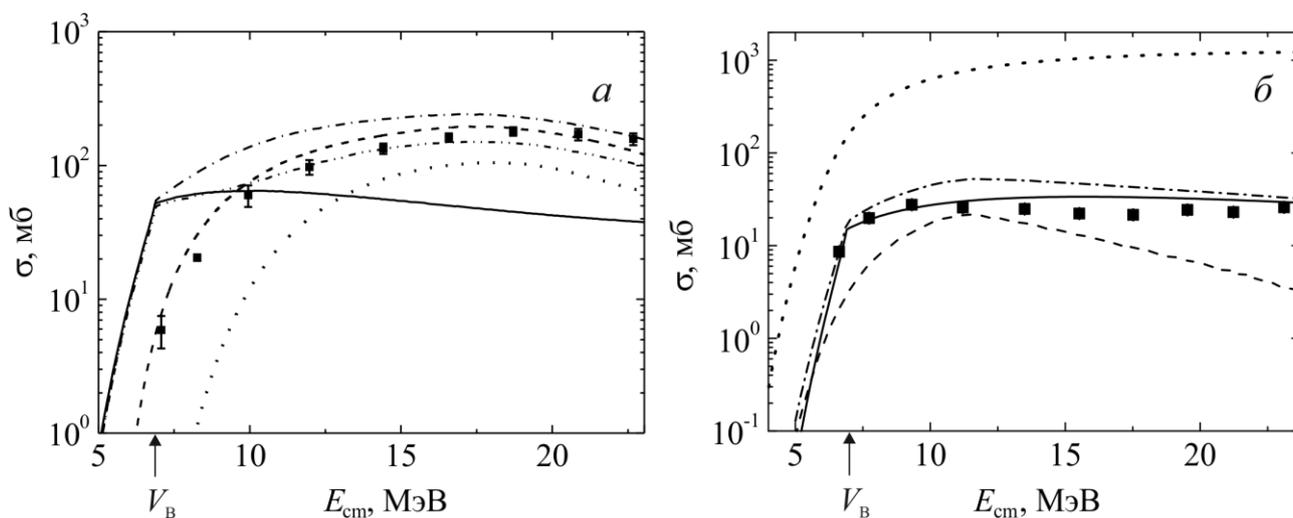


Рисунок 4. (а) Сечение образования изотопа ^{46}Sc : экспериментальные данные (квадраты), расчет для процесса передачи (сплошная линия) и с помощью кода статистической модели базы знаний NRV для процесса слияния-испарения двух протонов ($2p$, штриховая линия), их сумма (штрих-пунктирная линия), точечная линия – расчет сечения слияния-испарения с помощью кода RАСЕ4 и соответствующая сумма с сечением передачи (штрих-пунктирная линия с 2 точками). (б) Сечение образования изотопа ^{44}Sc : экспериментальные данные (квадраты), расчет для процесса передачи (сплошная линия), расчет с помощью кода статистической модели базы знаний NRV для процесса слияния-испарения α -частицы (штриховая линия), штрих-пунктирная линия – сумма сечений для процессов передачи и слияния-испарения, точечная линия – сечение слияния. Здесь и далее стрелка – кулоновский барьер V_B .

Сравнение экспериментальных данных по выходу изотопа ^{198}Au в реакции $^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$ с теоретическими расчетами показано на рисунке 5а. Сечение образования этого изотопа после испарения из компаунд-ядра двух протонов, вычисленное с помощью кода статистической модели базы знаний NRV, оказалось менее 10^{-2} мб, и не показано на графике. Малость данного сечения связана с большой величиной кулоновского барьера, препятствующего вылету протонов. Рассчитанное сечение процесса передачи хорошо согласуется с экспериментальными данными.

При энергиях ниже кулоновского барьера результаты расчета сечения передачи нейтрона для изотопа ^{198}Au оказываются больше экспериментальных данных, а для изотопа ^{46}Sc – существенно больше. Это можно объяснить преобладанием передачи нейтрона в возбужденные состояния ядра-мишени, что должно сопровождаться уменьшением кинетической энергии сближения ядер, увеличением значения R_{\min} и тем самым снижением вероятности перехода.

