

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

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

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2019

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
Глава 1. НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ В СИСТЕМЕ ТРЕХ НУКЛОНОВ	26
1.1. Реакция nn -квазисвободного рассеяния	28
1.2. Реакция Nd -развала в “Space Star” кинематике	30
1.3. Объяснение расхождений в рамках дибарионной модели	31
1.4. Синглетные длины рассеяния как характеристики нуклон-нуклонного взаимодействия	32
1.5. Экспериментальные значения np и pp длин рассеяния	33
1.6. Экспериментальные значения nn длины рассеяния	34
1.6.1. Результаты извлечения величины a_{nn} в реакции $\pi^{\square} + d \rightarrow n + n + \gamma$	35
1.6.2. Результаты извлечения величины a_{nn} в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$	38
1.7. Выводы	41
Глава 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕМАТИКИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	43
2.1. Программа для моделирования реакций, проходящих через промежуточное нестабильное состояние	43
2.2. Моделирование реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + nn \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ с помощью программы IMSKIN	48
2.3. Программа для моделирования реакций с числом частиц в конечном состоянии ≥ 3 (3,4,5, n)	53
2.4. Выводы	56
Глава 3. ПОЛУЧЕНИЕ ДАННЫХ ОБ a_{nn} В РЕАКЦИИ nd -РАЗВАЛА ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 40 МэВ	57
3.1. Постановка эксперимента	57
3.2. Кинематическое моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$	59
3.2.1. Моделирование квазибинарной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow nn + p$	60
3.2.2. Моделирование реакции $nn \rightarrow n_1 + n_2$	62
3.3. Экспериментальная установка для исследования реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии на канале РАДЭКС ИЯИ РАН	65
3.3.1. Общая схема установки	65
3.3.2. Пучок нейтронов канала РАДЭКС	66
3.3.3. Дейтерированная мишень	68
3.3.4. Детектирование протонов в установке	68
3.3.4.1. Сцинтилляционный детектор протонов	68
3.3.4.2. Энергетическая калибровка протонного детектора	69
3.3.5. Детектирование нейтронов в установке	71
3.3.5.1. Временное разрешение нейтронных детекторов	71
3.3.5.2. Эффективность регистрации нейтронных детекторов	72
3.3.5.3. Пространственное разрешение нейтронных детекторов	74
3.3.5.4. Нейтронный годоскоп	76
3.3.6. Система сбора данных	77
3.4. Анализ экспериментальных данных о выходе реакции nd -развала	80
3.4.1. Моделирование зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии двух нейтронов	80

3.4.2.	Оценка влияния экспериментальных факторов на точность извлечения данных о величине длины nn -рассеяния	83
3.4.3.	Сравнение экспериментальных и моделированных данных о выходе реакции nd -развала	86
3.4.4.	Извлечение данных о nn -длине рассеяния	87
3.5.	Выводы	90
3.6.	Приложения	92
3.6.1.	Энергетическая калибровка протонного детектора	92
3.6.2.	Эффективность регистрации нейтронных детекторов	98
3.6.3.	Стенд для исследования пространственного разрешения нейтронных детекторов	103
Глава 4.	ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫХ КОРЕЛЛЯЦИЙ В ЛЕГКИХ ГАЛО ЯДРАХ	111
4.1.	Теоретические и экспериментальные исследования структуры нейтронного гало	111
4.2.	Возможность исследования структуры гало в реакции квазисвободного рассеяния на кластерах легких ядер	114
4.3.	Экспериментальный метод изучения структуры гало-ядер	116
4.3.1.	Схема эксперимента для исследования реакций, вызываемых гало-ядрами в веществе фотоэмульсии	116
4.3.2.	Методика использования многослойных фотоэмульсий для регистрации заряженных частиц	118
4.3.3.	Съемка и оцифровка изображений ФЭ на измерительном комплексе ПАВИКОМ ФИ РАН	120
4.3.4.	Обработка траекторий и получение кинематических характеристик следов частиц	125
4.3.5.	Поиск и определение характеристик трехлучевых звезд реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах	126
4.4.	Экспериментальные данные реакции КСР протона на кластерах ${}^6\text{He}$ и их анализ	128
4.4.1.	Получение экспериментальных данных	128
4.4.2.	Моделирование реакции КСР	129
4.4.3.	Анализ экспериментальных данных	131
4.5.	Возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона	134
4.5.1.	Кинематическое моделирование реакции КСР	135
4.5.2.	Моделирование фонового процесса – ${}^8\text{He}$ - p развала	136
4.5.3.	Моделирование КСР для ${}^8\text{He}$ -кластеризации с кором ${}^6\text{He}$	137
4.5.4.	Моделирование КСР для ${}^8\text{He}$ -кластеризации с кором ${}^4\text{He}$	142
4.5.5.	Сравнение результатов кинематического моделирования и предложение эксперимента	144
4.6.	Возможность определения энергии квазисвязанного nn -состояния в реакции ${}^6\text{He}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+n+n$	146
4.6.1.	Постановка задачи	146

4.6.2.	Кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+n+n$	147
4.6.3.	Определение энергии квазисвязанной nn -системы	151
4.6.4.	Предложение эксперимента для обнаружения nn -корреляций в гало-ядрах	154
4.7.	Выводы	155
Глава 5. ПОЛУЧЕНИЕ ДАННЫХ ОБ ЭНЕРГИИ ВИРТУАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ nn -СИСТЕМЫ В РЕАКЦИИ $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$		158
5.1.	Эксперименты по прямому определению энергии синглетного состояния	158
5.2.	Кинематическое моделирование реакции dd -развала	160
5.2.1.	Моделирование двухчастичной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow(nn)+(pp)$	160
5.2.2.	Моделирование четырехчастичной реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$	162
5.2.2.1.	Моделирование относительной энергии двух нейтронов	162
5.2.2.2.	Моделирование энергетического (временного) спектра нейтронов	164
5.3.	Экспериментальная установка	167
5.3.1.	Требования к системе детектирования и сбора информации	167
5.3.2.	Системы сбора на основе ЦСП	168
5.3.3.	Схема установки на пучке дейтронов ускорителя У-120	169
5.3.4.	Регистрация заряженных частиц	171
5.3.4.1.	Энергетическая калибровка детекторов телескопа	171
5.3.4.2.	Выделение событий с регистрацией двух протонов одним телескопом	173
5.3.5.	Детектирование нейтронов в установке	175
5.3.5.1.	Оцифровка сигналов нейтронного детектора	175
5.3.5.2.	Временная калибровка нейтронного канала в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow{}^3\text{He}+n$	176
5.3.5.3.	Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами	179
5.4.	Извлечение данных об энергии nn -синглетного уровня в реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow p+p+n+n$	181
5.5.	Выводы	185
5.6.	Приложения	186
5.6.1.	Моделирование спектра α -частиц при наличии поглощающих слоев между источником и детектором	186
5.6.2.	Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами	191
Глава 6. АНАЛИЗ ДАННЫХ О НЕЙТРОН_НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫХ ИЗ РЕАКЦИЙ nd - и dd -РАЗВАЛА		199
6.1.	Краткий обзор данных о величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния	199
6.2.	Эксперименты по определению nn длины рассеяния	202
6.2.1.	Исследования реакции nd -развала в TUNL в геометрии ВКС	202
6.2.2.	Исследования реакции nd -развала группой BONN в "RECOIL"-геометрии	203

6.2.3. Исследования реакции nd -развала группой BONN в неполной геометрии	205
6.2.4. Исследования реакции nd -развала объединенной группой TUNL–BONN	205
6.3. Эксперименты по определению энергии нейтрон-нейтронного виртуального 1S_0 состояния	207
6.3.1. Исследование реакции nd -развала при энергии 40 МэВ в ИЯИ РАН	207
6.3.2. Исследование реакции dd -развала на установке ИЯИ-НИИЯФ	209
6.4. Новый анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния полученных в реакциях nd - и dd -развала	211
6.5. Выводы	216
6.6. Приложение	217
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	219
ЛИТЕРАТУРА	224
СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ И СОКРАЩЕНИЙ	241

Введение

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакциях с двумя нейтронами в конечном состоянии и выполнена в соответствии с научной программой Института ядерных исследований РАН и Государственным заданием по развитию фундаментальных и прикладных исследований.

Актуальность диссертации

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].

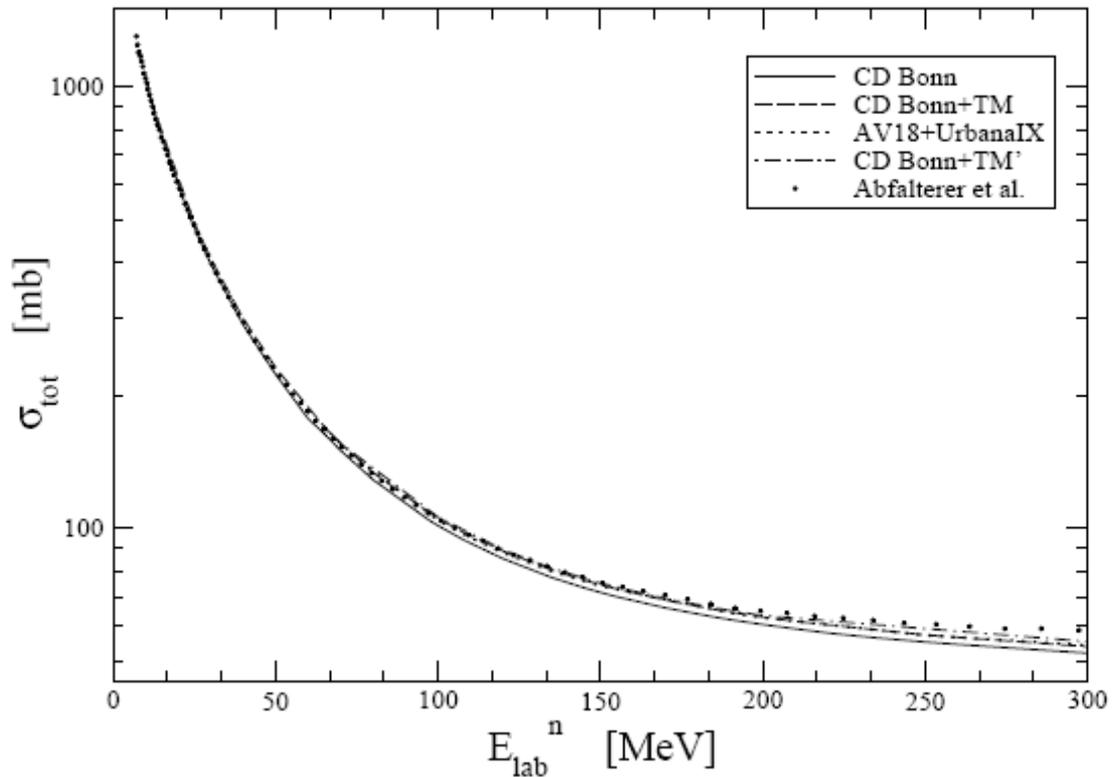


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных по nd полному сечению [4] с расчетами для NN -потенциала CD-Bonn [2] и NN -потенциалов с включением $3N$ -сил [3,5]. Рисунок из работы [6].

