

На правах рукописи

Конобеевский Евгений Сергеевич

Исследование нейтрон-нейтронного
взаимодействия в реакциях с двумя нейтронами
в конечном состоянии

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Официальные оппоненты:

Пенионжкевич Юрий Эрастович,

доктор физико-математических наук, профессор, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова, начальник сектора.

Зеленская Наталья Семеновна,

доктор физико-математических наук, профессор, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, отдел ядерных реакций, главный научный сотрудник.

Демьянова Алла Сергеевна,

доктор физико-математических наук, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», лаборатория ядерных структур, начальник лаборатории.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, лаборатория адронов и ядер

Защита состоится _____ в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте <http://www.inr.ru>

Автореферат разослан _____

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.119.01
канд. физ.-мат. наук

С.В. Демидов

Общая характеристика работы

Диссертационная работа «Исследование нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакциях с двумя нейтронами в конечном состоянии» выполнена в соответствии с научной программой Института ядерных исследований РАН и государственным заданием по развитию фундаментальных и прикладных исследований.

Актуальность

Вскоре после открытия Дж.Чедвиком нейтрона, В.Гейзенберг в 1932 году сформулировал принцип зарядовой независимости ядерных сил, согласно которому взаимодействие между любой парой нуклонов (pp , np , nn) аналогично [1]. Более слабое утверждение — принцип зарядовой симметрии — равенство pp и nn сил в синглетном состоянии. Проверкой этих утверждений, т.е. исследованием нуклон-нуклонного взаимодействия, занималось огромное число физиков-ядерщиков на протяжении почти столетия. Накоплено большое количество данных по pp - и np -взаимодействиям, проведен тщательный их анализ, в результате которого получены NN -потенциалы взаимодействия, описывающие подавляющее количество экспериментальных данных [2]. Некоторые расхождения эксперимента и теории удается ликвидировать за счет введения трехнуклонных ($3NF$) сил [3].

На рис.1 экспериментальные данные по nd -полному сечению [4] сравниваются с расчетами для NN -потенциала без и с включением $3N$ -сил. Видно, что сечения при энергиях до ~ 100 МэВ достаточно хорошо описываются без включения $3N$ -сил. Возникающие при больших энергиях незначительные отклонения экспериментальных и расчетных сечений в значительной степени устраняются включением $3N$ сил.

Более неоднозначная ситуация возникает, когда мы говорим о nn -взаимодействии. Ввиду отсутствия нейтронной мишени, данные об этом взаимодействии получают в основном из анализа реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии. Наиболее перспективной реакцией в этом смысле является реакция развала дейтрона нейтронами ($nd \rightarrow pnn$), при этом дейтериевая мишень используется как квазинейтронная мишень.

Основной целью физики малонуклонных систем на протяжении последних 40 лет ее развития была попытка строго количественно

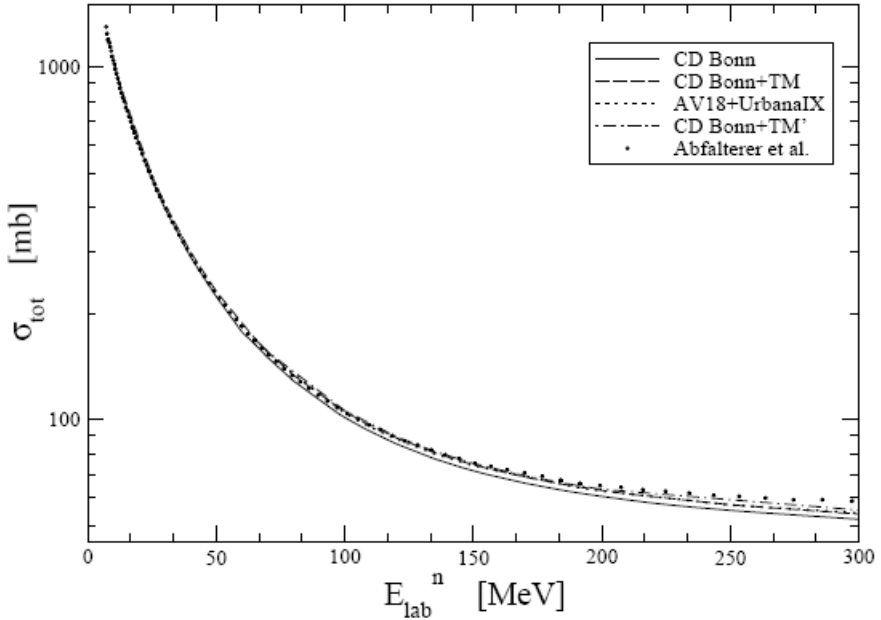


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных по nd -полному сечению [4] с расчетами для NN -потенциала CD-Bonn [2] и NN -потенциалов с включением $3N$ -сил [3,5]. Рисунок из работы [6]

описать разнообразные процессы в малонуклонных системах на основе современных высокоточных $2N$ и $3N$ взаимодействий с использованием строгих уравнений Фаддеева. На начальном этапе этих исследований указанная цель казалась весьма далекой. Со стороны теории — по причине огромной трудоемкости полного решения уравнений Фаддеева (УФ) с учетом всей сложности реалистических $2N$ и $3N$ сил и очень высоких требований к производительности используемых для этой цели компьютеров и суперкомпьютеров. Со стороны эксперимента — из-за трудностей в проведении прецизионных измерений сечений реакций с тремя частицами в конечном состоянии. Однако благодаря достигнутому в последние годы большому прогрессу, как в экспериментальной технике, так и в численном решении УФ на больших суперкомпьютерах, главные цели, провозглашенные еще в 60-е годы прошлого века, стали казаться вполне достижимыми.

В итоге, в последние годы было выполнено множество экспериментов, в которых были весьма точно измерены как сечения упругого Nd

($N=p, n$) рассеяния в широком интервале энергий, так и сечения трехчастичного развала $N+d \rightarrow N+n+p$ в различных геометриях. Эти точные экспериментальные данные затем были подвергнуты тщательной проверке с помощью детальных расчетов на основе УФ и оказалось, что во многих случаях наблюдаются сильные расхождения полученных экспериментальных данных с результатами наиболее полных и точных на сегодня Фаддеевских расчетов [7, 8]. При этом истинные причины этих расхождений до сих пор остаются неясными, несмотря на огромные затраченные усилия.

Для экспериментального исследования параметров nn -взаимодействия используются ядерные реакции, приводящие к образованию в конечном состоянии двух взаимодействующих нейтронов. В этих реакциях может быть получена информация о низкоэнергетическом параметре nn -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 — длине рассеяния a_{nn} . Разница нейтрон-нейтронной и протон-протонной длин рассеяния определяет меру нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил. Однако, извлеченные из экспериментов последних лет данные о величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния имеют существенный разброс значений: от $a_{nn} = -25$ фм до $a_{nn} = -14$ фм [9], что не дает возможности однозначно ответить на вопрос о степени НЗС ядерных сил и даже о ее знаке. Таким образом, в экспериментальной области имеется необходимость получения новых дополнительных данных в различных геометриях эксперимента и в широкой области энергий.

Нейтрон-нейтронное взаимодействие может быть изучено и в реакциях с легкими ядрами. Исследования на пучках нейтроноизбыточных ядер показали, что в двухнейтронных гало-ядрах могут существовать динейтронные виртуальные кластеры. В таком ядре синглетная nn -пара может быть более связана, образуя кластер. Наиболее характерный пример ядро ^6He , динейтронная компонента в котором исследовалась, как теоретически, например, в [10–13], так и экспериментально в упругом рассеянии различных радиоактивных легких ядер [14–16]. В ядрах с двухнейтронным гало может существовать дополнительное взаимодействие между кором и динейтроном, приводящее к дополнительному связыванию двух нейтронов. В таком ядре динейтрон можно рассматривать как кластер, на котором, в частности, может происходить квазисвободное рассеяние частиц.

Реакцией в которой также могут быть исследованы nn -корреляции в гало-ядрах является реакция выбивания (передачи) кора. Основная идея такого исследования nn -корреляций в гало-ядрах состоит в том, что если из ${}^6\text{He}$ или ${}^{11}\text{Li}$ быстро удалить кор, то наблюдаемый характер импульсного распределения «оставшейся» nn -пары не должен измениться, т.к. эта пара является в таком эксперименте «зрителем», который в адиабатическом приближении вылетает из зоны реакции без существенных искажений имеющегося первоначально состояния.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью работы является исследование нейтрон-нейтронного взаимодействия в малонуклонных реакциях при низких энергиях (<100 МэВ). Будут исследованы реакции, в которых в конечном состоянии образуется нейтрон-нейтронная пара. При этом nn -пара может быть образована как динамически в конечном состоянии реакции (например, в реакциях $n+{}^2\text{H}\rightarrow nn+p$ и $d+{}^2\text{H}\rightarrow nn+pp$), так и существовать в ядре, например, в нейтроно-избыточных ядрах (${}^6\text{He}$). В последнем случае на таком динейтронном кластере возможно квазисвободное рассеяние частиц.

В обоих случаях взаимодействие nn -пары с вылетающим фрагментом в случае динамического, или с кором гало ядра в случае статического образования может приводить к «подсвязыванию» nn -состояния, и к влиянию на параметры nn -взаимодействия, извлекаемые из эксперимента. Можно ожидать, что измеренные в экспериментах nn -корреляции, в частности энергии nn -квазисвязанного состояния, окажутся совсем не те, которые присущи свободной nn -системе. Изучение такого влияния ($3N$ -взаимодействия) также является целью работы.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- Создание программ, кинематического моделирования ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5...). Используя результаты моделирования, определение геометрии различных экспериментов — углов регистрации и энергий вторичных частиц, необходимых параметров детектирующих установок.
- Разработка методики определения низкоэнергетических параметров nn -взаимодействия (энергии виртуального синглетного состояния nn -системы и соответствующей длины nn -рассеяния) в реакции

nd-развала. Создание экспериментальной установки на пучке нейтронов канала РАДЭКС Института ядерных исследований РАН, позволяющей проведение исследования реакции *nd*-развала в широком диапазоне энергии первичных нейтронов. Создание системы детектирования установки, исследование характеристик детекторов, создание системы сбора и обработки информации.

- Получение новых данных о параметрах *nn*-взаимодействия в реакции *nd*-развала при энергии нейтронов 40 МэВ (в литературе присутствовали только данные, полученные при энергии 13–23 МэВ).
- Разработка методики исследования реакции квазисвободного рассеяния (КСР) протонов на кластерах гало ядер в обратной кинематике, основанной на использовании в качестве мишени и детектора заряженных частиц стопки бесподложечных ядерных фотозумульсий (ФЭ), а снаряда — пучка нейтроноизбыточных ядер. Создание программ для выделения траекторий заряженных частиц в ФЭ, соответствующих реакции КСР протонов на кластерах гало-ядра ${}^6\text{He}$.
- Получение данных, о квазисвободном рассеянии протонов на динейтронном кластере, позволяющих рассматривать двухнейтронное гало в ${}^6\text{He}$ как квазисвязанный динейтрон, а структуру ${}^6\text{He}$ как систему кор (${}^4\text{He}$)+ динейтрон.
- Разработка методики определения низкоэнергетичных параметров *nn*-взаимодействия (энергии виртуального синглетного состояния *nn*-системы и соответствующей длины *nn*-рассеяния) в реакции *dd*-развала. Проведение моделирования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$ при энергии дейтронов 15 МэВ с целью определения кинематических условий эксперимента, позволяющих получение данных об энергии синглетного состояния *nn* системы.
- Определение схемы и создание экспериментальной установки для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ. Создание системы сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров CAEN DT5742 и DT5720 для детектирования в совпадении нескольких заряженных и нейтральных частиц и определения их энергий и времен пролета.
- Получение экспериментального времяпролетного спектра нейтронов в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ и сравнение его с результатами

моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. Получение значения энергии синглетного nn -состояния E_{nn} , соотнесенное с величиной nn -длины рассеяния.

- Проведение анализа данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученные с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала (в том числе и данных, полученных в рамках диссертационного исследования). Анализ возможного влияния $3N$ -сил на величины длины nn -рассеяния, извлеченные из экспериментов, проведенных при различных энергиях. Выделение эффекта $3N$ -сил и получение значения параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

Научная новизна

Кинематическое моделирование ядерных реакций с помощью созданных оригинальных программ позволило впервые показать, что при определенных условиях эксперимента в реакции, проходящей через стадии образования и развала промежуточного nn -состояния, энергетический спектр нейтронов имеет специфический вид, зависящий от энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы и, соответственно, от длины рассеяния a_{nn} .

Впервые показана возможность получения данных для различных энергий нейтронов, используя непрерывный спектр нейтронов из ловушки пучка линейного ускорителя протонов ИЯИ РАН и программу восстановления энергии по кинематике реакции $nd \rightarrow pnn$ в эксперименте с регистрацией всех вторичных частиц.

Впервые в реакции nd -развала при энергии нейтронов 40 МэВ получены новые данные о длине nn -рассеяния (ранее в литературе присутствовали только данные полученные при энергии 13–23 МэВ).

Впервые обнаружены события квазисвободного рассеяния протонов на динейтронном кластере, позволяющие рассматривать двухнейтронное гало в ^6He как квазисвязанный динейтрон, а структуру ^6He как систему кор (^4He)+динейтрон.

Впервые в реакции $d + ^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ при энергии дейтронов 15 МэВ, получено значение энергии виртуального синглетного nn -состояния $E_{nn} = 0.076 \pm 0.06$ МэВ, соответствующее длине nn -рассеяния $a_{nn} = -22.6 \pm 0.6$ фм.

Впервые показана возможность согласования данных о длине рассеяния a_{nn} , полученных в реакциях nd и dd -развала при различных

энергиях, учетом влияния $3N$ -сил, зависящих от скорости разлета вторичных фрагментов (nn -пары и заряженного фрагмента). Сделан вывод, что учет эффекта $3N$ -сил позволит получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

Практическая значимость

Результаты работы могут быть использованы в различных научных центрах, занимающихся экспериментальными и теоретическими исследованиями в области ядерной физики малонуклонных систем. Созданные программы кинематического моделирования могут быть использованы для моделирования кинематики ядерных реакций. Разработанные методики экспериментов и созданные экспериментальные установки на пучках нейтронов и заряженных частиц уже используются и могут быть использованы в различных совпадательных экспериментах. Полученное в результате анализа экспериментальных данных значение длины нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} имеет фундаментальное значение для ядерной физики в целом, а также для многих конкретных проблем, таких как существование мультинейтронов, степень нарушения эффектов зарядовой независимости и зарядовой симметрии и т.д.