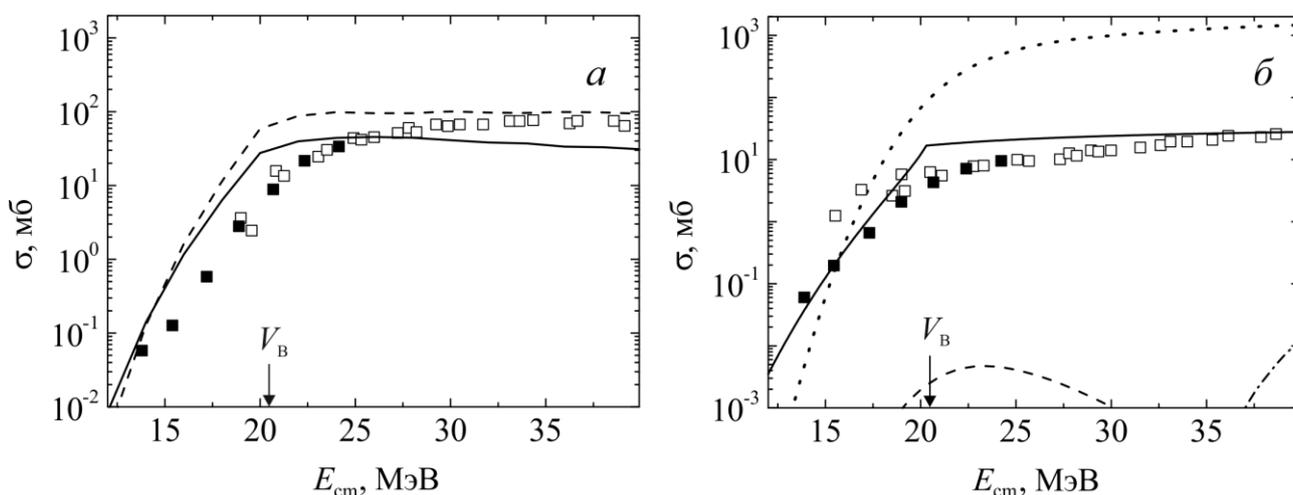


Рисунок 5. (а) Сечение образования изотопа ^{198}Au : экспериментальные данные (квадраты) и расчет для процесса передачи с учетом (сплошная линия) и (для сравнения) без учета принципа Паули (штриховая линия). (б) Сечение образования изотопа ^{196}Au : экспериментальные данные (квадраты), расчет для процесса передачи (сплошная линия), с помощью кода статистической модели базы знаний NRV для процессов слияния с испарением α -частицы (штриховая линия), двух протонов и двух нейтронов ($2p2n$, штрих-пунктирная линия); точечная линия – сечение слияния.

Сравнение экспериментальных данных по выходу изотопа ^{196}Au в реакции $^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$ с теоретическими расчетами показано на рисунке 5б. Сечение образования изотопа ^{196}Au после испарения α -частицы из компаунд-ядра при энергиях выше кулоновского барьера

существенно (на два порядка) ниже экспериментальных данных. Это объясняется высоким кулоновским барьером, препятствующим вылету α -частицы из компаунд-ядра с большим зарядом. Как видно из рисунка 5б, расчет сечения подхвата нейтрона ядром ${}^3\text{He}$ из ядра ${}^{197}\text{Au}$ дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

Сравнение экспериментальных данных по выходам изотопов ${}^{198}\text{Au}$ и ${}^{196}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ показано на рисунках 6а и 6б, соответственно. Очевидно, что в данном случае вкладом слияния и последующего испарения в экспериментальные данные можно пренебречь, что связано с большой величиной кулоновского барьера, препятствующего вылету α -частицы. Выход изотопа ${}^{198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ уже исследовался ранее, но без оценки возможного вклада процесса слияния-испарения.