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 об nn -взаимодействии. Из-за отсутствия чисто нейтронной мишени, данные об nn 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 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.

Известно, что для получения информация о низкоэнергетическом параметре nn -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 – длине рассеяния a_{nn} используются ядерные реакции с двумя взаимодействующими между собой нейтронами в конечном состоянии. Известно, что разница нейтрон-нейтронной и протон-протонной длин рассеяния определяет меру нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил. Однако, результаты

работ, проведенных в последние 20 лет, показывают значительное расхождение в полученных данных о nn -длине рассеяния: от $a_{nn} = -25$ фм до $a_{nn} = -14$ фм [9]. Как видно из сравнения данных об a_{nn} и a_{pp} , в настоящее время неизвестен даже знак разности $a_{nn} - a_{pp}$, которая определяет количественную меру НЗС ядерных сил. Для того чтобы устранить неопределенность в величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния, необходимы новые эксперименты в различных геометриях 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 ${}^6\text{He}$, 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 “спектатором”, 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 фотоэмульсий (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 диссертации

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 ${}^6\text{He}$ как квазисвязанный динейтрон, а структуру ${}^6\text{He}$ как систему $\text{кор} ({}^4\text{He}) + \text{динейтрон}$.

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 диссертации

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, ..., 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 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 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 системы 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 np -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 (ЛАЯ) 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 г.г.)

Исследования, результаты которых вошли в настоящую диссертацию были поддержаны Российским Фондом Фундаментальных исследований:

- в 2005–2007 г.г. – проект №05-02-16865 “Изучение нейтронноизбыточных ядер в реакциях передачи нейтронов на пучках радиоактивных ядер He и Li методом ядерных фотоэмульсий”;
- в 2006–2008 г.г. – 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 г.г. – 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 г.г. 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 [18-64], 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 носит обзорный характер. В ней рассмотрены некоторые нерешенные проблемы в физике малонуклонных систем. Показана особая роль реакции nd -развала, как самой простой системы трех тел, в которой, тем не менее, возможны эксперименты в различных геометриях – взаимодействия в конечном состоянии (nn -ВКС), квазисвободного рассеяния (nn и np КСР) и трехчастичного развала в SPACE-STAR конфигурации. Отмечены значительные расхождения экспериментальных данных по нейтрон-нейтронному квазисвободному рассеянию (КСР) и реакциям nd и pd -развала с результатами современных теоретических расчетов. Показана невозможность описания всей совокупности данных без привлечения $3N$ -сил.

Рассмотрены извлеченные из экспериментов данные о синглетных длинах рассеяния. Особое внимание уделено экспериментальному определению нейтрон-нейтронной длины рассеяния в экспериментах с двумя нейтронами в конечном состоянии. Отмечено значительные расхождения в величинах длины рассеяния, полученных в различных экспериментах.

Высказано предположение, что довольно большая разница между вышеуказанными значениями a_m , извлеченных из экспериментов одного и того же типа, но с использованием разных начальных энергий и разных кинематических условий, может быть обусловлена разным вкладом $3N$ сил.

Показана необходимость получения как новых дополнительных данных о параметрах nn -взаимодействия – длине рассеяния и энергии виртуального 1S_0 синглетного состояния, так и разработки конкретного

метода, который позволит объективно минимизировать (или определить) вклад $3N$ -сил, независимо от конкретной структуры этих сил.

В Главе 2 диссертации сообщается о разработке и создании вычислительных программ кинетического моделирования 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.

Подробно описаны алгоритмы программ и возможность, используя уравнения законов сохранения энергии и импульса, определения кинематических параметров для трех и более частиц в конечном состоянии. Показана возможность, задавая некоторые параметры вторичных частиц, определять геометрию и тип эксперимента (например, квазисвободное рассеяние или взаимодействие в конечном состоянии).

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.

В качестве примера рассмотрены процедура и результаты моделирования реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$. 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} .

В **Главе 3** описано экспериментальное исследование реакции $nd \rightarrow pnn$ при энергии нейтронов 40 МэВ. Рассмотрена постановка эксперимента по определению длины nn -рассеяния в этой реакции. Представленные результаты моделирования позволили 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.

Описывается созданная с учетом результатов моделирования экспериментальная установка на пучке нейтронов канал РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. Подробно рассмотрены параметры эксперимента и детектирующей установки – пучка нейтронов, дейтериевой мишени, протонного и нейтронных детекторов. Большое внимание уделено характеристикам нейтронных детекторов – эффективности регистрации, временному и пространственному разрешению. Описана система сбора информации времяпролетного спектрометра, позволяющая определять энергии всех вторичных частиц и энергию налетающего нейтрона в реакции $nd \rightarrow pnn$.

Приведены экспериментальные результаты по зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -системы. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования, зависящими от значения энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы (связь с длиной рассеяния по формуле 3.3). В результате проведенного χ^2 -анализа получено новое значение длины рассеяния $a_{nn} = -16.6 \pm 0.9$ Фм при энергии первичных нейтронов 40 МэВ (ранее данные о длине рассеяния в реакции nd -развала были получены при энергиях 13–23 МэВ).

В конце 3 главы помещены приложения, в которых описаны методики, разработанные при проведении данного эксперимента:

1. Энергетическая калибровка протонного детектора.
2. Моделирование эффективности регистрации нейтронных детекторов.
3. Стенд для исследования временного и пространственного разрешения нейтронных детекторов.

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 ОИЯИ, в котором пучок радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ облучал стопку ядерных фотоэмульсий.

Описана методика, позволяющая выделять события рассеяния протонов (ядер водорода) на кластерах ядра ${}^6\text{He}$, осуществляя поиск в фотоэмульсии трехлучевых звезд (трек первичного ядра ${}^6\text{He}$ и треки вторичных частиц – протона и ${}^4\text{He}$). Рассмотрена процедура определения параметров таких звезд – пробега (энергии) первичной частицы (${}^6\text{He}$), углов испускания и пробегов (энергий) вторичных частиц (${}^4\text{He}$, p).

Приведены результаты кинематических расчетов реакции КСР, протона на кластерах ядра ${}^6\text{He}$ для двух случаев: рассеяния протона на динейтроне, и на одиночном нейтроне гало.

При сравнении экспериментальных данных с кинематическими расчетами 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 дополнение, рассмотрена возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона. Описано моделирование реакции взаимодействия протона с ядром ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике при энергии ${}^8\text{He} - 40$ МэВ. Приведены полученные угловые и энергетические распределения вторичных частиц при различном представлении кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$. Рассмотрены результаты моделирования, показавшие, что существуют выделенные области в угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, однозначно соответствующие определенным кластерным конфигурациям гало-ядер. Рассмотрены предложения возможных экспериментов.

Рассмотрена также 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. Показано, что анализ формы энергетических спектров нейтронов, регистрируемых под углами близкими к углу вылета nn -системы, в совпадении с заряженной частицей, позволит получить информацию об эффективной энергии квазисвязанного nn -состояния в гало-ядре.

В **Главе 5** описано экспериментальное исследование реакции $dd \rightarrow pp + nn$ при энергии дейтронов 15 МэВ. Рассмотрена постановка эксперимента по определению длины nn -рассеяния в этой реакции. Приводятся результаты моделирования этой реакции, показавшие, что при условии регистрация двух протонов и нейтрона (под определенными углами с определением их энергий), энергия синглетного состояния nn -системы может быть определена из формы энергетического спектра нейтрона от развала этого состояния.

Представлены результаты моделирования, которые позволили определить геометрию эксперимента и параметры детектирующей

аппаратуры. Определены оптимальные углы регистрации протона и нейтронов, диапазоны энергии регистрируемых частиц.

Описывается 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. Рассмотрены параметры детектирующей установки – дейтериевой мишени, протонного и нейтронных детекторов.

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. Описан разработанный метод отбора двухпротонных событий, зарегистрированных в ΔE - E детекторе заряженных частиц.

Приведен полученный в эксперименте времяпролетный спектр нейтронов (в совпадении нейтрона с двухпротонным сигналом). Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. На основе проведенного χ^2 -анализа экспериментальных и смоделированных данных получено значение энергии синглетного nn -состояния E_{nn} , соотнесенное с величиной nn -длины рассеяния.

В конце 5 главы помещены приложения, в которых описаны методики, разработанные при проведении данного эксперимента:

1. Моделирование спектра α -частиц при наличии поглощающих слоев между источником и детектором.
2. Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами.

В **Главе 6** диссертации проанализированы все данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученные с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала (в том числе и данные, представленные в 3 и 5 главах диссертации). Подробно рассмотрены схемы различных экспериментов и полученные в этих экспериментах значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния.