Положения, выносимые на защиту:

- Реализована возможность в рамках созданных программ для кинематического моделирования реакций с произвольным числом частиц в конечном состоянии ($3, 4, 5, \dots, N$) рассчитывать кинематику реакций для различных типов и геометрий эксперимента: полного развала, квазисвободного рассеяния, взаимодействия в конечном состоянии, развала промежуточного возбужденного состояния по заданному каналу.
- Разработана методика определения низкоэнергетичных параметров nn -взаимодействия (энергии виртуального синглетного состояния nn -системы и соответствующей длины nn -рассеяния) в реакции nd -развала. Создана экспериментальная установка на пучке нейтронов канала РАДЭКС Института ядерных исследований РАН, позволяющая проведение исследования реакции nd -развала в диапазоне энергии первичных нейтронов 20–100 МэВ.

- Впервые получены данные о параметрах nn -взаимодействия в реакции nd -развала при энергии нейтронов 40 МэВ — энергии виртуального синглетного состояния nn -системы $E_{nn}=0.129\pm 0.013$ МэВ и длине nn -рассеяния $a_{nn}=-16.6\pm 0.9$ фм (ранее в литературе присутствовали только данные полученные при энергии 13–23 МэВ).
- Разработана методика исследования реакции квазисвободного рассеяния (КСР) протонов на кластерах гало ядер в обратной кинематике, основанная на использовании в качестве мишени и детектора заряженных частиц стопки бесподложечных ядерных фотоэмульсий (ФЭ). Созданы программы для выделения траекторий заряженных частиц в ФЭ, соответствующих реакции КСР протонов на кластерах гало-ядра ${}^6\text{He}$.
- Получены данные о квазисвободном рассеянии протонов на динейтронном кластере, позволяющие рассматривать двухнейтронное гало в ${}^6\text{He}$ как квазисвязанный динейтрон, а структуру ${}^6\text{He}$ как систему кор (${}^4\text{He}$)+ динейтрон.
- Разработана методика определения энергии виртуального синглетного состояния nn -системы в реакции dd -развала. Проведено моделирование реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$ при энергии дейтронов 15 МэВ с целью определения кинематических условий эксперимента, позволяющих получение данных об энергии синглетного состояния nn системы.
- Создана экспериментальная установка для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ. Создана оригинальная система сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров CAEN DT5742 и DT5720, позволяющая детектировать в совпадении несколько заряженных и нейтральных частиц и определять их энергии.
- Проведено сравнение полученного в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ при энергии дейтронов 15 МэВ времяпролетного спектра нейтронов с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. Получено значение энергии синглетного nn -состояния $E_{nn}=0.076\pm 0.06$ МэВ, соответствующее длине nn -рассеяния $a_{nn}=-22.6\pm 0.6$ фм.
- Проведен анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученных с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала (в том числе и данные полученные в рамках данного диссертационного

исследования). Впервые, показана возможность согласования существующих данных, полученных при различных энергиях, учетом влияния $3N$ -сил, зависящих от скорости разлета вторичных фрагментов (nn -пары и заряженного фрагмента). Сделан вывод, что учет эффекта $3N$ -сил позволит получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации основные результаты получены в исследованиях, проводимых под руководством автора. Содержание диссертации и положения, выносимые на защиту, отражают вклад автора в опубликованные работы. Вклад диссертанта в постановку задач, подготовку и проведение экспериментов, получение и анализ экспериментальных данных, формулировку выводов и подготовку к публикации полученных результатов работ, проводимых совместно с соавторами, был определяющим.

Автор осуществлял научное руководство исследованиями и подготовкой к защите диссертации на степень кандидата физико-математических наук аспиранта ИЯИ РАН Каспарова А.А., результаты которой также использованы в данной работе.

Достоверность результатов проведенных исследований

Результаты, представленные в диссертации, являются достоверными и обоснованными публикациями в реферируемых журналах и трудах международных конференций.

Апробация работы

Работа выполнена в лаборатории атомного ядра (ЛЯЯ) Института ядерных исследований РАН. Экспериментальные исследования, описанные в главе 4, были проведены в коллаборации с ЛЯР ОИЯИ и ФИ РАН, а исследования, описанные в главе 5 с НИИЯФ МГУ.

Материалы диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах Института ядерных исследований РАН, НИИЯФ МГУ, ЛФЯР ОИЯИ, ФИ РАН, а также на международных и всероссийских конференциях:

1. The 20th European Conference on Few-Body Problems in Physics, Pisa, Italy, 2007.

2. The 6th Conference on Nuclear and Particle Physics, Luxor, Egypt, 2007.
3. The Seventh International Conference on “Radioactive Nuclear Beams” (RNB7), Cortina d’Ampezzo, Italy 2006.
4. Workshop on “State of the Art in Nuclear Cluster Physics” SOTANCP, Strasbourg, 2008.
5. 17th (2009), 19th (2011), 24 (2016) International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, Russia.
6. International Conference on Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei, Messina (Italy), 2009.
7. International Conference “Nuclear Science and its Application” Samarkand, Uzbekistan, 2012.
8. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», Москва, 2012.
9. The 25th International Nuclear Physics Conference (INPC 2015), Florence 2013.
10. VII International Symposium on Exotic Nuclei “EXON–2014” Kaliningrad, 2014.
11. IX International Symposium on Exotic Nuclei “EXON–2018” Petrozavodsk, 2018.
12. 23RD CONFERENCE ON FEW-BODY PROBLEMS IN PHYSICS (EFB23), 8-12 August 2016, Aarhus, Denmark.
13. The 2nd international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA–2016), October 10–14, 2016, Moscow.
14. Международные совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (2006–2017 гг.)

Исследования, результаты которых вошли в настоящую диссертацию, были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований:

- в 2005–2007 гг. — проект №05-02-16865 «Изучение нейтронноизбыточных ядер в реакциях передачи нейтронов на пучках радиоактивных ядер He и Li методом ядерных фотоэмulsionей»;
- в 2006–2008 гг. — проект №06-02-17462 «Экспериментальное исследование реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ и определение синглетных длин рассеяния из данных о nn - и np -взаимодействия в конечном состоянии»;

- в 2010–2012 гг. — проект №10-02-00603 «Экспериментальное и теоретическое исследование параметров нейтрон-нейтронного взаимодействия и нейтрон-нейтронной длины рассеяния в реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ »;
- В 2010-2018 гг. исследования поддержаны ОФН РАН в рамках Программы «Физика элементарных частиц, фундаментальная ядерная физика и ядерные технологии» — проект «Исследование нуклон-нуклонных взаимодействий на нейтронном комплексе ИЯИ РАН».

По теме диссертации опубликовано 47 научных работ, из них 41 в научных журналах, рекомендованных ВАК. Материалы диссертации в опубликованных автором работах представлены в полном объеме.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из оглавления, введения, шести глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы. Основные выводы диссертации приведены в заключении. Объем диссертации: 242 стр., 120 рисунков, 6 таблиц, 145 наименования цитируемой литературы.

Основное содержание диссертации

Во **Введении** дана мотивация диссертационной работы, указаны цель, актуальность, научная новизна и практическая значимость диссертации. Сформулированы положения, выносимые на защиту, показан личный вклад автора в полученные результаты и описана их апробация.

Глава 1

Нерешенные проблемы в системе трех нуклонов

Исследование взаимодействия малонуклонных систем при низких энергиях (10–100 МэВ) относится к довольно обширной и информативной области исследования, описывающей большое количество проявлений сильного взаимодействия. Самой простой малонуклонной системой является система трех нуклонов pnn (^3H) и ppn (^3He). При этом образование pnn системы в конечном состоянии реакции развала дейтрона нейтронами позволяет получить данные об nn -взаимодействии, исследуя взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) двух нейтронов.

Преимущества реакции nd -развала можно сформулировать следующим образом.

1. pnn -система, возникающая в этой реакции, является системой трех тел, для которой имеется возможность строгого решения задачи (уравнение Фаддеева), реализованная в нескольких теоретических группах (В.И. Кукулина [7], Н. Witala и W. Glökle [8]).

2. Отсутствие кулоновских сил в этой системе и использование нейтронных пучков низкой энергии (10–60 МэВ) не требует введения соответствующих поправок (кулоновских и релятивистских).

3. Несмотря на кажущуюся простоту конечной pnn -системы эксперименты могут быть поставлены в различных геометриях — взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), квазисвободного рассеяния (КСР) и в “звездной” (Space-Star) конфигурации.

4. В реакции могут быть получены данные о роли $3N$ -сил в системе трех нуклонов.

Хотя исследования реакции nd -развала ведутся на протяжении десятков лет, имеется с одной стороны недостаток экспериментальных данных (особенно в достаточно широкой области энергии первичных нейтронов), так и значительные расхождения существующих данных с теорией.

В разделе 1.1 рассмотрены сильные расхождения, обнаруженные в нейтрон-нейтронном квазисвободном рассеянии (КСР). Экспериментальные сечения nn -КСР были получены при исследовании реакции nd -развала при $E_n=26$ МэВ [17] и $E_n=25$ МэВ [18]. Эти данные превышают теоретические оценки на $\sim 18\%$, при этом теория хорошо описывает сечения np -КСР (см. рис. 2).

Анализ, проведенный Н. Witala и W. Glökle [19], показал, что теоретические результаты являются достаточно стабильными при замене стандартных потенциалов. Кроме того, включение современных $3N$ сил также не приводит к улучшению согласия эксперимента и теории для сечений nn -КСР.

В разделе 1.2. данная кризисная ситуация иллюстрируется сравнением экспериментальных и теоретических данных для трехнуклонного развала в системах $n+d \rightarrow n+n+p$ и $p+d \rightarrow p+p+n$ в так называемой “Space Star” кинематике [20]. В этой конфигурации nd -развала три вылетающих нуклона имеют одинаковые амплитуды импульса с углом 120° между любыми парами вторичных нуклонов. Хорошо

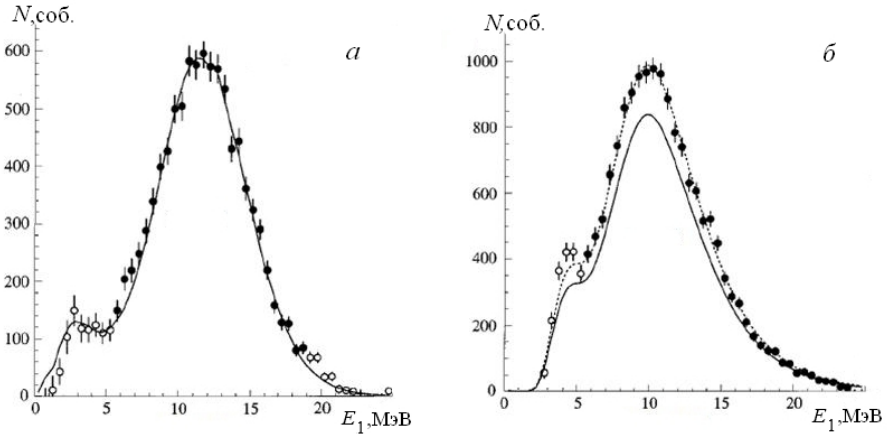


Рис.2. Зависимость выхода реакций квазисвободного нейтрон-протонного (а) и нейтрон-нейтронного (б) рассеяния [17]. Сплошные линии — монте-карловский расчет с использованием Боннского потенциала (*CD-Bonn*) [3]. Точечная кривая — приведение расчета к эксперименту умножением на фактор 1.18

видно (см. рис. 3), что экспериментальные данные для pd и nd развала сильно отличаются друг от друга, тогда как теоретические сечения развала оказываются почти одинаковыми и не совпадают с экспериментальными данными. Т.е., вклад кулоновских эффектов в теории оказывается почти пренебрежимым, тогда как экспериментально эти эффекты оказываются весьма сильными.

При этом теоретические сечения практически не зависят от конкретного NN -потенциала и незначительно изменяются при включении в расчет современных трехнуклонных сил, а в отличие от КСР геометрия Space-Star более стабильна к изменению синглетной 1S_0 nn -силы.

Таким образом, отмечена невозможность на данный момент одновременного описания существующих данных по nd -развалу в конфигурациях ВКС, КСР и Space-Star, даже с модификацией 1S_0 nn -силы и введением существующих трехчастичных сил ($3NF$). В экспериментальной области имеется необходимость получения дополнительных данных в различных геометриях и в широкой области энергий.

В разделе 1.3 представлено возможное объяснение этой загадки, предложенное авторами дибарионной модели ядерных сил [25] — это предположение, что в ядре ^3H (система $n+n+p$) дополнительная кор-

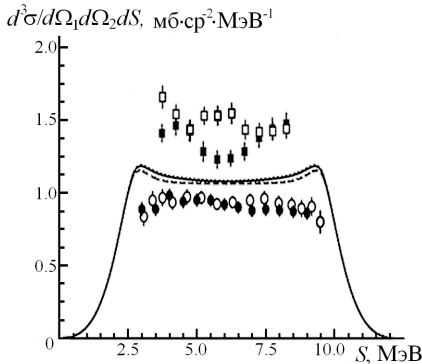


Рис.3. Экспериментальные данные и результаты расчета для nd - и d -развала в *Space Star* кинематике. Эксперимент: nd -развал: ● — [20], ○ — [21]; pd -развал: ■ — [22], □ — [23]; теоретические расчеты [24]: пунктир — pd -развал, сплошная линия — nd -развал

ния a_{nn} и a_{pp} велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям nn - и pp -потенциалов. Точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных $\Delta a_{\text{НЗС}} = a_{pp} - a_{nn}$ и нарушения зарядовой независимости

$$\Delta a_{\text{НЗН}} = \frac{1}{2}(a_{nn} + a_{pp}) - a_{pn}.$$

В разделе 1.5 представлены данные о протон-протонной и нейтрон-протонной длинах рассеяния. Эти данные в основном получают из прямых экспериментов по рассеянию протонов и нейтронов на водороде. Нейтрон-протонная длина рассеяния извлекается также в реакции nd -развала, исследуя np -взаимодействие в конечном состоянии.

В разделе 1.6 рассмотрены данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния. Основная идея непрямого измерения длины рассеяния a_{nn} состоит в исследовании ядерных реакций, в конечном состоянии которых имеются два свободных нейтрона с малой относительной энергией, т.е. проявляется взаимодействие в конечном состоянии двух нейтронов. В разделе рассмотрены реакции, используемые для извлечения нейтрон-нейтронной синглетной длины рассеяния.