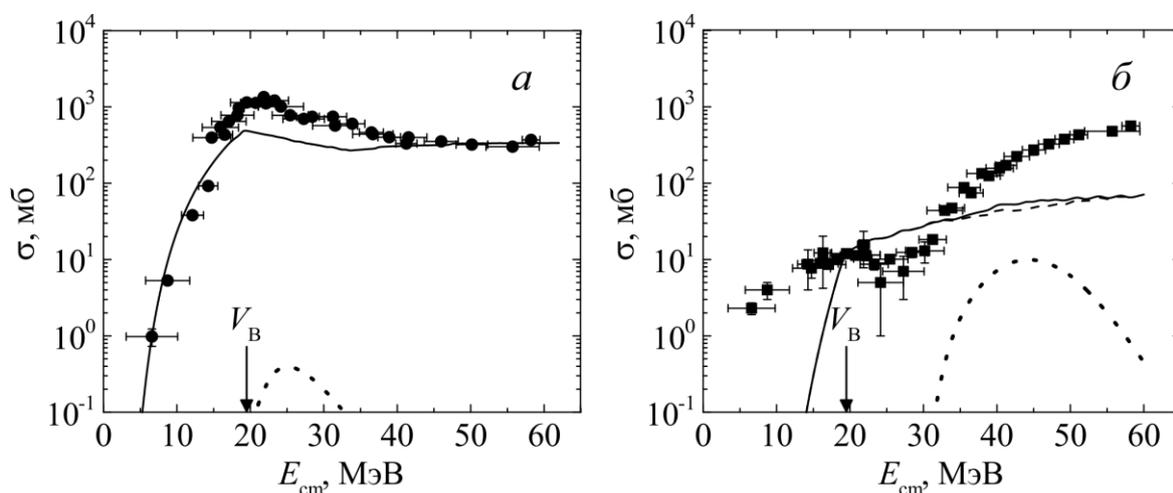


Рисунок 6. Сечения образования изотопов ${}^{198}\text{Au}$ (а) и ${}^{196}\text{Au}$ (б) в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$. Символы – экспериментальные данные, точечные кривые – результаты расчета слияния-испарения αn (а) и $\alpha 3n$ (б) с помощью кода статистической модели базы знаний NRV, сплошная линия (а) и пунктирная линия (б) – расчет для процесса передачи, сплошная линия (б) – сумма сечений процессов передачи и слияния-испарения.

Таким образом, получено хорошее согласие с экспериментальными данными по сечениям образования изотопов ${}^{44,46}\text{Sc}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, в ${}^{46}\text{Sc}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{65}\text{Zn}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ и ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$. Основная часть указанных экспериментальных данных была получена с участием ЛЯР ОИЯИ.

В третьей главе проведено теоретическое исследование влияния процессов перераспределения нейтронов на полные сечения реакций с легкими слабосвязанными

ядрами ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ при энергиях E_{lab} в диапазоне 5–60 А МэВ. На основе решения нестационарного уравнения Шредингера, описанного в главе 2, был проведен расчет эволюции волновых функций внешних нейтронов ядер-снарядов в процессе столкновения с ядрами-мишенями при различных энергиях. Примеры эволюции плотности вероятности $\rho = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2$ внешних нейтронов ядра ${}^9\text{Li}$ при его столкновении с ядром ${}^{28}\text{Si}$ для энергий $E_{\text{lab}} = 2$ А МэВ, 15 А МэВ и 60 А МэВ приведены на рисунке 7. Видно, что поведение плотности вероятности заметно отличается при различных энергиях – при низких энергиях образуются «молекулярные» состояния, охватывающие оба ядра и напоминающие рисунок 3, при промежуточных энергиях плотность вероятности в значительной мере концентрируется в области между двумя ядрами, а при больших энергиях нейтроны не успевают перераспределиться.