Отмечены значительные расхождения экспериментальных данных полученных в различных геометриях и при различных энергиях налетающих частиц. Расхождения между экспериментальными данными, полученными в различных работах, объяснено влиянием $3N$ -сил зависящих от скорости разлета nn -пары и заряженного фрагмента (различной в рассматриваемых экспериментах). Показано, что чем больше скорость разлета фрагментов, тем быстрее фрагменты покидают область действия $3N$ -сил, и тем меньше должно быть их влияние на параметры nn -взаимодействия, извлекаемые из эксперимента. Показано, что учет этого влияния позволяет согласовать данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния различных экспериментов. Сделан вывод, что из данных, полученных при различных энергиях, можно выделить эффект $3N$ -сил и получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

В Заключение представлены основные результаты и выводы диссертации.

Диссертация включает 120 рисунков, 6 таблиц, при этом нумерация рисунков, формул и таблиц – отдельная для каждой главы. Список цитированной литературы включает 145 работ. Нумерация литературы – последовательная по всему тексту диссертации.

Общий объем диссертации составляет 242 страницы.

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. Особая роль этой области для всей ядерной физики иллюстрируется и подчеркивается следующими утверждениями в обзоре Аренхёвеля, Глётке и др. [65].

- Относительно малое число частиц позволяет аккуратное решение квантовомеханической многочастичной проблемы без необходимости введения аппроксимаций, необходимых и неизбежных для более сложных систем. Поэтому сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными сравнимой точности может приводить к убедительным утверждениям, лежащим в основе ядерной динамики, на которых основывается теория.
- Основным интересом – это понимание динамики реакций в невозмущенном режиме и для хорошо контролируемого нерелятивистского режима. Поэтому использование наблюдаемых при низких энергиях и малых передаваемых моментах обеспечивает наилучшее тестирование основных положений теории. Более того, возможные релятивистские эффекты могут быть учтены введением релятивистских вкладов первого порядка без необходимости полностью релятивистского приближения.
- Это область инвестиций малой стоимости с высокой доходностью в терминах фундаментального понимания. Теоретические методы аккуратны и контролируемы, а эксперименты значительно дешевле, чем в случае высоко-энергетических наблюдаемых. В обзоре отмечено также, что важность экспериментов в этой области должна предотвратить полное закрытие низкоэнергетичных ускорителей для

изучения малонуклонных систем и вызвать более значительную поддержку экспериментов, использующих такие машины.

Самой простой малонуклонной системой является система трех нуклонов pnn (${}^3\text{H}$) и ppn (${}^3\text{He}$). 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.

1.1. Реакция nn -квазисвободного рассеяния

Наиболее сильные расхождения обнаружены в нейтрон-нейтронном квазисвободном рассеянии (КСР). В этой геометрии два нейтрона детектируются под углами, близкими к углам упругого рассеяния нуклона на нуклоне, а вторичный протон (спектатор) покоится в лабораторной системе. В результате реакции nd -развала возможно также np -квазисвободное рассеяние (нейтрон-спектатор).

Экспериментальные сечения nn -КСР были получены при исследовании реакции nd -развала при $E_n = 26$ МэВ [66] и $E_n = 25$ МэВ [67]. Эти данные превышают теоретические оценки на $\sim 18\%$, при этом теория хорошо описывает сечения np -КСР (см. рис. 1.1).

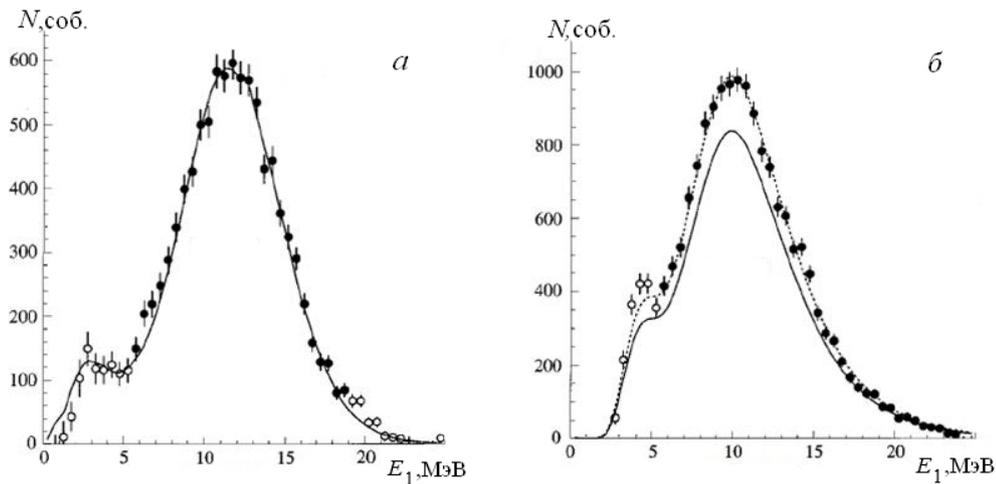


Рис. 1.1. Зависимость выхода реакций квазисвободного нейтрон-протонного (а) и нейтрон-нейтронного (б) рассеяния [66]. Сплошные линии – монтекарловский расчет с использованием Боннского потенциала (*CD-Bonn*) [3]. Точечная кривая – приведение расчета к эксперименту умножением на фактор 1.18.

Анализ, проведенный Н. Witala и W. Glökle [68], 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.

Так как в сечении КСР при низких энергиях доминирует синглетная 1S_0 составляющая, авторы [68] пришли к выводу, что именно этот вклад недооценен и эта недооценка является причиной несовпадения эксперимента и теории. Они предложили ввести фактор λ следующим образом:

$$V_{nn}(^1S_0) = \lambda \times V_{CDBonn}(^1S_0). \quad (1.1)$$

Это означает, что эффективное nn -взаимодействие в $3N$ системе как-то усиливается за счет неясных причин. Значение $\lambda = 1.08$ дает согласие теории и эксперимента, как для np -, так и для nn -КСР (см. рис. 1.1), но приводит к уменьшению значения эффективного радиуса от $r_{\text{eff}} = 2.75$ Фм до $r_{\text{eff}} = 2.41$ Фм [69,70]. Такое перенормированное значение эффективного радиуса сильно нарушает зарядовую симметрию и зарядовую независимость ядерных сил, что не поддерживается современной теорией киральных взаимодействий. Значения $\lambda > 1$ приводят к серьезным изменениям расчетной длины nn -рассеяния и даже к изменению ее знака и существованию связанного “динейтрона” (см. рис. 1.2) [71].

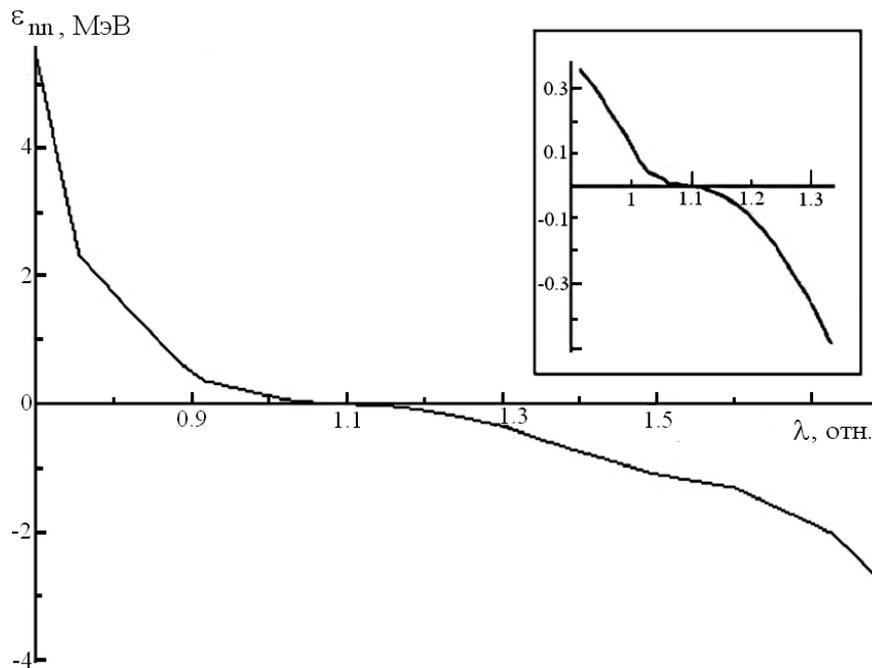


Рис. 1.2. Зависимость расчетной энергии динейтронного состояния от параметра λ .

1.2. Реакция nd -развала в “Space Star” кинематике

Данную кризисную ситуацию можно также проиллюстрировать 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 [72]. В этой конфигурации nd -развала три вылетающих нуклона имеют одинаковые амплитуды импульса, которые в системе ц.м. трех нуклонов формируют плоскость перпендикулярную импульсу первичного нуклона с углом 120° между любыми парами вторичных нуклонов. Хорошо видно (см. рис. 1.3), 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.

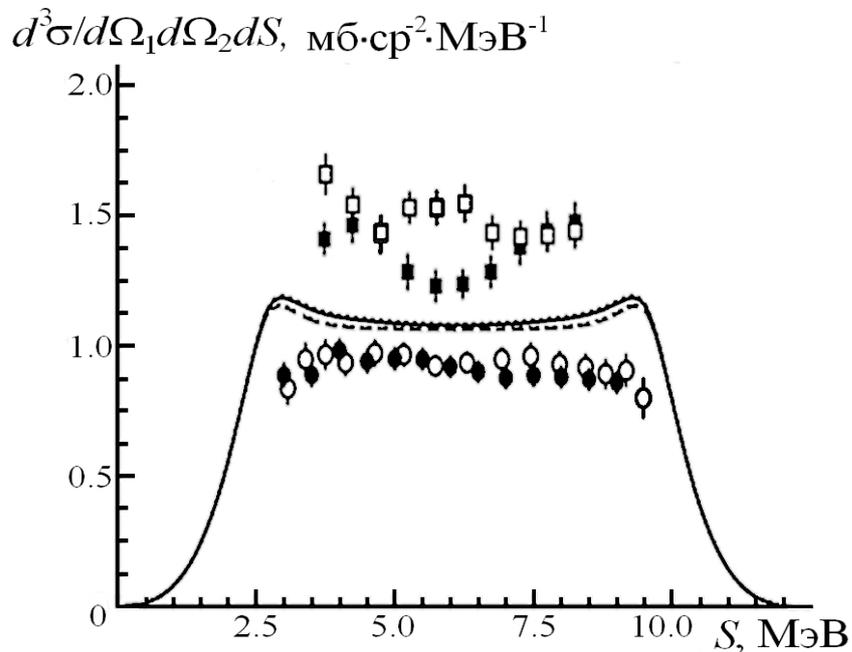


Рис. 1.3. Экспериментальные данные и результаты расчета для nd - и pd -развала в “Space Star” кинематике. Эксперимент: nd -развал: ● – [72], ○ – [73]; pd -развал: ■ – [74], □ – [75]; теоретические расчеты [76]: пунктир – pd -развал, сплошная линия – nd -развал.