реляция двух нейтронов, индуцированная протоном, приводит к появлению эффективного «слабосвязанного состояния» двух нейтронов в поле протона.

В разделе 1.4. подчеркнута особая роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил исследования низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 уровня. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}) близкой к нулю, соответствующие длины рассея-

Реакция захвата дейтроном остановившегося пиона $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$ рассмотрена в разделе 1.6.1. Преимущество этой реакции в том, что в выходном канале реакции имеется только две сильно взаимодействующие частицы (нейтроны), а третья частица (гамма-квант) очень слабо взаимодействует с нейтронами в конечном состоянии [26]. При этом кинематику эксперимента обычно выбирают таким образом, чтобы гамма-квант уносил почти всю энергию, выделяющуюся при поглощении пи-мезона, оставляя два конечных нейтрона почти с нулевой энергией.

Результаты последних работ по извлечению nn -длины рассеяния в реакции $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$, проведенные в кинематически полных экспериментах [27–29], приводят к значению nn -длины рассеяния $a_{nn} = -18.9 \pm 0.4$ фм, и это значение (в определенных пределах) принимается для большинства современных реалистичных NN потенциалов.

В разделе 1.6.2 кратко рассмотрены данные о длине nn -рассеяния извлеченные из реакции трехчастичного развала $nd \rightarrow nnp$. Значения a_{nn} , извлеченные из старых экспериментов по nd -развалу, проведенных до 1973 года с использованием приближения МВ, были хорошо обобщены в обзоре [30], а усредненное значение, приведенное в [30], составило $a_{nn} = -16.6 \pm 0.5$ фм. С другой стороны, значения a_{nn} , извлеченные с использованием обработки УФ для всего процесса, варьируются для разных экспериментов от $a_{nn} = -18.8 \pm 0.5$ [31] до $a_{nn} = -16.2 \pm 0.3$ фм [32].

Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $n+d \rightarrow n+n+p$ в работах [31–35] показаны на рис. 4.

Сделан вывод, что довольно большая разница между вышеуказанными значениями a_{nn} , извлеченными из экспериментов одного и того же типа, но с использованием разных начальных энергий и разных кинематических условий, может быть обусловлена разным вкладом $3N$ сил, не очень надежно установленным. Таким образом, чтобы извлечь правильное значение a_{nn} из экспериментов по развалу, необходимо разработать конкретный метод, который позволит объективно минимизировать (или определять) вклад $3N$ -сил, независимо от конкретной структуры этих сил.

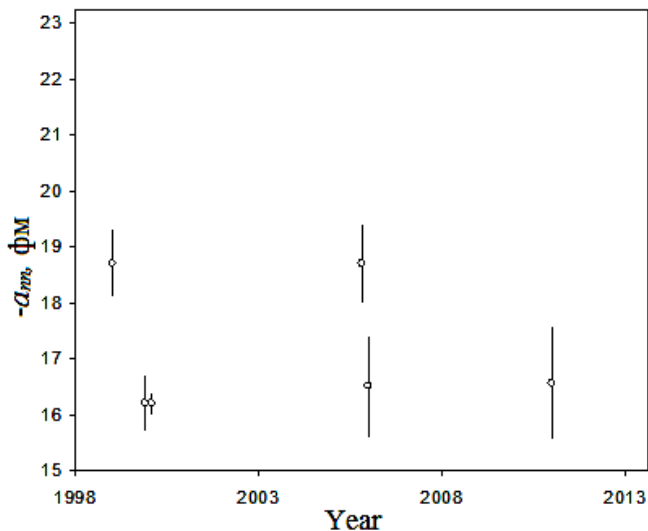


Рис. 4. Данные о величине nn -длины рассеяния, полученные в 1999–2010 гг. в реакции $n+d \rightarrow n+n+p$ [31–35] в зависимости от года опубликования

Глава 2

Моделирование кинематики ядерных реакций

В **Главе 2** диссертации сообщается о разработке и создании ряда вычислительных программ, позволяющих проводить кинематическое моделирование экспериментов по изучению ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5...). Поскольку данные об nn -взаимодействии, в основном, получают в реакциях с двумя нейтронами в конечном состоянии (всего частиц в конечном состоянии в таких реакциях 3 и более) показана необходимость проведения такого моделирования.

В разделе 2.1 описана вычислительная программа IMSKin (InterMediate State Kinematics), предназначенная для кинематического моделирования реакций вида $A+B \rightarrow C+D^* \rightarrow C+D_1+D_2$, идущих через стадии образования и развала промежуточного состояния D^* . Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, в выбранной геометрии рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оптимизировать параметры установки для изучения возбуждения промежуточного состояния D^* (размеры детекторов,

временное и энергетическое разрешение) и получения оптимального разрешения по энергии возбуждения D^* .

В разделе 2.2 в качестве примера рассмотрены процедура и результаты моделирования реакции $n+{}^3\text{H}\rightarrow d+n+n$, проведенного с помощью программы кинематического моделирования DVKin. Показано, что результаты моделирования позволяют определить оптимальную геометрию и параметры эксперимента, необходимые для извлечения данных о параметрах nn -взаимодействия.

Сделан важный вывод, что при определенных условиях эксперимента (детектирование нейтронов под углом, соответствующим вылету nn -системы в двухчастичной реакции $n+{}^3\text{H}\rightarrow d+nn$) энергетический спектр (или соответствующий ему временной спектр) нейтронов имеет специфический вид, зависящий от энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы и, соответственно, от длины рассеяния a_{nn} (Рис.5).

В разделе 2.3 описана созданная для кинематического моделирования ядерных реакций с произвольным числом частиц в конечном со-

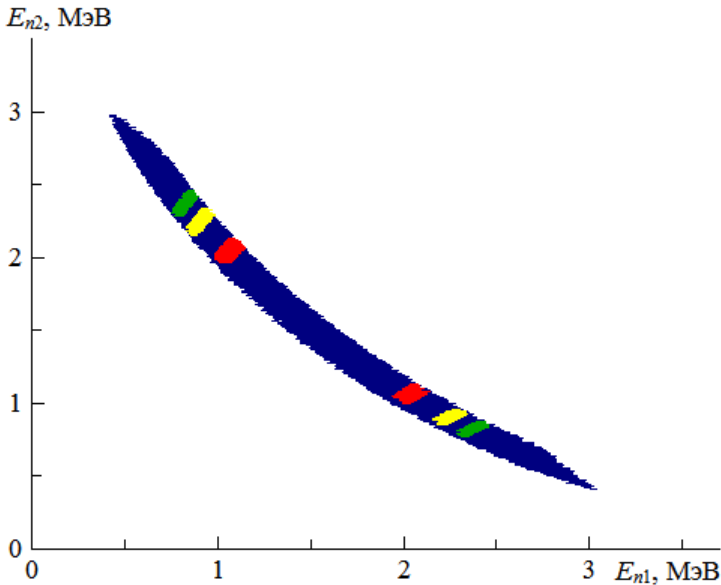


Рис.5. Двумерная диаграмма $E_{n2} - E_{n1}$ для всех возможных относительных энергий nn -системы (темно-синяя область), и для событий соответствующих относительной энергии nn -системы и, соответственно, энергии виртуального уровня 80 ± 10 кэВ (красная область), 150 ± 10 кэВ (желтая область) и 200 ± 10 кэВ (зеленая область)

стоянии (3, 4, 5...) программа DVKin (Democratic Breakup Kinematics). Показана возможность в программе, задавая некоторые параметры вторичных частиц, определять кинематику реакции для различных типов и геометрий эксперимента, например, для квазисвободного рассеяния, взаимодействия в конечном состоянии, развала определенно возбужденного состояния ядра по заданному каналу.

На примере моделирования различных реакций продемонстрирована возможность определения оптимальных параметров эксперимента — углов регистрации вторичных частиц, соответствующих диапазонов их энергий, характеристик детекторов (размеры, разрешение), позволяющих получить данные с необходимой точностью и возможностью отделения этих данных от фоновых процессов.

Глава 3

Получение данных о длине нейтрон-нейтронного рассеяния в реакции nd -развала при энергии нейтронов 40 МэВ

В **Главе 3** описано экспериментальное исследование реакции $nd \rightarrow pnn$ при энергии нейтронов 40 МэВ. В разделе 3.1 рассмотрена постановка эксперимента по определению длины nn -рассеяния в этой реакции.

Упрощенная схема эксперимента показана на рис. 6.

Для определения a_{nn} необходимо регистрировать в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона E_1 и E_2 и угол Θ между ними. В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon \frac{1}{2} (E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Theta), \quad (1)$$

форма которого чувствительна к величине a_{nn} .

В разделе 3.2 представлены результаты моделирования, позволившие определить геометрию эксперимента и параметры детектирующей аппаратуры. Показано, что в эксперименте необходимо детектировать в совпадении протон и два нейтрона, при углах разлета нейтронов 2 – 10° . Определены оптимальные углы регистрации протона и нейтронов, диапазоны энергии регистрируемых частиц.

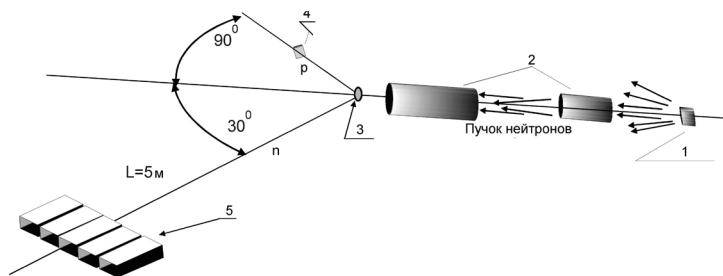


Рис. 6. Упрощенная схема установки для определения длины nn -рассеяния в реакции $n+d \rightarrow p+n+n$; 1 — нейтронообразующая мишень, 2 — коллиматоры нейтронного пучка, 3 — дейтериевая (CD_2) мишень, 4 — протонный детектор, 5 — нейтронный годоскоп

В разделе 3.3 описана экспериментальная установка для исследования реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии на канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Подробно рассмотрены параметры эксперимента и детектирующей установки — пучка нейтронов (3.3.2), дейтериевой мишени (3.3.3), протонного (3.3.4) и нейтронных детекторов (3.3.5).

Большое внимание уделено характеристикам нейтронных детекторов — эффективности регистрации (3.3.5.2), временному (3.3.5.1) и пространственному (3.3.5.3) разрешению. В разделе 3.3.5.4 описан нейтронный годоскоп установки, состоящий из шести детекторов, расположенных под углами 24° – 34° относительно направления первичных нейтронов с шагом 2° на расстоянии 550 см от CD_2 -мишени. Для регистрации нейтронов использованы сцинтилляционные детекторы в виде прямоугольных призм с сечением 100×140 мм² и длиной 300 мм, просматриваемые с двух концов фотоумножителями ФЭУ-143.

В разделе 3.3.6 описана система сбора данных установки, позволяющая определять энергии всех вторичных частиц и энергию налетающего нейтрона в реакции $nd \rightarrow pnn$ (рис.7).

В разделе 3.4 проводится анализ экспериментальных данных о выходе реакции nd -развала. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования, зависящими от значения энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы. Для определения энергии виртуального nn -уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ сравнивается с результатами моделирования $\frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$. На рис. 8 экс-

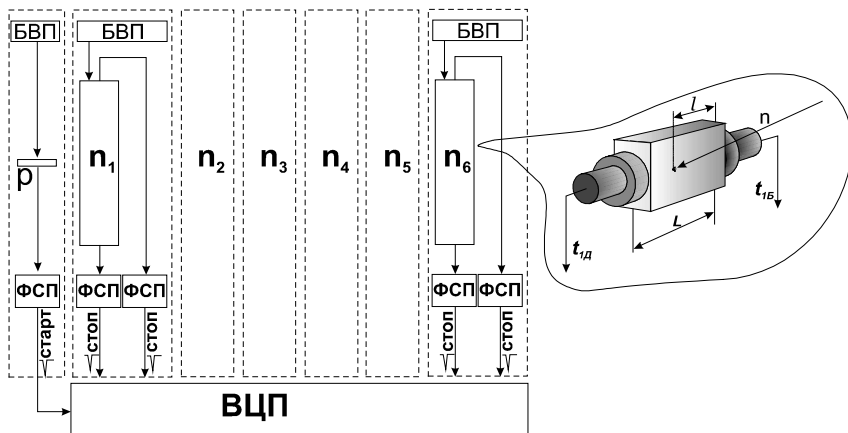


Рис. 7. Блок-схема системы сбора данных времяпролетного спектрометра. p — протонный детектор; n_1 – n_6 — нейтронные детекторы; БВП — блок высоковольтного питания детекторов; ФСП — формирователи со следящим порогом; ВЦП — время-цифровой преобразователь

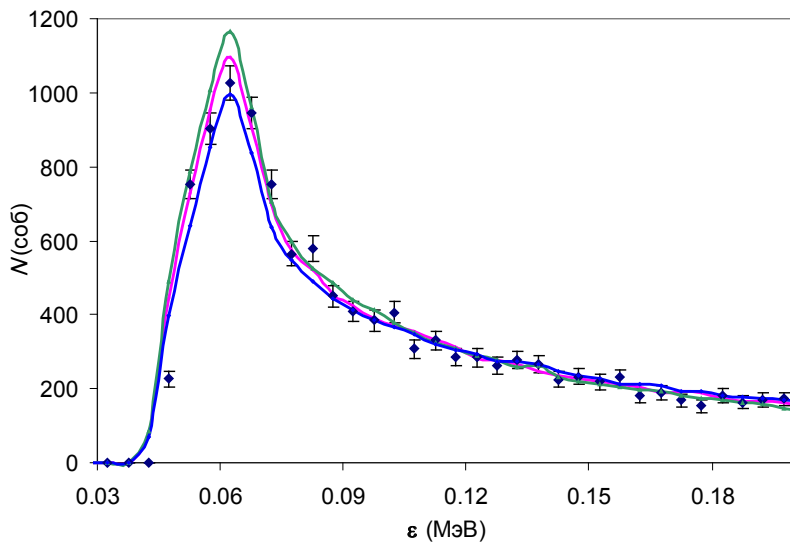


Рис.8. Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ от ϵ и результатов моделирования для различных значений E_{nn} . Кривые соответствуют значениям $E_{nn}=0.09$ МэВ (зеленая), $E_{nn}=0.172$ МэВ (синяя) и $E_{nn}=0.129$ МэВ (красная)

периментальные данные для угла разлета нейтронов $\Delta\Theta=6^\circ$ и энергии налетающих нейтронов 40 ± 5 МэВ сравниваются с результатами моделирования для трех значений энергии виртуального nn -уровня 0.172 МэВ, 0.129 МэВ, 0.09 МэВ.