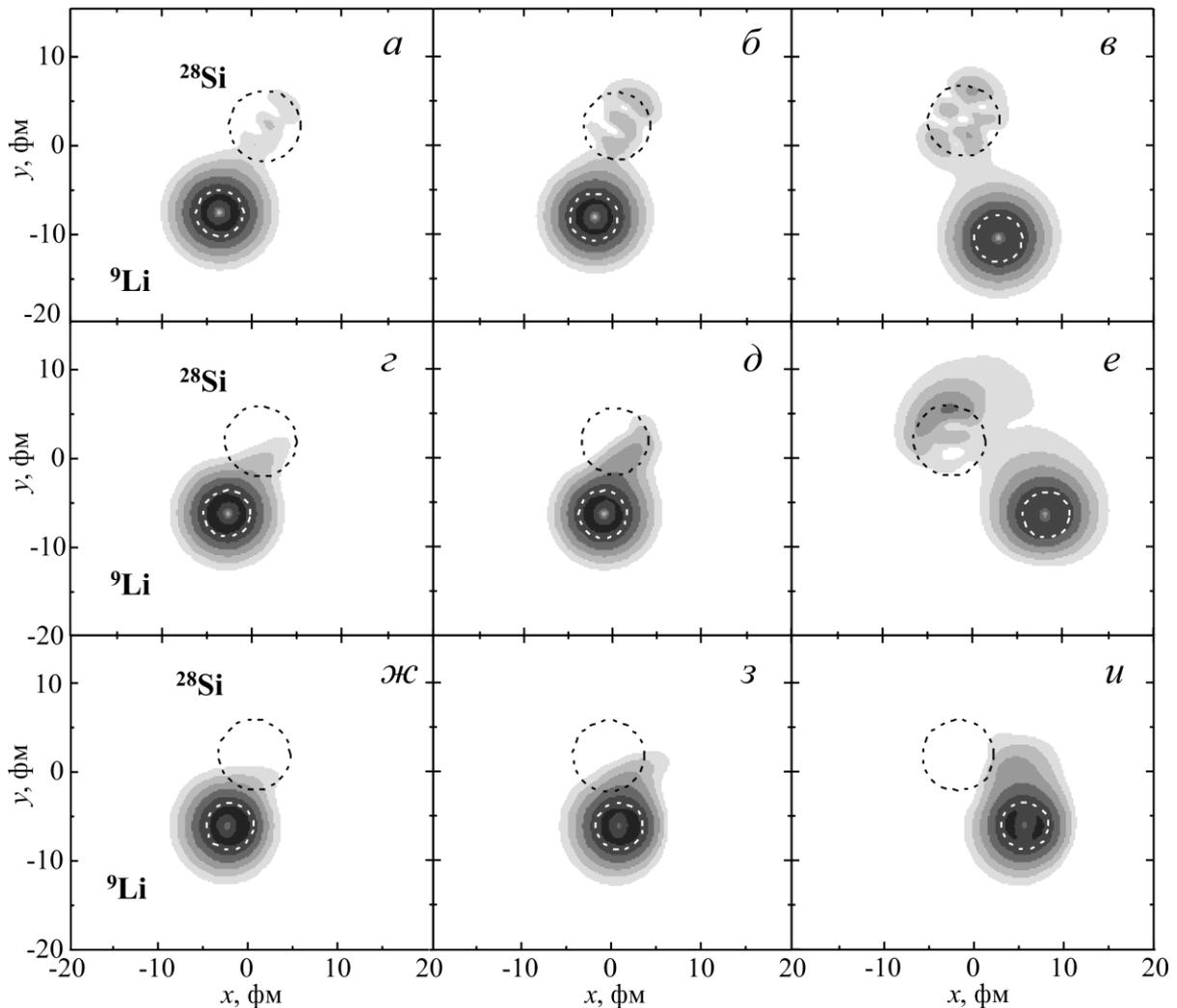


Рисунок 7. Примеры эволюции плотности вероятности внешних нейтронов ядра ${}^9\text{Li}$ при его столкновении с ядром ${}^{28}\text{Si}$ для энергий $E_{\text{lab}} = 2$ А МэВ (*а,б,в*), 15 А МэВ (*г,д,е*) и 60 А МэВ (*ж,з,и*). Ходу времени отвечает расположение слева направо.

Качественный характер перераспределения внешних нейтронов при сближении ядер зависит от соотношения между средними величинами скорости $\langle v \rangle$ внешнего нейтрона в ядре-снаряде и относительной скорости v_{rel} ядер в процессе столкновения. Средняя кинетическая энергия $\langle \varepsilon \rangle$ слабосвязанных нейтронов в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ была оценена в рамках оболочечной модели, при этом $\langle v \rangle = \sqrt{2\langle \varepsilon \rangle / m_0}$. Из оценки $v_{\text{rel}} \sim v_1 = \sqrt{2E_{\text{lab}} / m_1}$, где E_{lab} – энергия в лабораторной системе ядра-снаряда с массой $m_1 = A\mu_0$ и массовым числом A , μ_0 – атомная единица массы $\mu_0 \approx m_0$, следует оценка для отношения скоростей

$$\frac{v_1}{\langle v \rangle} \approx \gamma \equiv \left(\frac{E_{\text{lab}}}{\langle \varepsilon \rangle A} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Значения величины γ могут служить общим критерием степени адиабатичности столкновения. При низких энергиях, в случае $v_1 \ll \langle v \rangle$, $\gamma \ll 1$, за время пролета ядра-снаряда рядом с ядром-мишенью быстро движущиеся слабосвязанные нейтроны могут образовать одно или нескольких двуцентровых «молекулярных» состояний. В предельно неадиабатическом случае, когда $v_1 \gg \langle v \rangle$, $\gamma \gg 1$, нейтрон за время пролета не успевает перераспределиться или передаться на ядро-мишень.