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. В [77] было показано, что изменение в широких пределах параметра λ не позволяет сблизить расчеты и экспериментальные данные. Таким образом, модификация 1S_0 nn -силы не дает возможности объяснить существующее расхождение для Space-Star-конфигурации.

В этом случае возникает проблема одновременного описания в рамках одного теоретического анализа данных по нейтрон-нейтронному КСР, и данных по nn - и np - длинам рассеяния. При увеличении λ , которое нужно для согласования эксперимента и теории для КСР, появляется возможность существования связанного дибариона, а значения длины рассеяния становятся положительными. При этом не удастся описать данные по сечениям в геометриях nn и np ВКС.

Таким образом, можно отметить, во-первых, 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.

1.3. Объяснение расхождений в рамках дибарионной модели

Возможное объяснение этой загадки, которое кажется весьма правдоподобным, предложено авторами дибарионной модели ядерных сил— это предположение, что в ядре ^3H (система $n+n+p$) дополнительная корреляция двух нейтронов, вызванная взаимодействием с протоном, приводит к появлению “слабосвязанного состояния“ двух нейтронов в поле протона, а соответственно в ядре ^3He (система $p+p+n$) появляется околороговое состояние двух протонов в поле нейтрона [78]. Но при

слабой связи двух нейтронов в ${}^3\text{H}$ замена их на два протона в ${}^3\text{He}$ и дополнительное кулоновское взаимодействие в паре p - p может кардинально изменить весь механизм такой парной корреляции. В частности вместо “связанной” nn -пары получается резонансная pp -пара и динамика ее распада будет совсем иная, чем динамика распада “эффективного nn -связанного состояния”. Тут следует подчеркнуть, что указанные корреляционные эффекты целиком основаны на гипотезе об образовании в парах nn и pp на малых расстояниях промежуточного дибариона [79], вероятность рождения которого сильно зависит от среднего расстояния между соответствующей парой нуклонов. Такой тип зависимости возникает только в таких моделях сил, где два нуклона могут сливаться в промежуточную нестабильную частицу, т.е. в случае s -, а не t -канального обмена.

Уместно напомнить тут, что в обычных мезон-обменных моделях ядерных сил NN -взаимодействие носит t -канальный характер, т.е. с особенностями по переданному импульсу. Такой характер взаимодействия приводит с необходимостью к статическому (или почти статическому) потенциалу NN -взаимодействия.

1.4. Синглетные длины рассеяния как характеристики нуклон-нуклонного взаимодействия

Вскоре после открытия Дж. Чедвиком нейтрона В. Гейзенберг в 1932 г. сформулировал принцип зарядовой независимости ядерных сил, согласно которому взаимодействие между любой парой нуклонов (pp , np , nn) аналогично [1]. Более слабым утверждением является принцип зарядовой симметрии – равенство pp - и nn - сил в синглетном состоянии. Известно, что нарушение зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил, т.е. различие ядерных nn - и pp -взаимодействий после вычитания электромагнитных эффектов, согласно современным представлениям связано с различием масс u - и d -кварков, их зарядов и магнитных моментов [80, 81].

Особую роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии – длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 уровня. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}) положительной и близкой к нулю, соответствующие длины рассеяния a_{nn} и a_{pp} отрицательны и велики по абсолютной величине и очень чувствительны к небольшим различиям величины nn - и pp -потенциалов. При этом изменение потенциала на несколько процентов может приводить к 20–30% изменениям в величине длины рассеяния. В работе [82] нуклон-нуклонная длина рассеяния названа "мощным увеличительным стеклом для изучения NN взаимодействия". Таким образом, точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил $\Delta a_{НЗС} = a_{pp} - a_{nn}$ и нарушения зарядовой независимости (НЗН)

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

1.5. Экспериментальные значения np и pp длин рассеяния

Нейтрон-протонная длина рассеяния находится из экспериментов по свободному np -рассеянию, при этом среднее значение $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ фм дано в работе [82]. В работах [83- 86] np -длина рассеяния определялась также в реакциях с образованием np -пары в конечном состоянии, в основном в реакции nd -развала. При этом использовалась как геометрия np -ВКС с регистрацией нейтрона и протона под близкими углами [83, 84, 86], так и RECOIL-геометрия с регистрацией двух нейтронов по разные стороны от оси пучка (при этом нерегистрируемый протон летит под близким углом с одним из нейтронов [85]). Значения длины рассеяния, полученные в этих работах, близки к рекомендованному [82].

Длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью еще очень давно из экспериментов по прямому рассеянию

протона на протоне, и ее современное значение составляет $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$ фм [87]. Это экспериментальное значение включает вклад, в частности, кулоновских взаимодействий. Однако основной интерес с точки зрения зарядовой симметрии представляет так называемая длина сильного взаимодействия протон-протонного рассеяния, которая не включает в себя кулоновский вклад. Если использовать какой-то традиционный реалистичный NN потенциал, такой как Bonn-CD или Nijmegen [3], точно соответствующий экспериментальному значению a_{pp} , а затем удалить кулоновское pp -взаимодействие, то получится значение $a_{pp}^{NN} \approx -17.3 \pm 0.4$ фм, которое в настоящее время принимается как “ядерная часть” длины pp -рассеяния [88].

Приведенные выше экспериментальные значения np - и pp -длин рассеяния свидетельствуют о нарушении зарядовой независимости ядерных сил, и показывают что нейтрон-протонное взаимодействие сильнее протон-протонного. В той же степени нарушения зарядовой симметрии $\Delta a_{НЗС} = a_{pp} - a_{nn}$ необходимы точные данные о параметрах нейтрон-нейтронного взаимодействия.

1.6. Экспериментальные значения nn длины рассеяния

Корректное 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. К сожалению, до настоящего времени нет однозначного мнения о точном значении a_{nn} . Различные значения для a_{nn} (в интервале от -16 до -19 фм), которые были извлечены из многочисленных экспериментов, можно рассматривать почти на равных основаниях (см., например, обзоры [89–92]).

Из-за отсутствия нейтронной мишени единственной реальной возможностью для определения длины nn -рассеяния является изучение

взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии в трехчастичных реакциях. Нейтрон-нейтронная длина рассеяния определяется в основном в реакциях $n+d \rightarrow p+n+n$ и $\pi^-+d \rightarrow \gamma+n+n$ исследуя область взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) двух нейтронов, имеющих очень малую относительную энергию. Результаты, полученные в этих экспериментах, будут рассмотрены далее.

1.6.1. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$

Реакция захвата отрицательного пиона дейтроном имеет то преимущество, что выходной канал содержит только две сильно взаимодействующие частицы. Кинематика эксперимента выбирается так, что два нейтрона, имеют очень малую относительную энергию, а гамма-квант уносит практически всю энергию, выделяющуюся при захвате отрицательного пи-мезона. Результаты основных экспериментов по определению нейтрон-нейтронной длины рассеяния в этой реакции представлены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Данные о величине a_{nn} , полученные в реакции $\pi^- d \rightarrow nn\gamma$.

Реакция	Кинематика	a_{nn} (фм)	Год	Ссылка
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-16.4 ± 1.9	1965	[93]
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-16.7 ± 1.3	1975	[94]
$d(\pi^-, \gamma)nn$	неполная	-18.5 ± 0.5	1979	[95]
$d(\pi^-, \gamma)nn$	неполная	-18.5 ± 0.4	1984	[96]
$d(\pi^-, \gamma n)n$	полная	-18.7 ± 0.6	1987	[97]
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-18.50 ± 0.53	1998	[98]
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-18.63 ± 0.48	2008	[99]

В работах [93, 94], проведенных в LBL, Berkeley в 1965 и 1975 гг. в кинематически полных экспериментах с регистрацией двух ($n\text{-}\gamma$) и трех ($n\text{-}n\text{-}\gamma$) частиц получены результаты $a_{nn} = -16.4 \pm 1.9$ фм и $a_{nn} = -16.7 \pm 1.3$ фм, соответственно. Однако в экспериментах, проведенных в SIN, Villeggen, как в неполной [95, 96], так и в полной кинематике [97], были получены значительно отличающиеся данные о величине длины рассеяния $a_{nn} \approx -18.6 \pm 0.5$ фм. Эти значения прекрасно согласуются с результатами экспериментов в LAMPF, New Mexico [98, 99] со средним значением $a_{nn} = -18.5 \pm 0.5$ фм.

Таким образом, данные о nn -длине рассеяния, полученные в реакции $\pi^- d \rightarrow nn\gamma$ после 1975 г. [95-99], группируются вокруг значения $a_{nn} = -18.6 \pm 0.4$ фм (с поправкой на взаимодействие магнитных моментов двух нейтронов $a_{nn} = -18.9 \pm 0.4$ фм [99]), и это значение (в определенных пределах) принимается для большинства современных реалистичных NN потенциалов [3].