Для определения энергии E_{nn} моделирование проводилось в широкой области значений E_{nn} от 0.075 МэВ до 0.245 МэВ. Далее минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных и теоретических (моделированных) точек, даваемое выражением:

$$\chi^2(a_{nn}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} \right)^2}{\Delta \left(\frac{dN}{d\varepsilon}(\Delta\Theta) \right)^2} \quad (2)$$

Для нахождения энергии виртуального уровня E_{nn} и статистической неопределенности ее значения, значения $\chi^2(E_{nn})$ аппроксимируются квадратичным полиномом (рис. 9). При этом минимальное значение χ^2_{\min} определяет величину E_{nn} , а статистическая ошибка в определении E_{nn} дается формулой:

$$\Delta E_{nn} = \left| E_{nn}(\chi^2_{\min}) - E_{nn}(\chi^2_{\min} + 1) \right|. \quad (3)$$

Для представленных данных ($\Delta\Theta=6^\circ$, $E_n=40\pm 5$ МэВ) получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния $E_{nn}=0.129\pm 0.013$ МэВ. Энергия виртуального уровня E_{nn} связана с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением:

$$\frac{1}{a_{nn}} = - \left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots \quad (4),$$

где r_{nn} — эффективный радиус nn -взаимодействия.

Значению энергии виртуального уровня $E_{nn}=0.129\pm 0.013$ МэВ согласно (4) соответствует значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn}=-16.6\pm 1.0$ фм [35].

В разделе 3.5 помещены приложения, в которых описаны методики, разработанные при проведении данного эксперимента:

3.5.1. Энергетическая калибровка протонного детектора;

3.5.2. Моделирование эффективности регистрации нейтронных детекторов;

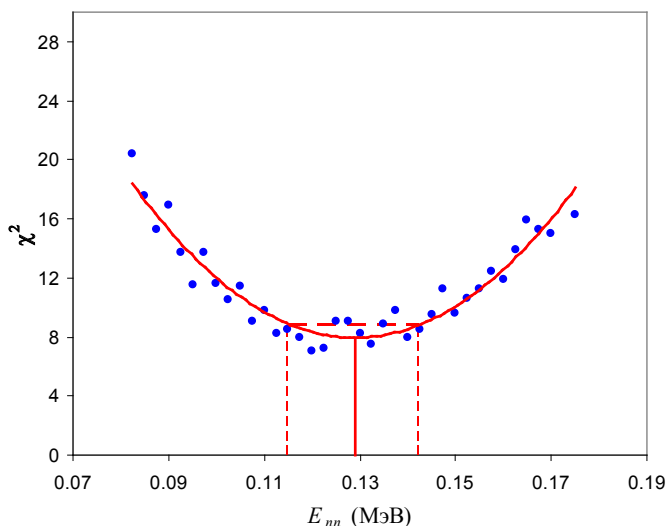


Рис. 9. Зависимость χ^2 от E_{nn} для энергии налетающих нейтронов $E_n=40\pm 5$ МэВ, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta=6^\circ$. Значения $\chi^2(E_{nn})$ получены с использованием формулы (2) суммированием по 8 точкам по ϵ . Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом

3.5.3. Стенд для исследования временного и пространственного разрешения нейтронных детекторов.

Глава 4

Исследование нейтрон-нейтронных корреляций в легких ядрах с нейтронным гало

В **Главе 4** рассматривается экспериментальный метод изучения структуры двухнейтронного гало в реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах гало-ядер в обратной кинематике. Описан эксперимент, проведенный в Лаборатории ядерных реакций, в котором пучок радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ облучал стопку ядерных фотоэмульсий.

Раздел 4.1 носит обзорный характер. В нем рассмотрены теоретические и экспериментальные работы по исследованию структуры гало в легких нейтроноизбыточных ядрах. Особый интерес вызывают ядра с двухнейтронным гало (${}^{11}\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$). В этих ядрах связанной является только система трех тел кор+ $n+n$, в то время как системы двух тел: динейтрон ($n+n$) и кор+ n не связаны. Однако если существование

нейтронного гало является хорошо установленным фактом, то проблема определения структуры гало, другими словами определения пространственной конфигурации валентных нейтронов, пока еще полностью не решена.

В разделе 4.2. рассмотрена возможность исследования структуры гало в реакции квазисвободного рассеяния (КСР) на кластерах легких ядер. Реакция квазисвободного рассеяния рассмотрена в обратной кинематике. При этом динейтронный кластер рассеивается на протоне, в то время как спектатор (${}^4\text{He}$) не взаимодействует и продолжает движение с тем же полным импульсом, который он имел в налетающем гало-ядре ${}^6\text{He}$. При квазисвободном рассеянии протона на валентном нейтроне спектатором является ядро ${}^5\text{He}$, которое затем последовательно распадается на ${}^4\text{He}$ и нейтрон.

В разделе 4.3. рассмотрен экспериментальный метод изучения структуры гало-ядер в реакции КСР. В разделе 4.3.1. описана схема эксперимента на пучке радиоактивных ядер в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ).

Схема эксперимента показана на рис.10: пучок ${}^6\text{He}$ падал перпендикулярно к плоскости стопки из четырех ФЭ. Полная толщина стопки (1600 мкм) превышала пробег частиц пучка ${}^6\text{He}$ с такой энергией и была достаточна для остановки вторичных частиц (${}^4\text{He}$ и ядер отдачи), рождаемых в каждом слое ФЭ. При этом ядра водорода, входящие в состав фотоэмульсии, служили в качестве ядер-мишеней. Использование стопки ФЭ позволяет одновременно получить данные в широкой области энергии ядер-снарядов — 15–60 МэВ, поскольку, проникая в ФЭ, частицы пучка испытывают ионизационные потери и взаимодействие с ядрами мишени происходит при различных энергиях. Преимуществом

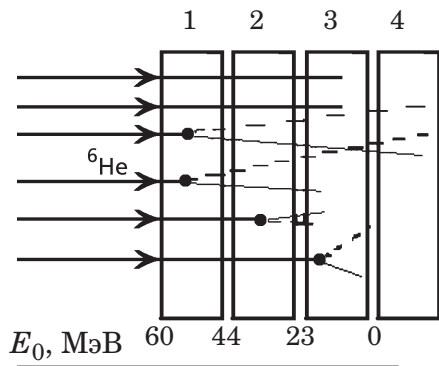


Рис. 10. Схема облучения стопки фотоэмульсий на пучке радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$. 1–4 — стопка последовательных фотоэмульсий. Пучок ${}^6\text{He}$ падает перпендикулярно плоскости фотоэмульсии. Цифры внизу рисунка — значения энергии ${}^6\text{He}$ (E_0 в МэВ) на входе в каждую фотоэмульсию

работы с ФЭ является возможность детектирования вторичных частиц под очень малыми углами относительно направления частиц пучка. Угловое разрешение в нашем эксперименте составляло $\sim 1^\circ$, относительное энергетическое разрешение для вторичных α -частиц с энергией 15 МэВ ~ 2 –3 %.

В разделе 4.3.2 описана методика определения параметров вторичных частиц реакции КСР в фотоэмульсии. Методика включает фотохимическую обработку эмульсий, оцифровку изображения следов заряженных частиц и ядер в эмульсии (4.3.3), обработку траекторий и получение кинематических характеристик траектории (4.3.4).

В разделе 4.3.5 описана методика поиска и определения характеристик трехлучевых звезд, характерных для реакции КСР протона на кластерах гало-ядра.

В разделе 4.4.1 приведены экспериментальные данные полученные при облучении стопки из четырех ядерных фотоэмульсий пучком радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (ОИЯИ). В разделе 4.4.2 описано моделирование реакции КСР, а в разделе 4.4.3 экспериментальные данные сравниваются с результатами моделирования.

На рис. 11 горизонтально заштрихованная область 1 показывает часть диаграммы Далитца, разрешенную для рассеяния на динейтроне, а вертикально заштрихованная область 2 — разрешенную для рассеяния на нейтроне. Отмечена концентрация экспериментальных точек в кинематической области, разрешенной для КСР протона на динейтроне. Показано, что в спектре недостающей массы реакции ${}^6\text{He}+p \rightarrow {}^4\text{He}+p+X$ возникает соответствующая структура с массой M_X , равной массе двухнейтронной компоненты гало-ядра ${}^6\text{He}$. Сделан вывод о существовании в гало-ядре ${}^6\text{He}$ «подсвязанного» состояния nn -пары — динейтрона, на котором возможно рассеяние как на кластере.

В разделе 4.5 рассмотрена возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона. В разделе 4.5.1. описано моделирование реакции взаимодействия протона с ядром ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике при энергии ${}^8\text{He}$ — 40 МэВ. Приведены результаты моделирования, как для фоновой реакции полного развала $p{}^8\text{He}$, так и для различного представлении кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$ — с кором ${}^6\text{He}$ (раздел 4.5.3) и кором ${}^4\text{He}$ (раздел 4.5.4).

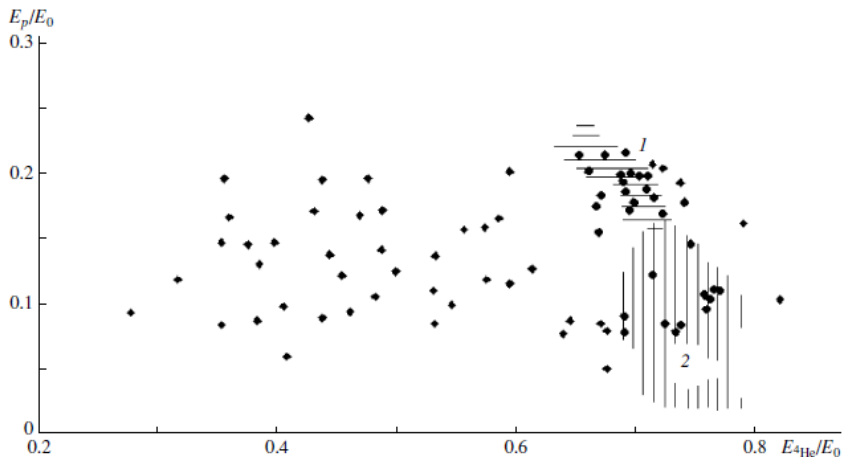


Рис.11. Диаграмма Далитца для приведенных энергий ${}^4\text{He}^*$ и протона E_p^*/E_0 и E_p^*/E_0 ; ромбы — экспериментальные данные, горизонтально (1) и вертикально (2) заштрихованные области — кинематические области, разрешенные для КСР на динейтроне и нейтроне, соответственно

В разделе 4.5.5 рассмотрены результаты моделирования, показавшие, что существуют выделенные области в угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, однозначно соответствующие определенным кластерным конфигурациям гало-ядер, рассмотрено предложение возможного эксперимента.

В разделе 4.6 рассмотрена возможность исследования nn -корреляций в реакциях подхвата кора из ядер ${}^6\text{He}$ или ${}^{11}\text{Li}$: ${}^6\text{He}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+(nn)$ и ${}^{11}\text{Li}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^{11}\text{Be}+(nn)$ с регистрацией как заряженной частицы ${}^6\text{Li}$ (${}^{11}\text{Be}$), так и нейтрона (или двух нейтронов) от распада синглетного nn -состояния. В разделе 4.6.1 описана постановка задачи, в разделе 4.6.2 описано кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+n+n$. В разделе 4.6.3 показано, что исследование энергетических (времяпролетных) спектров нейтронов, регистрируемых под углом близким к углу вылета nn -системы в совпадении с заряженной частицей, позволит получить информацию об эффективной энергии квазисвязанного nn -состояния в гало-ядре. В разделе 4.6.3 рассмотрено предложение возможного эксперимента.

В разделе 4.7 приведены выводы к главе.

Глава 5

Получение данных об энергии виртуального состояния nn -системы в реакции $d+{}^2\text{H} \rightarrow p+p+n+n$

В разделе 5.1. описаны существующие эксперименты по прямому определению энергии виртуального синглетного состояния двухнуклонной системы. При этом, энергия виртуального уровня E_{NN} прямо связана с длиной нуклон-нуклонного рассеяния a_{NN} и радиусом действия ядерных сил r_{NN} (см. формулу 4).

Отмечено, что результаты имеющихся на данный момент работ по определению энергий синглетных двухнуклонных состояний недостаточно полны и требуют уточнения. В данной главе диссертации рассмотрен эксперимент по определению энергии синглетного nn -состояния в реакции dd -развала при энергии дейтронов 15 МэВ. Определение энергии E_{nn} предполагалось в полном кинематическом эксперименте по форме спектра “развального” нейтрона, имеющего специфический вид, зависящий от энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы и, соответственно, от длины рассеяния a_{nn} .

В разделе 5.2 описано кинематическое моделирование реакции dd -развала, проведенное в два этапа. На первом этапе (раздел 5.2.1) моделировалась “квазибинарная” реакция $d+{}^2\text{H} \rightarrow nn+pp$, при этом “затравочные” массы двухнуклонных nn и pp систем берутся в достаточно широком диапазоне, соответствующим существующим средним оценкам a_{nn} и a_{pp} в широком интервале возможных отклонений от этих средних величин. В результате моделирования «квазибинарной» реакции определены затравочные значения углов вылета двухпротонной и двухнейтронной систем, на которых предполагается установить детекторы протонов и нейтронов.

На втором этапе (раздел 5.2.1) моделировалась реакция $d+{}^2\text{H} \rightarrow n+n+p+p$ с четырьмя частицами в конечном состоянии. При этом основным условием эксперимента является расположение детекторов протонов и нейтронов под углами равными или близкими к углам вылета двухнуклонных систем. Вторым важным условием эксперимента является детектирование в совпадении двух протонов одним телескопом детекторов.