В рамках оптической модели реальная часть потенциала $\bar{V}(R)$ для ядер с «замороженными» нейтронами была дополнена неадиабатической поправкой, возникающей в результате увеличения плотности вероятности нейтронов между поверхностями ядер при их сближении (рисунок 7d)

$$V_d(R, E_{\text{lab}}) = \bar{V}(R) + \eta(E_{\text{lab}}) \delta V_d(R, E_{\text{lab}}) \quad (9)$$

с функцией $\delta V_d(R(t), E_{\text{lab}})$

$$\delta V_d(R(t), E_{\text{lab}}) = \int_{\Omega} d^3r \delta \rho_1(r, t) U_T(|\vec{r} - \vec{r}_2(t)|), \quad (10)$$

где $U_T(r)$ – среднее поле нейтронов в ядре-мишени, $\delta \rho_1(r, t) = \rho_1(r, t) - \rho_1^{(0)}(r)$, $\rho_1(r, t)$ – плотность вероятности внешних нейтронов ядра-снаряда, $\rho_1^{(0)}(r)$ – аналогичная плотность, вычисленная в отсутствие взаимодействия этих нейтронов с ядром-мишенью, Ω – область между поверхностями ядер,

$$\eta(E_{\text{lab}}) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{1}{\alpha} \left(\langle \varepsilon \rangle - \left(\frac{E_{\text{lab}}}{A} \right) \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (11)$$

$\langle \varepsilon \rangle = 10$ МэВ – средняя кинетическая энергия внешних нейтронов в ядре-снаряде, $\alpha = 1.8$ МэВ. Неадиабатическая поправка $\delta V_d(R, E_{\text{lab}})$ уменьшает высоту V_B и сдвигает

вправо положение $R_B(E_{\text{lab}})$ кулоновского барьера и радиус R_b , входящий в мнимую часть потенциала

$$R_B(E_{\text{lab}}) = R_{B,0} + \delta R_B(E_{\text{lab}}), \quad R_b(E_{\text{lab}}) = R_a + k\delta R_B(E_{\text{lab}}). \quad (12)$$

Для мнимой части потенциала использовалось выражение с экспоненциальной зависимостью

$$W(r) = \begin{cases} -W_1, & r < R_b \\ W_1 \exp\left(-\frac{r-R_b}{b}\right), & r \geq R_b \end{cases}, \quad (13)$$

где $b = 1$ фм, $k = 2$, $R_a = 5.8$ фм для реакции ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. В случае реакций с ядрами ${}^4\text{He}$ и ${}^{6,7}\text{Li}$ для реальной и мнимой частей ядерного потенциала использовалась форма Вудса–Саксона с параметрами, полученными путем фитирования угловых распределений упругого рассеяния.

Результаты расчета полных сечений реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными (рисунок 8). Таким образом, предложенный физический механизм объясняет наблюдаемые особенности полных сечений реакций.