Считается, что из-за отсутствия вклада $3N$ -сил наиболее точное значение a_{nn} может быть извлечено именно из реакции радиационного захвата остановившегося пиона $d(\pi^-, \gamma)nn$. Однако серьезные проблемы есть и в этой реакции. Существует другая реакция, которую можно связать с реакцией $d(\pi^-, \gamma)nn$. Это реакция протон-протонного тормозного излучения



сечение которого измерено и рассчитано очень тщательно в предыдущие годы [100]. Наиболее важной для нас частью данных является область, где γ -квант обладает максимальной энергией, оставляя pp -пару в околороговом синглетном резонансном 1S_0 состоянии. Кинематика такого процесса соответствует γ -кванту, испускаемому в заднюю полусферу, тогда как двухпротонный кластер испускается в переднюю, то есть в направлении противоположном направлению γ -кванта. Такая кинематика очень похожа на кинематику реакции $d(\pi^-, \gamma)nn$, в которой γ -квант и двух-нейтронная пара испускаются в противоположных направлениях.

Более того, с общей точки зрения оба процесса выглядят довольно схожими:

$$p + p \rightarrow (pp)_{\text{interm}} \rightarrow (pp)^S + \gamma \quad (1.3)$$

$$d + \pi^- \rightarrow (nn)_{\text{interm}} \rightarrow (nn)^S + \gamma, \quad (1.4)$$

где $(pp)_{\text{interm}}$ и $(nn)_{\text{interm}}$ обозначают промежуточные возбужденные двухнуклонные состояния. Таким образом, оба процесса можно трактовать как процессы, проходящие через почти одно и то же промежуточное состояние (NN) (см. рис. 1.4).

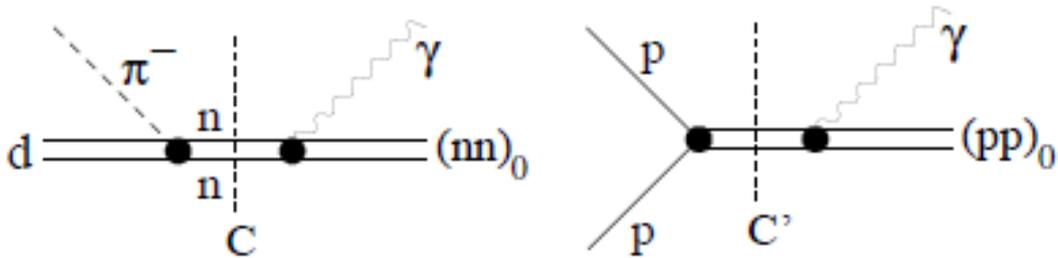


Рис. 1.4. Двухступенчатый механизм для реакций радиационного захвата пиона (слева) и pp тормозного излучения (справа)

Важно отметить, что экспериментальное сечение для pp -тормозного излучения с pp -парой, находящейся в низкоэнергетическом 1S_0 состоянии, значительно отклоняется от традиционного теоретического расчета [100], включающего релятивистскую кинематику, парные токи и другие точные поправки. Причина этого сильного разногласия, по мнению авторов [100], до сих пор неизвестна. Более того, авторы [100] обнаружили, что уровень расхождений между экспериментальным сечением и теоретической оценкой зависит от величины длины pp -рассеяния a_{pp} . Однако экспериментальное значение a_{pp} хорошо известно, и поэтому может варьироваться только в узких пределах. Если зафиксировать a_{pp} в его точном экспериментальном значении, можно наблюдать значительное отклонение (30–40%) теоретического сечения от экспериментальных данных (см. рис. 1.5).

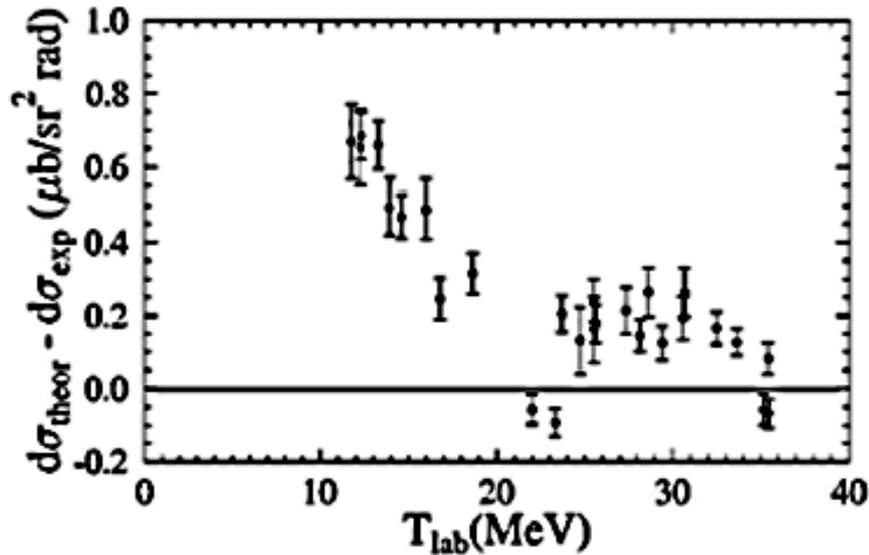


Рис. 1.5. Зависимость разности теоретических и экспериментальных сечений реакции $pp \rightarrow pp\gamma$ от энергии pp -пары в конечном состоянии [100].

С другой стороны, ситуация при анализе реакции (1.4) прямо противоположна, то есть мы не фиксируем конечную длину рассеяния a_{nn} , а вместо этого подгоняем ее к экспериментальным данным. Таким образом, если предположить, что вторая стадия реакций (1.3) и (1.4) является общей (что весьма вероятно), то тоже несоответствие, которое наблюдается в процессе (1.3), можно компенсировать в процессе (1.4) с помощью соответствующего изменения a_{nn} . В этом случае значение a_{nn} , извлеченное из эксперимента, несет некоторую ошибку, связанную с начальным расхождением в процессе (1.4). По мнению авторов Дибарионной модели NN -взаимодействия [101] общей причиной разногласий в обеих реакциях может быть скрытый вклад дибариона в промежуточном состоянии. В работе [102] доминирующий вклад P -волнового дибариона был продемонстрирован для канала 3P_2 в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$.

1.6.2. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$

Значения a_{nn} , извлеченные из реакции трехчастичного развала, можно разделить на две категории: первая, извлеченная из приближения Мигдала-

Ватсона (МВ) для взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов, и вторая, извлеченная из точного решения уравнений Фаддеева (УФ) для реакции $3N$ развала. Значения a_{nn} , извлеченные из старых экспериментов, проведенных до 1973 года с использованием приближения МВ, были хорошо обобщены в обзоре [89], а усредненное значение приведенное в [89] составило $a_{nn} = -16.6 \pm 0.5$ фм. Его можно сравнить с другим усредненным значением $a_{nn} = -15.4 \pm 0.3$ фм, найденным по результатам повторного анализа данных кинематически неполных экспериментов [91].

С другой стороны, значения a_{nn} , извлеченные с использованием обработки УФ для всего процесса, варьируются для разных экспериментов от $a_{nn} = -18.8 \pm 0.5$ [103] до $a_{nn} = -16.2 \pm 0.3$ фм [104]. В работе [103], проведенной в TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory) в 1999 г при энергии нейтронов 13 МэВ данных о nn -длине рассеяния получены в геометрии взаимодействия в конечном состоянии. 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. Экспериментальные сечения сравнивались с результатами расчетов по уравнению Фаддеева задачи трех тел с применением BONN-B NN -потенциала. В результате сравнения в работе получено значения длины рассеяния: $a_{nn} = -18.7 \pm 0.6$ фм.

В 2006 г. та же группа TUNL опубликовала новые экспериментальные данные при энергии нейтронов 13 МэВ [105]. Отличие от предыдущего эксперимента заключалось в введении дополнительных детекторов, а также проведение анализа по форме ВКС сечения. Приведено значения длины рассеяния из анализа формы сечения $a_{nn} = -18.8 \pm 0.5$ фм.

В работе [104] приведены результаты исследования реакции nd -развала Боннской группой при двух энергиях нейтронов 25.3 и 16.6 МэВ в "RECOIL"-геометрии. 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 [106] приведены результаты Боннской группы, в которой nn -ВКС исследовалось в кинематически неполной геометрии в реакции ${}^2\text{H}(n, p)nn$ при энергии $E_n = 17.4$ МэВ, детектируя протоны под углами близкими к 0° . Величина длины nn -рассеяния $a_{nn} = -16.5 \pm 0.9$ фм была получена из сравнения экспериментального и моделированного ВКС-сечения. Таким образом, данные полученные Боннской группой [104,106] отличаются от результатов работ в TUNL [103; 105] почти на четыре стандартные ошибки.

Данные о величине nn -длины рассеяния, полученные в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$ в работах [57,103-106], приведены на рис. 1.6.

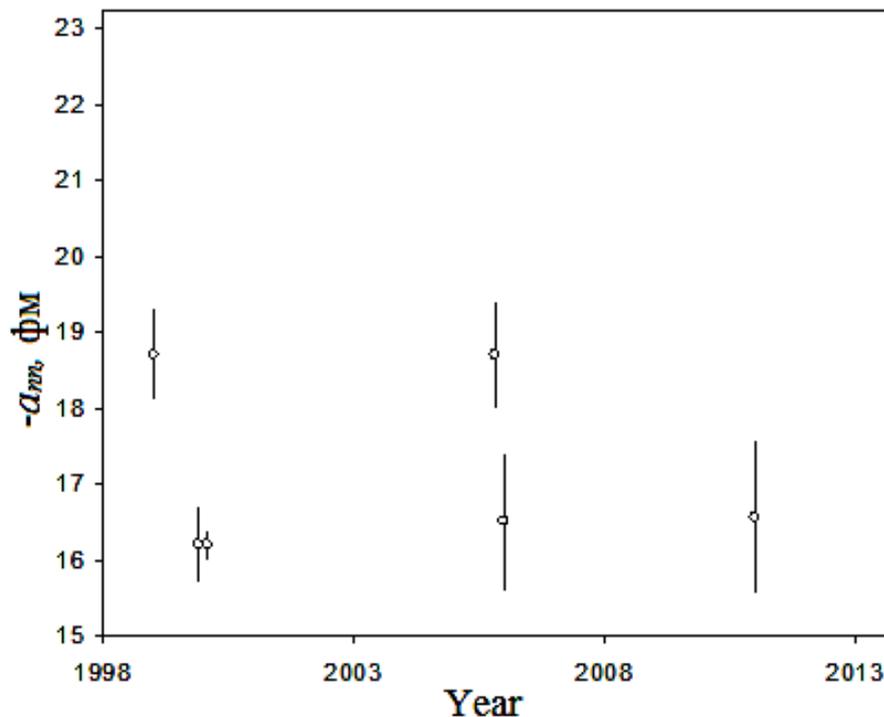


Рис. 1.6. Данные о величине nn -длины рассеяния, полученные в 1999-2010 гг в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$ [57, 103-106].