Моделирование показало, что отбор событий, соответствующих определенной энергии виртуального уровня приводит к структуре во временном (энергетическом) спектре нейтронов (рис.12). При этом

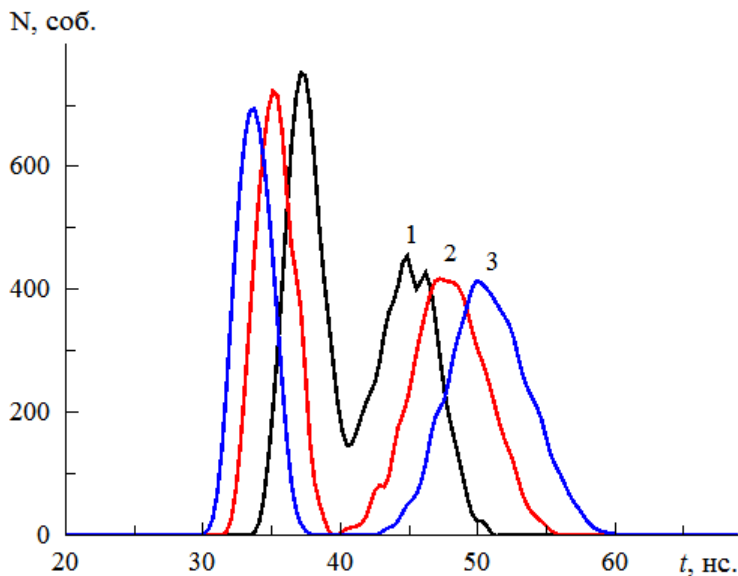


Рис. 12. Моделированные спектры времен пролета нейтронов для событий: 1 — $E_{nn}=50\pm 30$ кэВ; 2 — $E_{nn}=120\pm 70$ кэВ; 3 — $E_{nn}=200\pm 100$ кэВ, длина времяпролетной базы нейтронов 0.79 м

разность между пиками в спектре зависит от энергии виртуального NN -состояния.

В разделе 5.3 описана, созданная с учетом результатов моделирования, экспериментальная установка для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ.

В разделе 5.3.1 рассмотрены требования к системе детектирования и сбора информации. Результаты моделирования показали, что для получения необходимой информации в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow pp+nn$ необходимо регистрировать в совпадении заряженную частицу (два протона) и нейтрон. При этом для заряженной частицы необходимо получить информацию о потерях энергии в ΔE - и E -детекторах, провести отбор событий по типу частицы по ΔE - E диаграмме, выделить события прохождения через ΔE - E телескоп двух протонов, и определить энергию, выделенную в телескопе (E_{2p}). Для нейтрона необходимо получить информацию о времени пролета нейтрона от мишени до нейтронного детектора (при условии совпадения нейтронного сигнала с двухпротонным сигналом в ΔE - E телескопе).

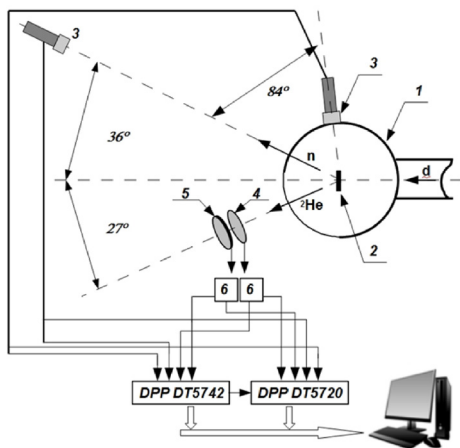


Рис.13. Схема экспериментальной установки для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow{}^2\text{He}+n+n$: 1 — камера рассеяния, 2 — CD_2 -мишень, 3 — нейтронные детекторы, 4 — ΔE -детектор, 5 — E -детектор, 6 — предусилители Si-детекторов с амплитудными и временными выходами

использовалась пленка из дейтерированного полиэтилена толщиной $\sim 2 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$. В эксперименте, в совпадении детектировались две частицы — заряженная частица ($p+p$) и нейтрон.

В разделе 5.3.3 описана система сбора информации на основе комбинации цифровых сигнальных процессоров — CAEN DT5742 и DT5720, предназначенная для определения энергий и времен пролета нескольких заряженных и нейтральных частиц. В нашей системе сбора данных сигнал от ΔE -детектора запускал быстрый блок DT5742, предназначенный для получения временной информации. На него же поступали временные сигналы от других детекторов (E -детектора заряженных частиц и нейтронных детекторов). Блок DT5742 в свою очередь запускал блок DT5720, на который поступали амплитудные сигналы от всех детекторов. Реальному событию соответствовал случай, когда на оба блока поступали сигналы от трех детекторов (ΔE , E и нейтронного детектора).

В разделе 5.3.4 описана процедура регистрации заряженных частиц ΔE – E телескопом толщинами 25 и 316 мкм. Рассмотрены во-

В разделе 5.3.2 рассмотрена схема (рис.13) и параметры детектирующей установки. Пучок дейтронов из циклотрона с энергией 15.4 МэВ проходил по ионопроводу через квадрупольные линзы, отклоняющий магнит, защитную стену, далее через систему диафрагм попадал на мишень ($\text{Ø}23 \text{ мм}$), установленную в центре камеры рассеяния. Размер пучка на мишени по диаметру не превышал 4–5 мм. Заряженные частицы из реакции выводились из камеры через щель высотой 1 см, закрытую лавсановой пленкой толщиной 20 мкм. Энергетический разброс пучка составлял около 160 кэВ, ток на мишени ~ 2 –10 нА. В качестве мишени

просы, связанные с калибровкой кремниевых детекторов и отбором двухпротонных событий в $\Delta E-E$ детекторе заряженных частиц. Результаты моделирования показали возможность отделения в телескопе двухпротонных событий от событий, вызванных одиночными частицами (протонами и дейтронами)

В разделе 5.3.5 описана процедура регистрации нейтронов водородосодержащим сцинтиллятором EJ-301. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом в качестве стартового сигнала времяпролетной системы использовался временной сигнал от ΔE -детектора.

Оцифровка сигналов нейтронного детектора проводилась с помощью цифрового сигнального процессора DT5742. Блок DT5742 предназначен для временного анализа сигналов и имеет следующие характеристики: количество детекторных входов 16, максимальная частота оцифровки $5 \cdot 10^9$ выборок/с (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 12 бит.

В эксперименте на входы DT5742 подаются сигналы непосредственно с ФЭУ нейтронного детектора и с временных выходов преусилителей кремниевых детекторов. Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора TR0 по сигналу нейтронного либо ΔE -детектора. Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнению передавались в основной компьютер. На рис. 14 приведен пример записываемых осциллограмм.

Обработка информации велась в режиме “off-line” и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах и цифрового анализа формы импульсов для разделения событий от различных типов частиц. Для нейтронного канала регистрации проводилось разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами. Такая возможность обусловлена различием в форме импульсов для нейтрона и гамма-кванта, зарегистрированных в жидком сцинтилляторе: у нейтронного сигнала более медленный спад импульса. На рис. 14 штриховой линией рядом с нейтронным сигналом (3) показана форма импульса и для гамма-кванта. Выбирая различные временные интервалы выделения (QS — метка 5, QL — 6 на рис. 14) в осциллограмме сигнала, строится функция $PSD = \frac{QL - QS}{QL}$, где QS — сумма оцифрованных амплитуд

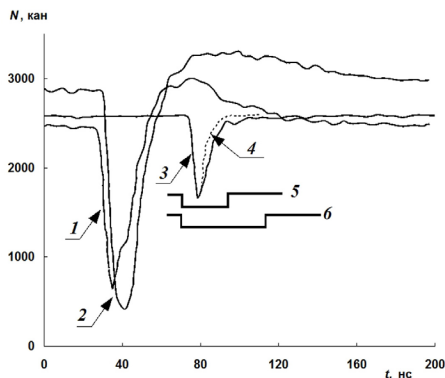


Рис. 14. Пример записываемых сигналов на DT5742. Здесь: 1, 2, 3 — сигналы ΔE -, E - и нейтронного детектора, соответственно. Штриховая линия 4 — форма сигнала от гамма-кванта, 5 и 6 — временные интервалы, обычно выбираемые для анализа по форме импульса

временная калибровка нейтронного канала в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow{}^3\text{He}+n$. Для калибровки времяпролетных спектров дополнительный нейтронный детектор устанавливался на угол 83° (справа от оси пучка) для регистрации нейтрона из двухчастичной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow{}^3\text{He}+n$. Углы регистрации 27° (${}^3\text{He}$) и -83° (n), и соответствующие энергии вторичных частиц ~ 11 МэВ и ~ 7 МэВ, соответственно, были выбраны по результатам моделирования реакции при энергии пучка дейтронов 15 МэВ. При этом стартовый сигнал в блок DT5742 поступал с E -детектора, регистрирующего ${}^3\text{He}$, а стоповый — с нейтронного детектора.

События ${}^3\text{He}-n$ отбирались по локусу ${}^3\text{He}$ в $\Delta E-E$ диаграмме, полученной при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора (Рис. 16).

Для отобранных событий, соответствующих локусу ${}^3\text{He}$, с помощью блока DT5742 измерялся спектр разности времен $\Delta t=t_n-t_{\text{He}}$ между сигналами нейтронного (83°) и E -детектора. Полученное время (~ 13 нс) характеризовало разность аппаратных задержек в каналах E - и нейтронного детекторов, поскольку расстояния до детекторов выбирались при моделировании так, чтобы частицы (${}^3\text{He}$ и нейтрон) попадали в детекторы одновременно. Полученная разность аппаратных задержек была использована при определении времени пролета нейтрона.

в коротком временном интервале, QL — сумма оцифрованных амплитуд в широком временном интервале, охватывающем всю медленную компоненту спада. Отбор событий, соответствующих зарегистрированным нейтронам или гамма-квантам в детекторе нейтронов, возможен при анализе двумерной диаграммы $A-PSD$ (рис. 15), где A — амплитуда импульса. На ней образуются две отдельные области, принадлежность к которым и определяет тип частицы.

В разделе 5.3.5.2 рассмотрена

Раздел 5.4 посвящен извлечению данных об энергии nn -синглетного уровня в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$. Отбор событий по области прохождения двух протонов через ΔE - E телескоп и определение времени пролета нейтрона для событий, принадлежащих этой области, приводит к временно-му спектру нейтронов, показанному на рис. 17. Учитывая параметры экспериментальной установки, было проведено моделирование четырехчастичной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$, при этом бралось ограничение на суммарную энергию двух протонов $E_{p1}+E_{p2}>4.5$ МэВ, которое соответствовало области относительных энергий двух нейтронов ~ 0 –300 кэВ. В результате моделирования из всего массива полученных событий отбирались события с определенными значениями относительной энергии nn -пары в интервале $\varepsilon=E_{nn}\pm\Gamma$, а полученные при отборе моделированные времяпролетные спектры нейтронов сравнивались с времяпролетным спектром нейтронов, полученным в эксперименте. Для каждого значения E_{nn} проводилась процедура фитирования, в процессе которой определялось наилучшее значение интервала Γ . В процессе подгонки минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных $N^{\text{exp}}(t)$ и моделированных $N_{E_{nn},\Gamma_{nn}}^{\text{mod}}(t)$ точек, даваемое выражением

$$\chi^2(E_{nn},\Gamma) = \sum_t \frac{\left(N_{E_{nn},\Gamma}^{\text{mod}}(t) - A \cdot N^{\text{exp}}(t)\right)^2}{\left(\Delta N^{\text{exp}}(t)\right)^2} \quad (5)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и теоретического спектров по всему

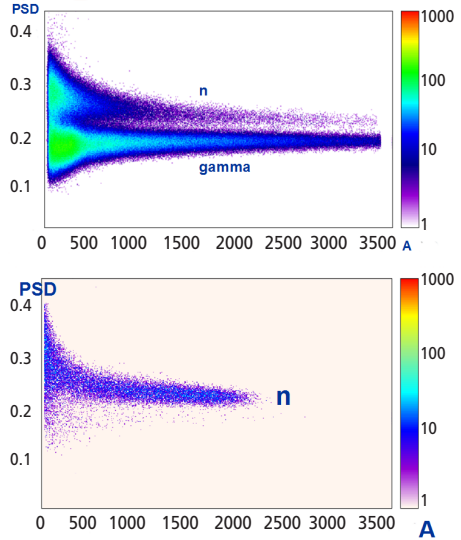


Рис. 15. Двумерные диаграммы A - PSD для сцинтиллятора EJ-315, расположенного под углом регистрации 83° : сверху — без совпадений с ΔE - E -телескопом, внизу — в совпадении с ${}^3\text{He}$ событиями в ΔE - E телескопе, расположенном под углом 27°

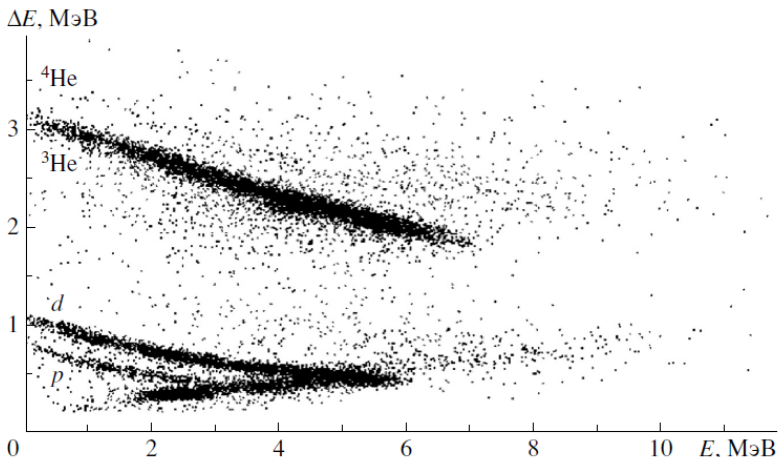


Рис. 16. Двумерная ΔE – E диаграмма, полученная с помощью блока ДТ5720 при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора (83°). На диаграмме видны локусы, соответствующие протонам, дейтронам, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$

интервалу суммирования t , а $\Delta N^{\text{exp}}(t)$ — статистическая ошибка экспериментальных точек. Для каждого фиксированного значения E_{nn} оптимальная величина Γ^{opt} выбиралась по минимуму χ^2 (5). Таким образом, для каждого значения E_{nn}^i находилось минимальное значение $\chi^2_{\text{min}}(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$.

На рис. 17 экспериментальный спектр сравнивается с различными вариантами моделирования — демократический развал ($\varepsilon=0$ –1300 кэВ) и выделение интервала $\varepsilon=E_{nn}\pm\Gamma$ при $E_{nn}=160$ кэВ, $\Gamma=150$ кэВ; $E_{nn}=80$ кэВ, $\Gamma=70$ кэВ и $E_{nn}=40$ кэВ, $\Gamma=35$ кэВ. Для последних трех вариантов, моделирование проводилось для указанных значений E_{nn} с оптимальным значением параметра Γ^{opt} .