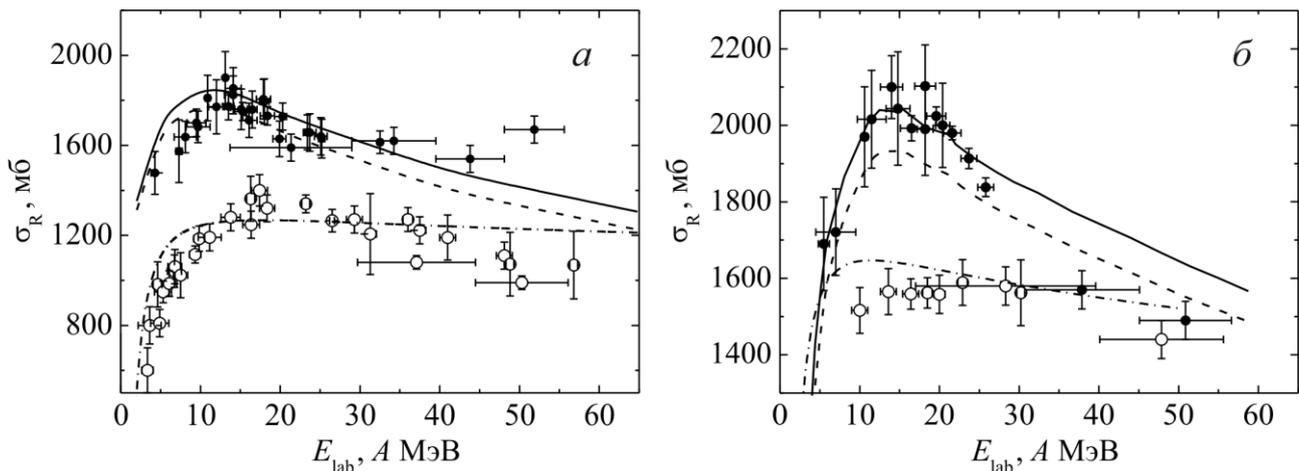


Рисунок 8. Полные сечения реакций ${}^4,6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ (а) и ${}^{7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (б), символы – экспериментальные данные: ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (точки), ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (кружки), кривые – результаты расчетов в оптической модели с потенциалами (9), (13): (а) для $R_a = 5.0$ фм (сплошная линия) и $R_a = 4.8$ фм (штриховая линия), (б) для $R_a = 5.8$ фм (сплошная линия) и $R_a = 5.6$ фм (штриховая линия); штрих-пунктирные линии – результаты расчетов для реакций ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ (а) и ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (б).

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Проведен расчет вероятностей и сечений передачи нейтрона для реакций с участием ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ в рамках метода, основанного на решении нестационарного уравнения Шредингера, и получено хорошее согласие с экспериментальными данными по сечениям образования изотопов:
 - ${}^{44,46}\text{Sc}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$,
 - ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$,
 - ${}^{46}\text{Sc}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$,
 - ${}^{65}\text{Zn}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$,
 - ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$.
2. Исследована зависимость сечений передачи нейтрона от энергии и свойств сталкивающихся ядер. Учтена возможность образования изотопов путем слияния-испарения; выявлена зависимость вклада процесса слияния-испарения в сечения образования изотопов от энергии столкновения и комбинации снаряд-мишень. В случае реакций ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ и ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ вкладом слияния и последующего испарения в экспериментальные данные можно пренебречь, тогда как в случае реакций ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ и ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$, данный вклад заметен. Это объясняется высоким кулоновским барьером, препятствующим испарению протонов и альфа-частиц из составного ядра для реакций ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ и ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$.
3. Проведенные расчеты указывают на эффективность метода, основанного на решении нестационарного уравнения Шредингера, для анализа процессов передачи нейтронов в низкоэнергетических ядерных реакциях с участием легких ядер-снарядов и представительного набора тяжелых ядер-мишеней.
4. Предложен физический механизм, качественно объясняющий наблюдаемые особенности полных сечений реакций ${}^{4,6}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ следствием перехода от адиабатического режима к неадиабатическому режиму поведения внешней нейтронной оболочки ядер-снарядов ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в ходе касательного столкновения с ядром-мишенью. Введение поправки к потенциалу, полученной на основе решения нестационарного уравнения Шредингера, в расчеты в рамках оптической модели впервые позволило получить хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными по полным сечениям реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$.

5. Впервые проведены расчеты основных состояний ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ в рамках метода фейнмановских континуальных интегралов с использованием параллельных вычислений на графических процессорах (технологии NVIDIA CUDA); результаты расчетов согласуются с результатами оболочечной модели и экспериментальными данными; данные расчеты дают новую возможность в рамках единого подхода исследовать основные состояния малонуклонных и кластерных ядер с использованием единого набора потенциалов.

Результаты, полученные в диссертации, могут быть полезны при дальнейшем исследовании процессов передачи нуклонов и/или кластеров с использованием волновых функций, найденных методом фейнмановских континуальных интегралов, в качестве начальных условий при реализации решения нестационарного уравнения Шредингера для нескольких частиц с применением современных параллельных вычислительных технологий. Это позволит также более детально анализировать результаты экспериментального изучения реакций с легкими, экзотическими и радиоактивными ядрами, полученные как в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна, так и в других научных центрах, а также использовать модель для предсказания результатов и планирования новых экспериментов.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Пенионжкевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В., Науменко М.А. Особенности полных сечений реакций со слабосвязанными ядрами ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ // ЯФ. 2017. Т. 80, № 5. С. 525–538.
2. Самарин В.В., Науменко М.А. Исследование основных состояний ядер ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ методом фейнмановских континуальных интегралов // ЯФ. 2017. Т. 80, № 5. С. 473–485.
3. Науменко М.А., Самарин В. В., Пенионжкевич Ю. Э., Скобелев Н. К. Околобарьерные передачи нейтрона в реакциях с ядром ${}^3\text{He}$ // Изв. РАН Сер. физ. 2016. Т. 80, № 3. С. 294–303.
4. Науменко М.А., Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э., Скобелев Н.К. Околобарьерные передачи нейтрона в реакциях ${}^6\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{197}\text{Au}$ // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81, № 6. С. 784–790.