Весьма вероятно, 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, обусловлена разным вкладом $3N$ сил. Этот вклад не

очень надежно установлен, хотя авторы экспериментальных результатов утверждают, что они выбирали кинематику реакции таким образом, чтобы минимизировать влияние $3N$ сил. Однако истинное происхождение $3N$ сил все еще неясно, и вышеуказанное требование может зависеть от структуры оператора $3N$ -сил, которая в целом все еще недостаточно известна.

К этому можно добавить, что полное решение УФ, будучи, несомненно, более точным в принципе, направлено на описание не только формы сечений развала, но и их абсолютных значений и, следовательно, включает вклад $3N$ -сил (например именно этот вклад объясняет правильные энергии связи для ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ [107]), который сильно зависит от модели. В то же время обработка по МВ описывает только форму nn -корреляции в конечном состоянии, но не абсолютную величину сечения развала. Поэтому можно предположить, что результаты с использованием МВ не очень чувствительны к вкладу $3N$ сил, в отличие от обработки уравнения Фаддеева.

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. Подробный анализ данных, извлеченных из реакций nd - и dd -развала, будет проведен в главе 6 диссертации.

1.7. Выводы

Рассмотрены некоторые нерешенные проблемы в физике малонуклонных систем. Показана особая роль реакции nd -развала, как самой простой системы трех тел, в которой, тем не менее, возможны эксперименты в различных геометриях – взаимодействия в конечном состоянии (nn -ВКС), квазисвободного рассеяния (nn и np КСР) и трехчастичного развала в SPACESTAR конфигурации. Отмечены значительные расхождения экспериментальных данных по нейтрон-нейтронному квазисвободному рассеянию (КСР) и реакциям nd - и pd -развала с результатами современных

теоретических расчетов. Показана невозможность описания всей совокупности данных без привлечения $3N$ -сил.

Рассмотрены извлеченные из экспериментов данные о синглетных длинах рассеяния. Особое внимание уделено экспериментальному определению нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} . Отмечены значительные расхождения в величинах a_{nn} , полученных в различных экспериментах.

Высказано предположение, 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.

Показана необходимость получения как новых дополнительных данных о параметрах nn -взаимодействия – длине рассеяния и энергии виртуального 1S_0 синглетного состояния, так и разработки конкретного метода, который позволит объективно минимизировать (или определять) вклад $3N$ -сил, независимо от конкретной структуры этих сил.

Глава 2. Моделирование кинематики ядерных реакций

2.1. Программа для моделирования реакций, проходящих через промежуточное нестабильное состояние

В планируемых экспериментах предполагается изучение возбужденных состояний в малонуклонных системах, которые затем распадаются на составляющие кластеры. Такие реакции можно рассматривать как двухэтапную реакцию



идущую через промежуточное состояние D^* , лежащее выше порога его развала на кластеры E и F. Примером использования такой реакции может быть как эксперимент по определению энергии виртуального nn -состояния, распадающегося на два нейтрона, так и поиск высоковозбужденного состояния ${}^6\text{Li}^*$, распадающегося по каналу $(t + {}^3\text{He})$ [108], и другие подобные процессы, идущие в два этапа через распадающиеся возбужденные промежуточные системы.

Регистрируя в совпадении частицы C + E, и восстанавливая из кинематики параметры частицы F, мы получаем возможность прямым образом изучать спектр возбуждений распадающегося состояния D^* , фиксирую при этом его кластерные состояния через различные моды распада. В работе [109] было отмечено, что превышение энергии состояния ядра D^* над порогом развала E_{thr} состояния на два кластера (E + F) полностью определяется углом $\Delta\Theta$ их разлета и кинетическими энергиями E_E и E_F в лабораторной системе. Поэтому энергия возбуждения E_{D^*} для каждого зарегистрированного события будет определена как

$$E_{D^*} = E_{thr} + [E_E + E_F - 2(E_E \cdot E_F)^{1/2} \cdot \text{Cos } \Delta\Theta] / 2 \quad (2.2)$$

Подобный подход к реакциям типа (2.1) был предложен Д.Робсоном [109], который указал на некоторые характерные особенности таких реакций (например, на фокусировку продуктов распада второго этапа в узкий конус) и

на возможность их использования как универсального средства для спектроскопических целей.

Для выбора оптимальных условий изучения реакций, проходящих через стадию промежуточного состояния, была создана вычислительная программа IMSKIN, которая позволяет проведение кинематического моделирования в рамках единого подхода к реакциям такого типа.

Предположим, что в эксперименте предполагается поиск возбужденного состояния ядра D^* с энергией E_{D^*} . На первом этапе рассчитывается кинематика двухчастичной реакции $A + B \rightarrow C + D^*$ (см. рис. 2.1), при этом масса ядра D^* берется как $(m_D + E_{D^*})$. Если ширина этого состояния предположительно равна Γ_D , то в расчете масса ядра D^* берется как $(m_D + E_{D^*} \pm \Gamma_{\max})$; $\Gamma_{\max} \gg \Gamma_D$, так как поиск возбужденного состояния следует искать в достаточно широкой области $(E_{D^*} \pm \Gamma_{\max})$ вокруг искомого значения E_{D^*} . Входными данными на первом этапе являются энергия первичного пучка E_A , и массы всех участвующих в реакции частиц, при этом масса возбужденного ядра D^* выбирается случайным образом для определенного количества (например, 60 000) событий в интервале от $(m_D + E_{D^*} - \Gamma_{\max})$ до $(m_D + E_{D^*} + \Gamma_{\max})$.

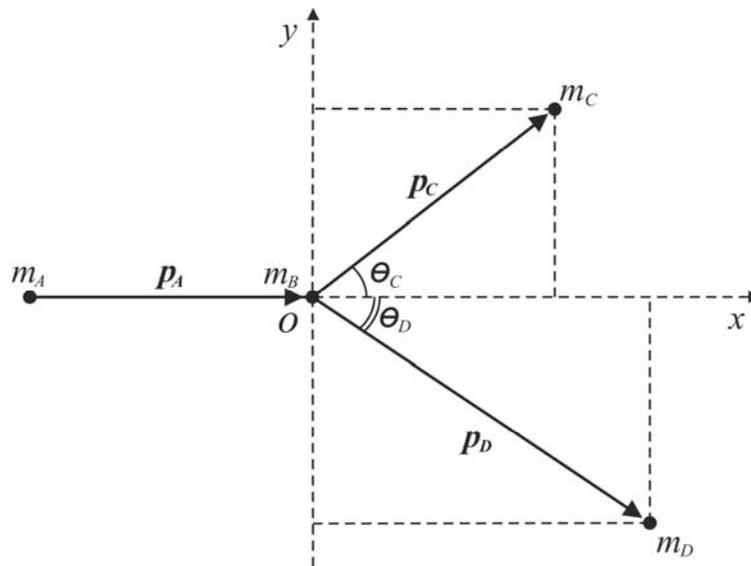


Рис. 2.1. Кинематика двухчастичной реакции $A + B \rightarrow C + D^*$.

Для каждого события рассчитывается

$$Q_{\text{реакции}} = m_A + m_B - m_C - m_{D^*} \quad (2.3)$$

и максимально возможная суммарная энергия вторичных частиц C и D*

$$E_{\text{max}} = E_A + Q_{\text{реакции}}. \quad (2.4)$$

Энергия вторичной частицы E_C для каждого события разбрасывается случайно в интервале от 0 до E_{max} , а энергия частицы D^* в соответствии с уравнением сохранения энергии принимается равной

$$E_{D^*} = E_{\text{max}} - E_C. \quad (2.5)$$

Угол вылета вторичной частицы Θ_C вначале выбирается случайным образом в максимально возможном интервале углов. Законы сохранения энергии и импульса в копланарной геометрии имеют вид:

$$E_A + m_A + m_B = E_C + E_{D^*} + m_C + m_{D^*} \quad (2.6)$$

$$0 = P_C \sin \Theta_C + P_{D^*} \sin \Theta_{D^*}, \quad (2.7)$$

$$P_A = P_C \cos \Theta_C + P_{D^*} \cos \Theta_{D^*}. \quad (2.8)$$

Из уравнения (2.7) восстанавливается угол вылета частицы Θ_{D^*}

$$\Theta_{D^*} = -\arcsin\left(\frac{P_C \sin \Theta_C}{P_{D^*}}\right), \quad (2.9)$$

Поскольку энергии и углы вторичных частиц выбраны случайно, то действительным событиям двухчастичной реакции будут соответствовать только те события, кинематические параметры которых будут отвечать и уравнениям сохранения энергии и импульса. Поскольку уравнения 2.6 и 2.7 уже были использованы при определении энергии и угла вылета частицы D^* , осталось неиспользованным только уравнение сохранения продольного импульса (2.8). Таким образом, для всех событий проводится отбор тех, для которых выполняется уравнение (2.8) – разность правой и левой частей этого уравнения не должна превышать задаваемый малый параметр ΔP , который характеризует точность отбора. Процедура неоднократно повторяется до достижения необходимого числа событий двухчастичной реакции.