Для определения величины E_{nn} строилась зависимость минимального значения $\chi^2_{\text{min}}(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$ от величины E_{nn}^i , которая подгонялась квадратичным полиномом (рис. 18). При этом минимальное значение χ^2_{min} определяет величину энергии состояния, а ошибка ΔE_{nn} в определении E_{nn} дается формулой

$$\Delta E_{nn} = \left| E_{nn}(\chi^2_{\text{min}}) - E_{nn}(\chi^2_{\text{min}}+1) \right|. \quad (6)$$

Анализ зависимости $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$ от величины E_{nn} показал, что минимальное значение χ^2 достигается при энергии виртуального синглетного nn -состояния $E_{nn}=76\pm 6$ кэВ, $\Gamma=70\pm 2$ кэВ. Согласно формуле (4),

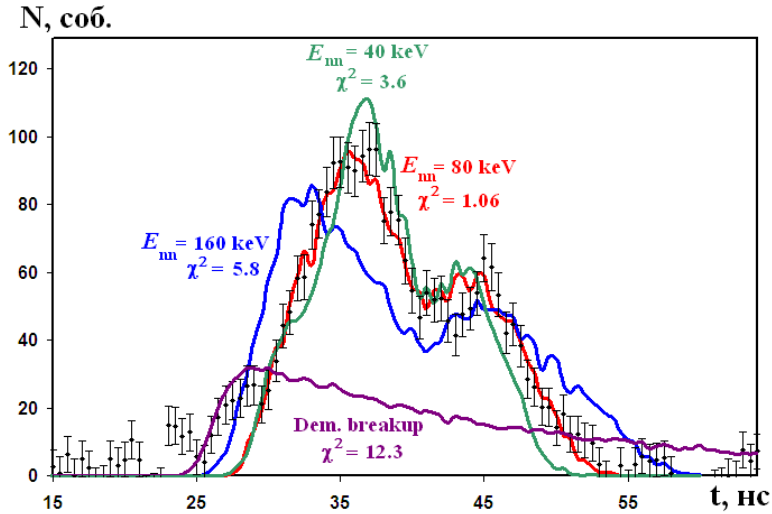


Рис. 17. Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов и примеры моделированных спектров. Моделирование: сиреневая линия — демократический развал, синяя линия — $E_{nn} = 160$ кэВ, $\Gamma = 150$ кэВ; красная — $E_{nn} = 80$ кэВ, $\Gamma = 70$ кэВ, зеленая — $E_{nn} = 40$ кэВ, $\Gamma = 35$ кэВ

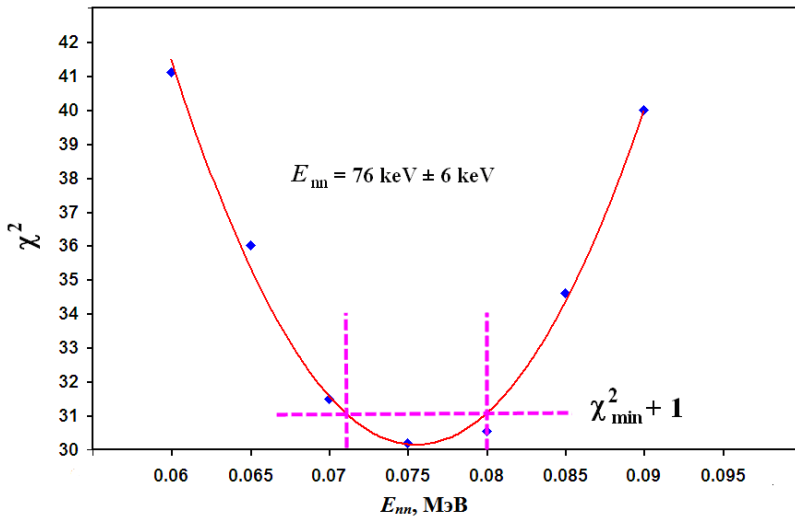


Рис. 18. Зависимость $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$ от величины E_{nn}^i . Кривая — подгонка квадратичным полиномом

этому значению энергии синглетного состояния можно сопоставить значение синглетной длины nn -рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6$ фм. Полученное значение nn -длины рассеяния в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^S + {}^2p^S \rightarrow n + n + p + p$ значительно превышает (по абсолютной величине) значения длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу ($a_{nn} = -19$ фм до $a_{nn} = -16$ фм), что, по-видимому, указывает на эффективное усиление nn -взаимодействия в промежуточном состоянии в исследуемой реакции.

В разделе 5.5 приведены выводы к главе.

В разделе 5.6 помещены приложения, в которых описаны методики, разработанные при проведении данного эксперимента:

5.6.1. Моделирование спектра α -частиц при наличии поглощающих слоев между источником и детектором.

5.6.2.. Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами.

Глава 6

Анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченных из реакций nd - и dd -развала

В разделе 6.1. дан краткий обзор данных о величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния. Нуклон-нуклонные длины синглетного рассеяния a_{nn} , a_{np} и a_{pp} являются основными фундаментальными характеристиками NN -взаимодействия. В частности, значение и знак a_{NN} говорят о силе взаимодействия и наличии или отсутствии околопороговых связанных или виртуальных состояний.

Правильное значение длины нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} имеет фундаментальное значение для ядерной физики в целом, а также для многих конкретных проблем, таких как существование мультинейтронов, степень нарушения эффектов зарядовой независимости и зарядовой симметрии и т.д. Поэтому неудивительно, что экспериментальное определение длин NN рассеяния началось еще в первые годы ядерной физики. К сожалению, до настоящего времени нет точных знаний о значении a_{nn} . Многие отличающиеся значения для a_{nn} (в интервале от -16 до -19 фм), которые были извлечены из экспериментов различного типа, можно рассматривать почти на равных основаниях.

В настоящее время в литературе ситуацию a_{nn} можно обобщить следующим образом. Есть два альтернативных значения для a_{nn} , а именно:

1. Первое значение $a_{nn} = -16.4 \pm 0.5$ фм — усреднение значений, извлеченных из экспериментов по развалу дейтрона $n + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + n$, проведенных до 1993 г [30].

2. Второе значение $a_{nn} = -18.63 \pm 0.48$ фм извлечено из экспериментов по захвату остановившихся пионов на дейтроне $\pi^- + {}^2\text{H} \rightarrow \gamma + n + n$ [27–29].

Последнее значение a_{nn} считается теперь более корректным, поскольку в таком процессе отсутствует вклад трехнуклонной силы. Таким образом, разница между первым и вторым значениями a_{nn} обычно приписывалось вкладу $3N$ сил.

Тем не менее, нынешняя ситуация с данными по a_{nn} в реакции nd -развала гораздо сложнее, чем можно было бы заключить из приведенных выше аргументов. Фактически, наряду с данными, близкими к значениям $a_{nn} \approx -16.5$ фм [32,34,35], существует несколько экспериментов по трехнуклонному развалу [31,33], которые также обеспечивают более высокое (по модулю) значение $a_{nn} \approx -18.7$ фм.

Сравнивая полученные результаты в реакции nd -развала можно отметить, что результаты для a_{nn} были получены при различных энергиях, а именно от $E_n = 13$ МэВ [31,33] до $E_n = 40$ МэВ [35]. С общей точки зрения, можно предположить, что при более высокой энергии реакции развала время, когда все три частицы находятся близко друг к другу меньше, и, следовательно, вклад $3N$ -сил также становится меньше.

В разделе 6.2 рассмотрены эксперименты по nd -развалу, в которых получены основные данные об a_{nn} за последние 20 лет.

Рассмотрение начато в разделе 6.2.1 с работы, проведенной в TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory) в 1999 г. [31]. Эксперимент проведен при энергии нейтронов 13 МэВ с применением толстой активной сцинтилляционной C_6D_{12} -мишени. Для получения данных о nn -длине рассеяния использовалась геометрия взаимодействия в конечном состоянии (ВКС). При этом два нейтрона регистрировались под одинаковыми углами $\Theta_1 = \Theta_2 = 20.5^\circ, 28^\circ, 35.5^\circ$ и 43° , $\Phi_{12} = 0^\circ$ кольцевыми и цилиндрическими детекторами на расстоянии 1.5 и 2.5 м, соответственно. Нейтрон-протонная длина рассеяния измерялась в так называемой «RECOIL» геометрии двумя нейтронными детекторами с двух сторон от пучка ($\Phi_{12} = 180^\circ$) в трех конфигурациях: $\Theta_1 = 28^\circ$ и $\Theta_2 = 83.5^\circ$, $\Theta_1 = 35.5^\circ$ и $\Theta_2 = 69.0^\circ$, $\Theta_1 = 43^\circ$ и $\Theta_2 = 55.7^\circ$.

Экспериментальные сечения $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dS$ сравнивались с результатами расчетов по уравнению Фаддеева задачи трех тел с применением BONN-B [2] NN -потенциала, параметры которого находились путем подгонки к известному значению a_{np} . В результате сравнения в работе получены следующие значения длин рассеяния: $a_{nn} = -18.7 \pm 0.6$ фм, $a_{np} = -23.5 \pm 0.8$ фм.

В 2006 г. та же группа TUNL опубликовала новые экспериментальные данные при энергии нейтронов 13 МэВ [33]. Отличие от предыдущего эксперимента заключалось в введении 8 дополнительных детекторов, повторяющих геометрию ВКС правого плеча, а также проведение анализа по форме ВКС сечения. Приведено значение длины рассеяния из анализа формы сечения $a_{nn} = -18.8 \pm 0.5$ фм. На основе равенства значений длины рассеяния, извлеченных под разными углами (20.5° , 28° , 35.5° и 43°), был сделан вывод о незначительном влиянии $3N$ сил на нейтрон-нейтронное ВКС сечение.

В разделе 6.2.2. рассмотрены результаты исследования реакции nd -развала Боннской группой [32]. Измерения проводились при двух энергиях нейтронов 25.3 и 16.6 МэВ в «RECOIL»-геометрии. При этом в совпадении регистрируются нейтрон под углом $\Theta_n = 55.5^\circ$ и протон под углом $\Theta_p = 41.15^\circ$, $\Phi_{np} = 180^\circ$. Отличие данного эксперимента от [31,33] заключалось в использовании «RECOIL»-геометрии и применении тонкой CD_2 -мишени и, таким образом, в отсутствии, эффектов перерассеяния нейтронов в мишени и детекторах нейтронов. При энергии 25.3 МэВ было получено значение $a_{nn} = -16.3 \pm 0.4$ фм из анализа абсолютных сечений и $a_{nn} = -16.1 \pm 0.4$ фм из анализа формы ВКС сечения с привязкой к пику квазиупругого np рассеяния. При энергии 16.6 МэВ были получены только данные из анализа формы сечения $a_{nn} = -16.2 \pm 0.3$ фм.

В разделе 6.2.3 приведены результаты Боннской группы [34], в которой nn -ВКС исследовалось в кинематически неполной геометрии в реакции ${}^2H(n,p)nn$ при энергии $E_n = 17.4$ МэВ, детектируя протоны под углами близкими к 0° . Абсолютное сечение для реакции nd -развала было получено относительно измеряемого одновременно упругого nd -рассеяния. Анализ данных проводился с помощью детального Монте-Карло моделирования на основе расчетов по уравнениям Фаддеева в задаче трех тел с использованием CD-Bonn и других современных NN -потенциалов. Величина длины nn -рассеяния $a_{nn} = -16.5 \pm 0.9$ фм

была получена из сравнения экспериментального и моделированного ВКС-сечения.

В разделе 6.2.4 рассмотрены результаты исследования реакции nd -развала объединенной группой TUNL–BONN. Ввиду значительного расхождения результатов двух групп TUNL и BONN, было принято решение о проведении совместного эксперимента. Для этого на нейтронном пучке в TUNL была создана комбинированная схема (рис. 19), состоящая из детектирующей установки в геометрии «RECOIL» с тонкой дейтериевой мишенью [32] и установки в геометрии ВКС [31,33].

Первые измерения на совместной установке были выполнены в геометрии ВКС при энергии нейтронного пучка 19 МэВ. Данные о nn -длине рассеяния, полученные при угле регистрации нейтронов $\Theta_1 = \Theta_2 = 35.5^\circ$ и $\Phi_{12} = 0^\circ$, были опубликованы только в ежегодном отчете TUNL за 2006 г. [36]. Получено значение $a_{nn} = -17.6 \pm 0.2$ фм из анализа формы сечения. При этом было получено также значение $a_{np} = -22.7 \pm 1$ фм при углах регистрации нейтронов 35.5° и 73.5° .

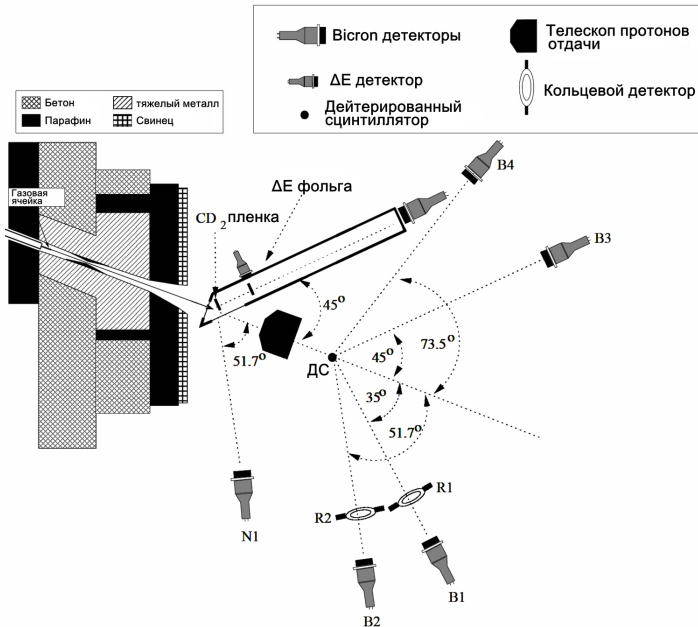


Рис. 19. Схема установки TUNL–BONN [35–36]

Позднее в 2009 году на этой же установке были получены данные в «RECOIL»-геометрии при энергии нейтронов 19 МэВ и углах регистрации $\Theta_n=52^\circ$ и $\Theta_p=45^\circ$. Значение $a_{nn}=-16.8\pm 0.5$ фм было получено из привязки к пику квазиупругого np -рассеяния. Эти данные о nn -длине рассеяния были представлены в ежегодном отчете TUNL за 2009 г. [37].