5. Самарин В.В., Науменко М.А. Изучение основных состояний нуклидов ${}^{3,4,6}\text{He}$ методом фейнмановских континуальных интегралов // Изв. РАН Сер. физ. 2016. Т. 80, № 3. С. 314–321.
6. Samarin V.V., Naumenko M.A., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Kroha V., and Mrazek J. Near-barrier neutron transfer in reactions ${}^{3,6}\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ and ${}^{3,6}\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ // J. Phys. Conf. Ser. 2016. Vol. 724, № 1. P. 012043.
7. Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V., and Naumenko M.A. Study of enhancement of total cross sections of reactions with ${}^6\text{He}$, ${}^6,9\text{Li}$ nuclei // Eurasian J. Phys. Funct. Mater. 2017. Vol. 1, № 1. P. 12–18.
8. Naumenko M.A., Penionzhkevich Yu.E., Samarin V.V., Skobelev N.K. Neutron transfer in reactions with light weakly-bound nuclei // Eurasian J. Phys. Funct. Mater. 2017. Vol. 1, № 1. P. 25–29.
9. Naumenko M.A., Samarin V.V. Near-barrier nucleon transfer in reactions ${}^{3,6}\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{64}\text{Zn}$ // Nucl. Theory / ed. Gaidarov M., Minkov N. 2017. Vol. 36. P. 21–30.
10. Naumenko M.A., Samarin V.V. Application of CUDA technology to calculation of ground states of few-body nuclei by Feynman's continual integrals method // Supercomput. Front. Innov. 2016. Vol. 3, № 2. P. 80–95.
11. Samarin V.V., Naumenko M.A., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Kroha V., and Mrazek J. Near-barrier neutron transfer in reactions ${}^{3,6}\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ // Exotic Nuclei. World Scientific, 2015. P. 115–125.
12. Naumenko M.A., Samarin V.V. Application of CUDA technology for calculation of ground states of few-body nuclei by Feynman's continual integrals method // Параллельные вычислительные технологии (ПаВТ'2016): труды международной научной конференции (28 марта – 1 апреля 2016 г., г. Архангельск). Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2016. С. 8–19.
13. Naumenko M.A., Samarin V.V. Calculation of ground states of few-body nuclei using NVIDIA CUDA technology // Proceedings of the 7th International Conference “Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education (GRID 2016) (Dubna, Russia, July 4 – 9, 2016). CEUR Workshop Proceedings (CEUR-WS.org), 2017. P. 376–380.
14. Samarin V.V., Naumenko M.A. Study of ground states of few-body and cluster nuclei by Feynman's continual integrals method // Exotic Nuclei. World Scientific, 2017. P. 93–99.
15. Naumenko M.A., Penionzhkevich Yu.E., Samarin V.V., Skobelev N.K. Neutron rearrangement in reactions with light weakly bound nuclei // Exotic Nuclei. World Scientific, 2017. P. 67–71.

16. Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V., and Naumenko M.A. Energy dependence of total cross sections for reactions with ${}^6\text{He}$, ${}^6,9\text{Li}$ nuclei // Exotic Nuclei. World Scientific, 2017. P. 78–86.
17. Samarin V.V., Naumenko M.A. Application of NVIDIA CUDA technology to calculation of ground states of few-body nuclei // Selected Papers of the 26th International Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC 2017) (Budva, Montenegro, September 25 – 29, 2017). CEUR Workshop Proceedings (CEUR-WS.org), 2017. P. 259–264.
18. Naumenko M.A., Samarin V.V. Parallel implementation of numerical solution of few-body problem using Feynman's continual integrals // Book of abstracts of International Conference "Mathematical Modeling and Computational Physics, 2017" (MMCP2017) (Dubna, Russia, 3 – 7 July 2017). Dubna, 2017. P. 49–49.
19. Samarin V.V., Naumenko M.A. Neutrons in light nuclei and neutron transfer in reactions with light nuclei // Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics: Abstracts of the XXV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Dubna, Russia, May 22 – 26, 2017). Dubna, Russia: JINR, 2017. P. 80–80.