В результате модельных расчетов получаем двумерные диаграммы $\Theta_{D^*} - \Theta_C$, $E_{D^*} - E_C$, $E_C - \Theta_C$, $E_{D^*} - \Theta_{D^*}$. Из этих данных можно выбрать

оптимальные углы регистрации частиц С и D*, при которых рассчитанные энергии частиц оптимально совпадают с параметрами имеющихся детекторов. В основном это касается частицы С, поскольку энергия распадной частицы Е сложным образом зависит от энергии промежуточной частицы D* и будет рассчитана на втором этапе. Таким образом, можно зафиксировать углы вылета Θ_C и Θ_{D^*} и провести расчет событий двухчастичной реакции. При этом для каждого события выходными параметрами первого этапа будут: m_{D^*} , E_{D^*} , Θ_{D^*} , E_C , Θ_C .

Первые три параметра являются входными параметрами для второго этапа – реакции $D^* \rightarrow E + F$. Законы сохранения энергии и импульса теперь имеют вид:

$$E_{D^*} + m_{D^*} = E_E + E_F + m_E + m_F \quad (2.10)$$

$$0 = P_E \sin \Theta_E + P_F \sin \Theta_F \quad (2.11)$$

$$P_{D^*} = P_E \cos \Theta_E + P_F \cos \Theta_F. \quad (2.12)$$

В этой реакции для каждого события также определяем

$$Q_{\text{реакции}} = m_{D^*} - m_E - m_F \quad (2.13)$$

и суммарную энергию распадных частиц

$$E_{\text{max}} = E_{D^*} + Q_{\text{реакции}}. \quad (2.14)$$

Энергия вторичной частицы E_E для каждого события разбрасывается случайно в интервале от 0 до E_{max} , а энергия частицы F в соответствии с уравнением сохранения энергии принимается равной

$$E_F = E_{\text{max}} - E_E. \quad (2.15)$$

Угол вылета вторичной частицы Θ_E вначале выбирается случайным образом в максимально возможном интервале углов. Из уравнения поперечного импульса (2.11) восстанавливается угол вылета частицы Θ_F

$$\Theta_F = -\arcsin\left(\frac{P_E \sin \Theta_E}{P_F}\right), \quad (2.16)$$

Углы вылета частиц E и F (Θ_E и Θ_F) относительно угла Θ_{D^*} выбираются случайным образом в некотором интервале углов. Также случайно

разбрасывается энергия частицы E в интервале от 0 до E_{\max} , а энергия частицы F в соответствии с уравнением сохранения энергии принимается равной $(E_{\max} - E_E)$. Далее, аналогично процедуре первого этапа проводится проверка также на соответствие кинематических параметров событий условиям сохранения импульса.

Допустимые значения углов и энергий частиц E и F отражаются в двумерных диаграммах $\Theta_E - \Theta_F$, $E_E - E_F$, $\Theta_E - E_E$, $\Theta_F - E_F$. Исходя из этих диаграмм, можно выбрать угол $(\Theta_{D^*} + \Theta_E)$ регистрации частицы E и провести окончательный расчет для экспериментальной установки с регистрацией частицы C и одной из распадных частиц E . При этом учитываются все параметры детектирующей системы (угловые и линейные размеры детекторов, расстояния детекторов от мишени, толщина мишени, потери заряженных частиц в мишени и во всех слоях на пути от мишени до детекторов, время пролета частиц и т.д.).

Как было отмечено ранее, энергии возбуждения промежуточного состояния E_{D^*} определяется кинетическими энергиями и углом разлета распадных частиц (2). Если в эксперименте регистрируется одна распадная частица, то энергия и угол вылета второй частицы восстанавливаются решением уравнений сохранения энергии и импульса. При этом для частиц C и E берутся не точные значения расчетных углов, а средние значения углов установки детекторов. Так вносится ошибка, соответствующая угловому размеру детекторов. Точно также вносится ошибка в определении энергии (времени пролета) частиц, соответствующая энергетическому (временному) разрешению детекторов. Таким образом, точность восстановления угла вылета и энергии распадной частицы F , а, следовательно, и точность определения энергии возбуждения промежуточного состояния D^* будут зависеть от вышеперечисленных параметров детектирующей системы.

2.2. Моделирование реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + nn \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ с помощью программы IMSKIN

Рассмотрим схему выбора оптимальных параметров эксперимента на примере реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$. Кинематическое моделирование реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + nn \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ проведено для энергии дейтронов 20 МэВ. Основные кинематические зависимости показаны на рис. 2.2, где стрелками показаны выбранные параметры эксперимента. Угол регистрации ${}^3\text{He} - \Theta({}^3\text{He}) = 25^\circ \pm 0.5^\circ$ выбран так, чтобы энергия $E({}^3\text{He}) \sim 13$ МэВ (см. рис. 2.2а) была достаточно большой, чтобы пробег ${}^3\text{He}$ в кремнии был больше толщины ΔE -детектора (в нашем эксперименте 25 мкм) и меньше суммарной толщины ΔE - и E -детектора. При этом кинетическая энергия nn -системы будет достаточно мала (< 5 МэВ), чтобы время пролета вторичных нейтронов до детектора нейтронов было достаточно большим и обеспечивало необходимое разрешение по энергии.

На втором этапе расчета рассматривался распад возбужденного двухнейтронного состояния $nn \rightarrow n_1 + n_2$, определялся окончательно угол регистрации нейтрона, моделировалось распределение по энергиям вторичных нейтронов. Кроме этого были получены аппаратные функции детектирующей установки как для определенной энергии возбуждения nn -системы (разрешение по энергии возбуждения), так и отклик системы на равномерное распределение по энергии возбуждения в достаточно широкой области.

На рис. 2.3 показана двумерная диаграмма $\Theta_{n1} - \Theta_{n2}$ для энергий возбуждения $E_x(nn)$ в интервале 20 – 200 кэВ (углы отсчитываются относительно угла вылета двухнейтронной системы $\Theta(nn)$).

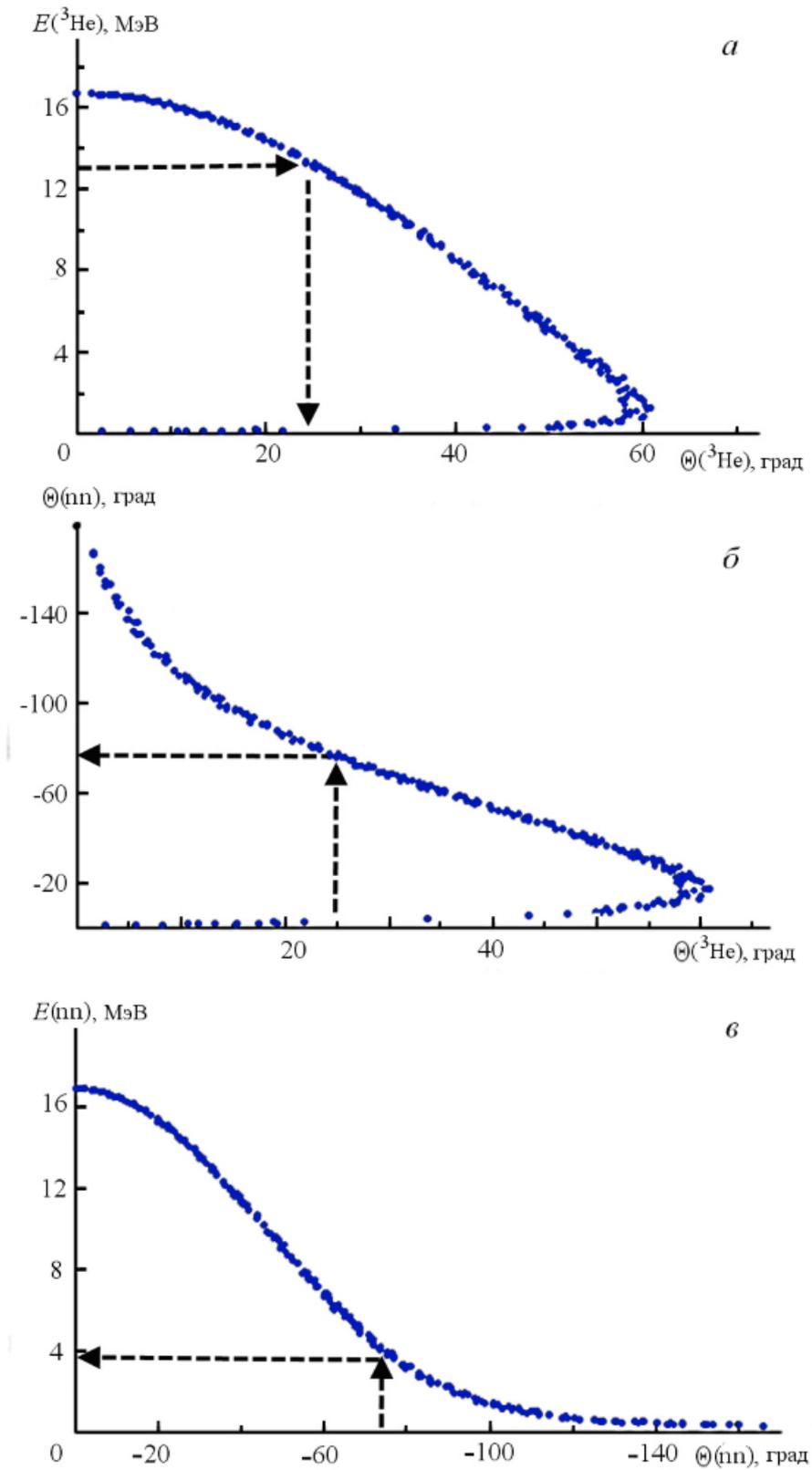


Рис. 2.2. Двумерные диаграммы: а – $E(^3\text{He}) - \Theta(^3\text{He})$, б – $\Theta(nn) - \Theta(^3\text{He})$, в – $E(nn) - \Theta(nn)$.