В разделе 6.3. рассмотрены эксперименты по определению энергии нейтрон-нейтронного виртуального 1S_0 состояния. В разделе 6.3.1 кратко рассмотрен эксперимент по исследованию реакции nd -развала при энергии 40 МэВ на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН, подробно рассмотренный в главе 3.

Нейтронобразующей мишенью служила ловушка пучка протонов линейного ускорителя ИЯИ. В качестве дейтериевой мишени использован диск из дейтерированного полиэтилена толщиной ~ 100 мг·см⁻². В совпадении регистрировались все три вторичные частицы. Протон регистрировался детектором, расположенным на расстоянии 30 см от CD₂ мишени под углом $\Theta_p=90^\circ$ по отношению к оси падающего нейтронного пучка. Оба нейтрона регистрировались годоскопом из шести детекторов, расположенных под углами $\Theta_n=24-34^\circ$ относительно направления первичных нейтронов с шагом 2° на пролетном расстоянии 5 м от CD₂-мишени. Энергия нейтрона измерялась по времени пролета относительно стартового сигнала протонного детектора. Для каждого зарегистрированного события относительная энергия двух нейтронов ε вычислялась из измеренных энергий двух нейтронов и угла их разлета.

Измеренная зависимость выхода реакции $n+^2\text{H}\rightarrow p+n+n$ от относительной энергии двух вторичных нейтронов для угла разлета нейтронов $\Delta\Theta=6^\circ(24^\circ-30^\circ, 26^\circ-32^\circ, 28^\circ-34^\circ)$ сравнивалась с результатами моделирования с использованием формулы Мигдала-Ватсона:

$$F_{MW} = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}} \quad (7)$$

для различных значений E_{nn} . В процессе подгонки параметрами являлись нормировочный коэффициент A и энергия синглетного виртуального уровня nn -системы E_{nn} . В результате из экспериментальных данных была определена энергия виртуального уровня $E_{nn}=0.129\pm 0.013$ МэВ, связанная с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением (4), что приводит к величине $a_{nn}=-16.6\pm 1.0$ фм [35].

В разделе 6.3.2. рассмотрены результаты определения энергии виртуального nn -состояния в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$. Эксперимент подробно рассмотрен в главе 5. Исследование реакции dd -развала проведено на установке ИЯИ-НИИЯФ при энергии дейтронов 15 МэВ. Моделирование реакции показало, что в определенных кинематических условиях регистрации pp -пары и нейтрона под углами вылета NN -пар в квазибинарной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow (nn)^S+(pp)^S$, форма энергетического (временного) спектра нейтрона зависит от энергии виртуального синглетного состояния nn -пары, а, следовательно, согласно (4) от значения nn -длины рассеяния.

Эксперимент проведен на пучке дейтронов НИИЯФ МГУ. В измерениях была использована мишень из дейтерированного полиэтилена толщиной $2 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$, пучок дейтронов с током на мишени 10–20 нА. В эксперименте регистрировались в совпадении два протона и нейтрон. Два протона регистрировались ΔE – E телескопом под углом 27° .

Моделирование ионизационных потерь для использованного ΔE – E телескопа показало возможность выделения событий одновременного прохождения через него двух протонов от локусов одиночных частиц. Нейтроны детектировались под углом 36° (соответствующим кинематике двухчастичной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow {}^2\text{He}+{}^2n$) жидким водородосодержащим сцинтиллятором EJ-301, установленным на расстоянии 0.79 м от мишени. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом в качестве стартового сигнала времяпролетной системы использовался временной сигнал от ΔE -детектора. В эксперименте использовалась система сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров DT5742 и DT5720.

Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов сравнивался с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. В результате проведенного χ^2 -анализа экспериментальных и моделированных данных получено значение $E_{nn}=76\pm 6$ кэВ, которое можно соотнести, согласно (3), с величиной nn -длины рассеяния $a_{nn}=-22.6\pm 0.6$ фм, при значении эффективного радиуса $r_{nn}=2.82$ фм.

6.4. Новый анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния полученных в реакциях nd - и dd -развала

В разделе 6.4 проанализированы значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния, извлеченные в реакциях nd - и dd -развала начиная

с 1999 г. [31–37]. Данные представлены в таблице 1 и на рис. 20 в зависимости от года опубликования результата.

Таблица 1. Значения a_{nn} и параметры экспериментов, данные о длине рассеяния, полученные из абсолютных значений сечения (абс.) и из подгонки формы сечения (форм.)

Установка	Реакция	Энергия, МэВ	Длина рассеяния a_{nn} , Фм	R, фм	Источник
TUNL	$d(n, nn)p$	13	-18.7 ± 0.6 (абс.)	4.25	[31]
TUNL	$d(n, nn)p$	13	-18.8 ± 0.5 (форм.)	4.25	[33]
BONN	$d(n, np)n$	16.6	-16.2 ± 0.3 (форм.)	4.93	[32]
BONN	$d(n, np)n$	25.3	-16.3 ± 0.4 (абс.) -16.1 ± 0.4 (форм.)	6.44	[32]
BONN	$d(n, p)nn$	17.4	-16.5 ± 0.9 (абс.)	5.16	[34]
BONN-TUNL	$d(n, nn)p$	19	-17.6 ± 0.2 (форм.)	5.44	[36]
BONN-TUNL	$d(n, np)n$	19	-16.8 ± 0.5 (форм.)	5.44	[37]
ИЯИ РАН	$d(n, nnp)$	40	-16.6 ± 1.0 (форм.)	8.35	[35]
ИЯИ-НИИЯФ	$d(d, npp)n$	15	-22.2 ± 0.6 (форм.)	2.38	[35]

Видно, что разброс значений a_{nn} (от -16 до -22 фм) значительно превосходит приведенные авторами значения ошибок. Поскольку приведенные в таблице значения a_{nn} были получены в широкой области энергии налетающих частиц (от 13 до 40 МэВ), можно предположить, что большие значения a_{nn} (по абсолютной величине) могут быть связаны с большим влиянием $3N$ -сил. Так, дибарионная модель ядерных сил [25] предсказывает достаточно сильное $3N$ -взаимодействие между дибарионом (в нашем случае динейтронным синглетом) и нуклоном, обусловленное обменом скалярным мезоном. При этом влияние этого взаимодействия на параметры nn -взаимодействия (длину рассеяния и энергию виртуального состояния) будет зависеть от скорости разлета фрагментов.

Реакции nd и dd -развала можно рассматривать как проходящие через промежуточную стадию образования и разлета фрагментов: nn -пары и протона (или «дипротона», соответственно). Выберем некоторый произвольно фиксированный временной интервал (например, $t=10^{-23}$ с) и, используя кинематический расчет для скорости разлета двух фрагментов, рассчитаем расстояние R между ними, соответствующее выбранному временному интервалу t (выбор определенного

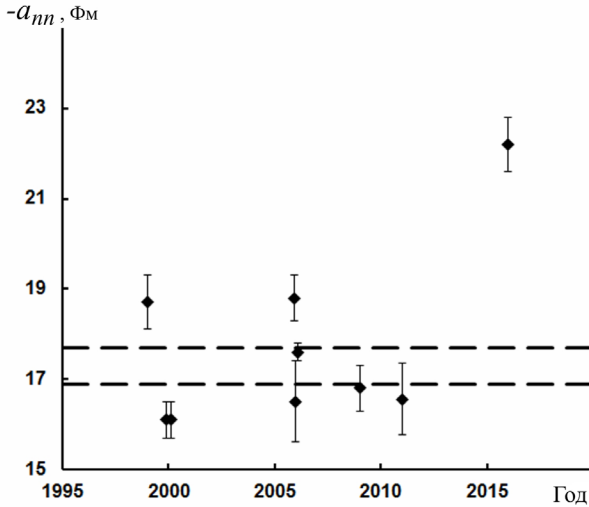


Рис.20. Значения a_{nn} длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалу [31–37]. Пунктирные линии соответствуют предельным значениям $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм

значения t не имеет значения из-за очевидного масштабирования). При фиксированном t , параметр R зависит от относительной скорости разлета фрагментов, т.е. от энергии и массы фрагментов в конечном состоянии. Для различных экспериментов параметр R может значительно отличаться (см. таблицу 1 и рис. 21).

Ясно, что чем больше значение параметра R , тем больше скорость разлета фрагментов, тем быстрее фрагменты покидают область действия $3N$ -сил, и тем меньше должно быть влияние $3N$ -сил на параметры nn -взаимодействия, извлекаемые из эксперимента.

Используя этот R -критерий, мы построили график зависимости значений a_{nn} , полученных из экспериментов по nd и dd -развалу, приведенных в таблице, от значений параметра R (рис. 22). Видно, что экспериментальные точки, в основном, расположены в соответствии с относительным расстоянием R , и могут быть описаны гладкой кривой, зависящей от R .

Для аппроксимации экспериментальных a_{nn} была использована экспоненциальная функция (8) (см. рис. 22)

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0), \quad (8)$$

при этом значения ее параметров a , b и r_0 определялись из минимума

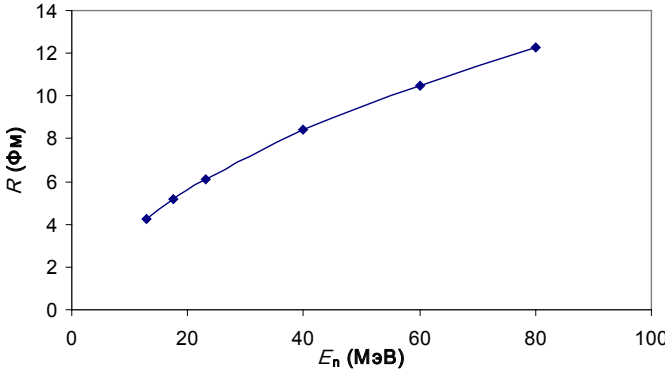


Рис.21. Зависимость значения параметра R от энергии налетающих нейтронов для реакции nd -развала

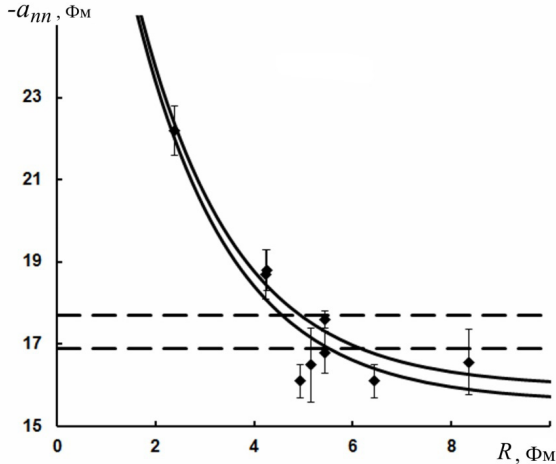


Рис. 22. Зависимость значений a_{nn} от параметра R . Пунктирные линии соответствуют предельным значениям $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм, сплошные — аппроксимация экспериментальных точек зависимостью (4) при значениях параметра $a = -15.8 \pm 0.2$

χ^2 . Значения R , для всех использованных экспериментальных данных, также приведены в таблице. Параметр a определяет асимптотическое значение a_{nn} , полученное экстраполяцией этой кривой при $R \rightarrow \infty$, и должен быть свободным от вклада $3N$ -сил. Для использованных экспериментальных данных получено значение параметра $a \equiv a_{nn}(\infty) = -15.8 \pm 0.2$ фм.

Полученные значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} ,

выведенные их новых развальных трех- и четырехчастичных экспериментов $n+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p$ и $d+{}^2\text{H}\rightarrow {}^2\text{He}+{}^2n$ с учетом экстраполяции для исключения возможного вклада трехчастичных сил, явно стремятся к нижнему пределу $a_{nn}\approx 16$ фм. Вместе с тем, необходимы дополнительные исследования, желательны при различных значениях параметра R , для установления истинного значения a_{nn} , как одной из фундаментальных констант ядерной физики.

В разделе 6.5 приведены выводы к главе.

В разделе 6.6 помещено приложение, описывающее вывод формулы для кинематического параметра R через кинематические параметры реакции, проходящей через стадию образования NN -состояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Heisenberg / Uber den Bau der Atomkerne. I. // Z. Phys. 1932. V. 77. P. 1–11.
2. R. Machleidt, F. Sammarruca, and Y. Song / Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure // Phys. Rev. C. 1996. V. 53(4). P. R1483–R1487; V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, et al. Construction of high-quality NN potential models // Phys. Rev. C. 1994. V. 49(6). P. 2950–2962.
3. S.A. Coon, M.D. Scadron, P.C. McNamee, et al. / The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter // Nucl. Phys. A. 1979. V. 317. P. 242–278.
4. W.P. Abfalterer, F.B. Bateman, F.S. Dietrich, et al. / Inadequacies of the Nonrelativistic 3N Hamiltonian in Describing the n+d Total Cross Section // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81(1). P. 57–60.
5. B.S. Pudliner, V.R. Pandharipande, J. Carlson, et al. / Quantum Monte Carlo calculations of nuclei with $A\leq 7$ // Phys. Rev. C. 1997. V. 56(4). P. 1720–1750.
6. W. Glöckle, H. Kamada, J. Golak, et al. / Few-Nucleon Calculations and Correlations // 2001, e-print arXiv:nucl-th/0109070v1.
7. V.I. Kukulín, V.N. Pomerantsev, and O.A. Rubtsova / Wave-packet continuum discretization method for solving the three-body scattering problem // Teoret. Mat. Fiz. 2007. V. 150(3). P.403–4240.
8. W. Glöckle, H. Witala, D. Hüber, et al. / The three-nucleon continuum: achievements, challenges and applications // Phys. Rep. 1996. V. 274. P. 107–285.

9. C.R. Howell / Review of indirect methods used to determine the 1S_0 neutron-neutron scattering length // 2008, e-print arXiv: 0805.1177.
10. V.T. Voronchev, V.M. Krasnopol'sky and V.I. Kukul'in / A variational study of the ground and excited states of light nuclei in a three-body model on the complete basis. I. General formalism // *J. Phys. G. Nucl. Phys.* 1982. V. 8. P. 649–666.
11. M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Fedorov, et al. / Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li // *Phys. Rep.* 1993. V. 231. P. 151–199.
12. L.I. Galanina and N.S. Zelenskaya / Mechanism of Independent Neutron Transfer in Elastic $\alpha^6\text{He}$ Scattering and Structure of the ^6He Nuclear Wave Function // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70(2). P. 283–289.
13. R. Raabe, A.A. Andreyev, M. Huyse, et al. / 2n-transfer contribution in the $^4\text{He}(^6\text{He}, ^6\text{He})^4\text{He}$ cross section at $E_{\text{c.m.}}=11.6$ MeV // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67, P. 4446021(1–6).
14. I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, et al. / Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2676–2679.
15. Г.Е. Беловицкий, В.П. Заварзина, С.В. Зуев, Е.С. Конобеевский, и др. / Реакция квазисвободного рассеяния протона на гало-ядрах как инструмент исследования структуры нейтронного гало // *Ядерная физика.* 2009. Т. 72(10). С. 1772–1776.
16. Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev, J.S. Vaagen / Dynamics of two-neutron transfer reactions with the Borromean nucleus ^6He // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 60. P. 044605(1–18).
17. A. Siepe, J. Deng, V. Huhn et al. / Neutron-proton and neutron-neutron quasifree scattering in the n-d breakup reaction at 26 MeV // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65. P.034010(1–7).
18. X.C. Ruan, Z.Y. Zhou, X. Li et al. / Experimental study of neutron-neutron quasifree scattering in the nd breakup reaction at 25 MeV // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 75. P. 057001 (1–4).
19. Witala H., Glöckle W. / On the discrepancies in the low-energy neutron–deuteron breakup // *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* 37, 064003–064013 (2010)
20. T. Ishida, T. Yagita, S. Ochi, et al. / Search for space star anomaly in pd breakup reaction at 13 MeV // *Mod. Phys. Lett. A.* 2003. V. 18. P.436–439.

21. Setze H R et al 2005 Phys. Rev. C 71 034006
22. H.R. Setze, C.R. Howell, W. Tornow, et al. / Verification of the space-star anomaly in nd breakup // Phys. Lett. B. 1996. V. 388. P. 229–234.
23. J. Strate, K. Geissdorfer, R. Lin, et al. Differential Cross Section of the ${}^2\text{H}(n, nnp)$ -Reaction at $E_n=13$ MeV // Nucl.Phys. A. 1989. V. 501. P. 51–85.
24. A. Deltuva, A.C. Fonseca, and P.U. Sauer / Momentum-space description of three-nucleon breakup reactions including the Coulomb interaction // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. 054004(1–12).
25. V.I. Kukulín, P. Grabmayr, A. Faessler, et al. / Experimental and theoretical indications for an intermediate σ -dressed dibaryon in the NN interaction // Annals of Physics. 2010. V. 325. P. 1173–1189.
26. A. Gardestig / Extracting of the neutron-neutron scattering length—recent developments // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2009. V. 36(5). P. 053001(1–15).
27. O. Schori, B. Gabioud, C. Joseph, et al. / Measurement of the neutron-neutron scattering length a_{nn} with the reaction $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$ in complete kinematics // Phys. Rev. C. 1987. V. 35(6). P. 2252–2257.
28. C.R. Howell, Q. Chen, T.S. Carman, et al. / Toward a resolution of the neutron-neutron scattering-length issue // Phys. Lett. B. 1998. V. 444. P. 252–259.
29. Q. Chen, C.R. Howell, T.S. Carman, et al. / Measurement of the neutron-neutron scattering length using the π^-d capture reaction // Phys. Rev. C. 2008. V. 77(5). P. 054002(1–19).
30. Б. Кюн / Измерение длины рассеяния нейтрона на нейтроне и вопрос о зарядовой зависимости ядерных сил // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, №2. С. 347–392.
31. D.E. Gonzales Trotter, F. Salinas, Q. Chen, et al. / New measurement of the ${}^1\text{S}_0$ neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard // Nucl. Rev. Lett. 1999. V. 83(19). P. 3798–3791.
32. V. Huhn, L. Watzold, Ch. Weber, et al. / New investigation of the neutron-neutron and neutron-proton final state interaction in the n-d breakup reaction // Phys. Rev. C. 2000. V. 63(1). P. 014003 (1–12).
33. D.E. Gonzales Trotter, F. Salinas, W. Tornow, et al. / Neutron-deuteron breakup experiment at $E_n=13$ MeV: Determination of the ${}^1\text{S}_0$ neutron-neutron scattering length a_{nn} // Phys. Rev. C. 2006. V. 73(3).

P.034001(1–21).

34. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witala / Neutron-neutron final-state interaction in the ${}^2\text{H}(n,p){}^2\text{n}$ reaction at $E_n=17.4$ MeV // Phys. Rev. C. 2006. V. 74(1). P. 014001 (1–5).
35. Конобеевский Е. С., Зуев С. В., Каспаров А. А., Кукулин В. И., Лебедев В. М., Мордовской М. В., Померанцев В. Н., Спасский А. В. / Низкоэнергетические параметры нейтрон-нейтронного взаимодействия: анализ данных, извлеченных из реакций nd - и dd -развалов // Ядерная физика, 2018, том 81, № 5, с. 555–563.
36. B.J. Crowe III, A.S. Crowell, J. Deng, et al. / Determinations of nn and np Scattering Lengths from Coincidence-Geometry nd Breakup Cross-Section Data // TUNL Progr. Rep. 2005–2006. V. XLV. P. 65–67.
37. C.R. Howell, A.S. Crowell, J. Deng, et al. / Determination of the Neutron-Neutron Scattering Length Using Neutron-Deuteron Breakup at 19 MeV in Recoil Geometry // TUNL Progr. Rep. 2008–2009. V. XLVIII. P. 57–58.

Заключение

Положения, выносимые на защиту:

- Созданы компьютерные программы, позволяющие проводить кинематическое моделирование ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5...). Используя результаты моделирования, определены геометрии различных экспериментов и необходимые параметры детекторов, позволяющие получить данные с необходимой точностью и возможностью отделения их от фоновых процессов.
- Сделан важный вывод, что при определенных условиях эксперимента, проходящего через стадии образования и развала промежуточного nn -состояния, энергетический спектр нейтронов имеет специфический вид, зависящий от энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы и, соответственно, от длины рассеяния a_{nn} .
- Разработана методика определения низкоэнергетических параметров nn -взаимодействия (энергии виртуального синглетного состояния nn -системы и соответствующей длины nn -рассеяния) в реакции nd -развала. Создана экспериментальная установка на пучке нейтронов канал РАДЭКС Института ядерных исследований РАН,

позволяющая проведение исследования реакции nd -развала в диапазоне энергии первичных нейтронов 20–100 МэВ.

- Впервые получены новые данные о параметрах nn -взаимодействия в реакции nd -развала при энергии нейтронов 40 МэВ — энергии виртуального синглетного состояния nn -системы $E_{nn}=0.129\pm 0.013$ МэВ и длине nn -рассеяния $a_{nn}=-16.6\pm 0.9$ фм (ранее в литературе присутствовали только данные полученные при энергии 13–23 МэВ).
- Разработана методика исследования реакции квазисвободного рассеяния (КСР) протонов на кластерах гало-ядер в обратной кинематике, основанная на использовании в качестве мишени и детектора заряженных частиц стопки бесподложечных ядерных фотоэмульсий (ФЭ). Созданы программы для выделения траекторий заряженных частиц в ФЭ, соответствующих реакции КСР протонов на кластерах гало-ядра ${}^6\text{He}$.
- Получены данные, о квазисвободном рассеянии протонов на динейтронном кластере, позволяющее рассматривать двухнейтронное гало в ${}^6\text{He}$ как квазисвязанный динейтрон, а структуру ${}^6\text{He}$ как систему кор (${}^4\text{He}$)+динейтрон.
- Разработана методика определения энергии виртуального синглетного состояния nn -системы в реакции dd -развала. Проведено моделирование реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$ при энергии дейтронов 15 МэВ этой реакции с целью определения кинематических условий эксперимента, позволяющих получение данных об энергии синглетного состояния nn системы.
- Для реакций, проходящих через стадии образования и развала промежуточного nn -состояния, впервые показано, что энергетический спектр нейтронов имеет специфический вид, зависящий от энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы и, соответственно, от длины рассеяния a_{nn} .
- Создана экспериментальная установка для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ. Создана оригинальная системы сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров CAEN DT5742 и 5720, позволяющая детектировать в совпадении несколько заряженных и нейтральных частиц и определять их энергии.
- Проведено сравнение, полученного в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$

при энергии дейтронов 15 МэВ, время-пролетного спектра нейтронов с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. Получено значение энергии синглетного nn -состояния $E_{nn}=0.076\pm 0.06$ МэВ, соответствующее длине nn -рассеяния $a_{nn}=-22.6\pm 0.6$ фм.

- Проведен анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученных с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала (в том числе и данные полученные в рамках диссертационного исследования). Впервые, показана возможность согласования существующих данных, полученных при различных энергиях, учетом влияния $3N$ -сил, зависящих от скорости разлеты вторичных фрагментов (nn -пары и заряженного фрагмента). Сделан вывод, что учет эффекта $3N$ -сил позволит получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствие.

Список основных публикаций по теме диссертации

1. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А., Кукулин В.И., Лебедев В.М., Мордовской М.В., Померанцев В. Н., Спасский А.В./ Низкоэнергетические параметры нейтрон-нейтронного взаимодействия: анализ данных, извлеченных из реакций nd - и dd -развалов // Ядерная физика, 2018, том 81, № 5, с. 555-563.
2. Konobeevski E., Kasparov A., Mordovskoy M., Zuyev S., Lebedev V., Spassky A. // Determination of energy of nn-singlet virtual state in $d+^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$ reaction // Few-Body Systems. 2017. Т. 58. № 3. С. 107.
3. E.S. Konobeevski, S.V. Zuyev, V.I. Kukulin, and V.N. Pomerantsev. New estimation for neutron-neutron scattering length: charge symmetry and charge independence breaking revisited. arXiv:1703.00519v1 [nucl-th].
4. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Математическое моделирование малонуклонных экспериментов с тремя и более частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 6. С. 753-757.
5. Конобеевский Е.С., Кукулин В.И., Зуев С.В., Лебедев В.М., Мордовской М.В., Спасский А.В. // Исследование нейтрон-нейтронных и протон-протонных корреляций в малонуклонных системах в реакциях с двумя нуклонами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 5. С. 521.

6. Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. // Система сбора данных для установки с регистрацией совпадающих событий на основе цифровых сигнальных процессоров // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 5. С. 532.
7. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А., Лебедев В.М., Мордовской М.В., Спасский А.В. // Исследование реакции $d+d \rightarrow {}^2\text{He}+{}^2n$ при энергии дейтронов 15 МэВ // Ядерная физика. 2015. Т. 78. № 7–8. С. 687.
8. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В., Железных И.М., Гасанов А.Г., Лебедев В.М., Спасский А.В. // Установка для изучения np -корреляций в реакции $d+{}^2\text{H} \rightarrow n+n+p+p$ // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 3. С. 254.
9. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Лебедев В.М., Мордовской М.В., Спасский А.В. // Реакция $d+{}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}+n$ как источник квазиодноэнергетических нейтронов для исследования свойств нейтронных детекторов // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 3. С. 260.
10. Konobeevski E., Zuyev S., Kasparov A., Ostashko V. // Simulation of the $d+{}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}+2n$; $2n \rightarrow n+n$ reaction // Few-Body Systems. 2014. Т. 55. № 8–10. С. 1059–1060.
11. Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. // Получение синглетной длины np -рассеяния из данных о выходе реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ путем решения обратной задачи // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 3. С. 5–8.
12. Бурмистров Ю.М., Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В., Поташев С.И., Скоркин В.М. // Экспериментальная установка для изучения нейтрон-нейтронного взаимодействия в конечном состоянии на нейтронном канале Московской мезонной фабрики // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 6. С. 11–15.
13. Konobeevski E., Mordovskoy M., Potashev S., Sergeev V., Zuyev S. // Study of the nd breakup reaction at neutron energy of 40–60 MeV // International Journal of Modern Physics E. 2010. Т. 19. № 5-6. С. 1162–1169.
14. Конобеевский Е.С., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В., Мордовской М.В., Поташев С.И. // Определение 1S_0 нейтрон-нейтронной длины рассеяния в реакции nd -развала при $E_n=40-60$ МэВ // Ядерная физика. 2010. Т. 73. № 8. С. 1343-1349.

15. Конобеевский Е.С., Кукулин В.И., Мордовской М.В., Померанцев В.Н., Поташев С.И., Рубцова О.А., Сергеев В.А., Зуев С.В., Шаратов И.М. // Определение длины нейтрон-нейтронного рассеяния из экспериментов по nd-развалу: экспериментальные и теоретические аспекты // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. № 4. С. 478–484.
16. Konobeevski E. // Study of neutron-neutron scattering in nd breakup reaction // Journal of Physics: Conference Series. 2012. Т. 340. С. 012047.
17. Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В., Поташев С.И., Шаратов И.М. // Спектрометр нейтронного пучка на базе сцинтилляционного детектора с n- γ разделением по форме импульса // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 7. С. 919.
18. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Мордовской М.В., Поташев С.И., Шаратов И.М. // Реакция nd -развала как инструмент изучения нейтрон-нейтронного взаимодействия // Ядерная физика. 2013. Т. 76. № 11. С. 1479.
19. Konobeevski E., Belovitsky G., Stepanov A., Zavarzina V., Zuyev S., Polukhina N., Rusetsky A., Starkov N., Lukyanov S., Sobolev Y. // Study of the neutron halo structure in interaction of ^6He with nuclei of photoemulsion // Few-Body Systems. 2008. Т. 44. № 1–4. С. 277–280.
20. Belovitsky G., Konobeevski E., Stepanov A., Zavarzina V., Zuyev S., Lukyanov S., Sobolev Yu. // Study of quasi-free scattering of protons by clusters of ^6He halo nucleus // International Journal of Modern Physics E. 2008. Т. 17. № 10. С. 2331–2335.
21. Конобеевский Е.С., Беловицкий Г.Е., Степанов А.В., Заварзина В.П., Зуев С.В. // Исследование структуры нейтронного гало в реакции квазисвободного рассеяния протона на гало-ядре ^6He // Ядерная физика. 2008. Т. 71. № 12. С. 2146–2150.
22. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Возможности исследования структуры гало-ядер в реакциях квазисвободного рассеяния протона при низких энергиях // Ядерная физика. 2015. Т. 78. № 7–8. С. 739.

Научное издание

Конобеевский Евгений Сергеевич

Исследование нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакциях
с двумя нейтронами в конечном состоянии

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук на тему

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 2,7 Зак. № 22446 Тираж 80 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а