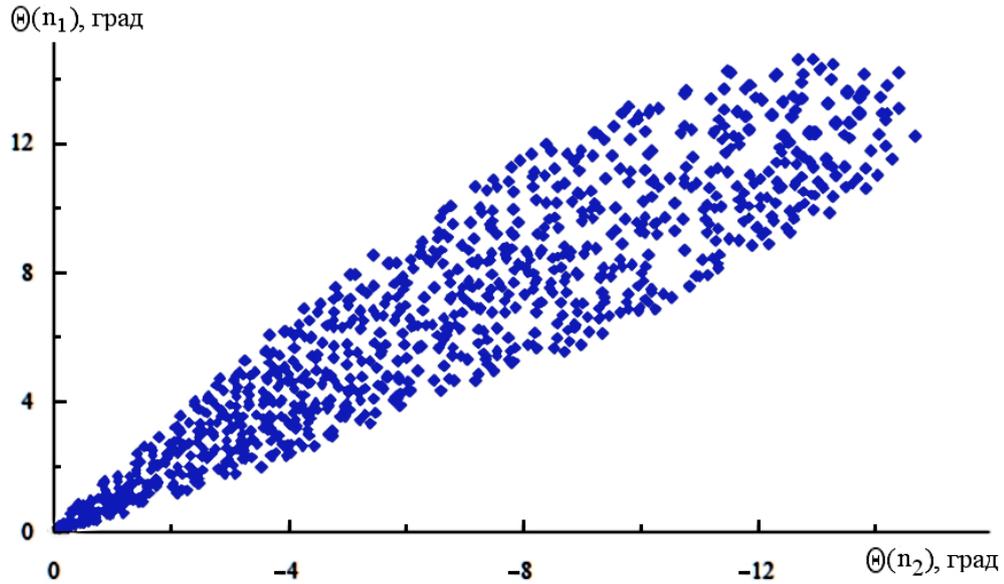


Рис. 2.3. Двумерная диаграмма относительных углов вылета нейтронов Θ_{n_1} – Θ_{n_2} в реакции $nn \rightarrow n_1 + n_2$ для энергий возбуждения $E_x(nn)$ в интервале 20 – 200 кэВ.

Анализ рис. 2.3 показывает:

1. Для достаточно широкой области энергии возбуждения продукты распада летят в узком конусе углов $\sim \Theta_{n_1, n_2} = \pm 15^\circ$ относительно угла вылета двухнейтронной системы $\Theta(^2n)$;
2. Если первый нейтрон регистрировать в интервале углов $\Theta(n_1) = \Theta(^2n) \pm 1^\circ$, то и второй нейтрон будет вылетать примерно в том же интервале углов.

Ранее [21, 50] нами было показано, что в реакциях с образованием и распадом квазисвязанных NN -состояний и при условии, что детектирование частицы происходит под углом соответствующим вылету NN -системы в двухчастичной реакции, получается специфический энергетический спектр (и соответствующий ему спектр времени пролета), характеризующийся двумя пиками с расстоянием между ними, зависящим от энергии квазисвязанного состояния E_{nn} (см. рис. 2.4). Такая форма спектра обусловлена тем, что попасть в детектор могут только частицы от развала, вылетающие в системе ц.м. или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$).

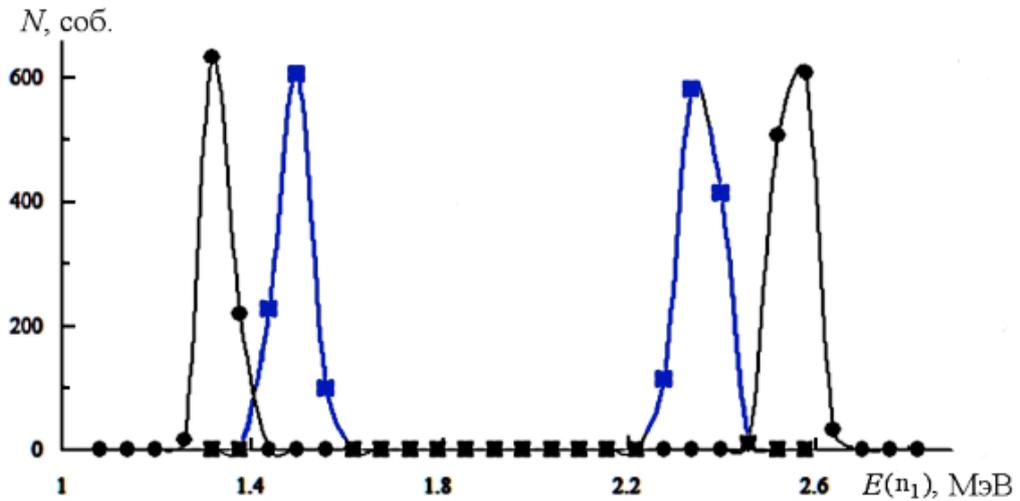


Рис. 2.4. Моделированные распределения по энергии нейтрона для угла регистрации нейтрона $\Theta_{n1} = 73^\circ \pm 1^\circ$. ■ – $E_x(^2n) = 50 \pm 1$ кэВ, • – $E_x(^2n) = 100 \pm 1$ кэВ.

В эксперименте предполагается регистрация одного нейтрона. Энергия и угол вылета второго нейтрона восстанавливаются из законов сохранения энергии и импульса. Ранее было отмечено, что рассчитанная по формуле (2.2) энергия возбуждения полностью определяется кинетическими энергиями частиц распада и углом их разлета и, следовательно, зависит от параметров детектирующей системы. Моделирование позволяет определить оптимальные угловые размеры и энергетические разрешения детекторов заряженных частиц и временное разрешение детектора нейтронов, необходимые для достижения требуемого разрешения по энергии возбуждения.

На рис. 2.5 показаны зависимости разрешения по энергии возбуждения $E_x(nn)$ от основных параметров экспериментальной установки: угловых размеров детектора ^3He и нейтронов, от энергетического разрешения детекторов ^3He и временного разрешения детектора нейтронов.

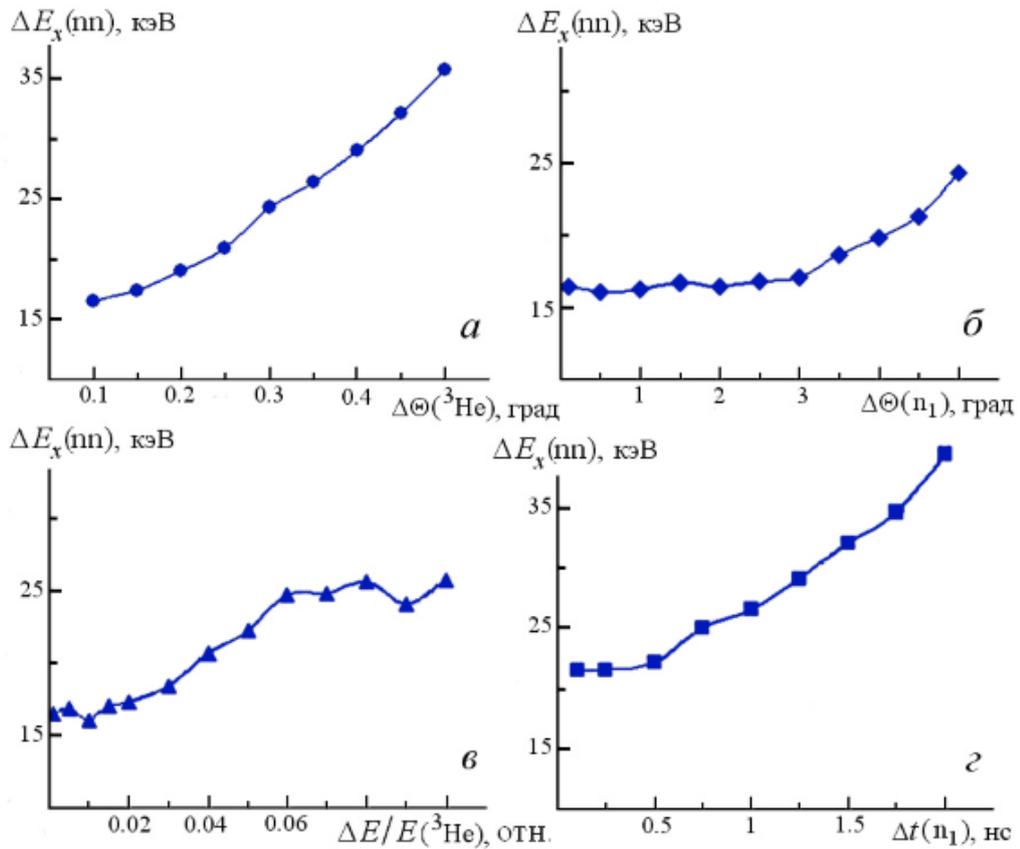


Рис. 2.5. Зависимости разрешения по энергии возбуждения $E_x(nn)$: *a* – от углового размера детектора ^3He – $\Delta\Theta(^3\text{He})$ и *б* – детектора нейтронов – $\Delta\Theta(n_1)$; *в* – от относительного энергетического разрешения $\Delta E/E$ детекторов ^3He ; *г* – от временного разрешения нейтронного детектора – $\Delta t(n_1)$.

Из этих диаграмм следует, что для получения приемлемого разрешения угловые размеры детектора ^3He не должны превышать 0.5° , в то время как угловые размеры нейтронного детектора можно брать до $3^\circ - 4^\circ$ без ухудшения разрешения по энергии возбуждения. Энергетическое разрешение детектора ^3He менее 5% и временное разрешение детектора нейтронов менее 1 нс приводят к приемлемым значениям разрешения по энергии возбуждения.

Для проверки возможного разрешения по энергии возбуждения проведено моделирование при углах регистрации $\Delta\Theta(^3\text{He}) = 25^\circ \pm 0.5^\circ$ и $\Delta\Theta(n_1) = 76^\circ \pm 1^\circ$. Энергетическое разрешение при регистрации заряженной частицы (^3He) взято ~ 100 кэВ, временное разрешение и длина времяпролетной базы при регистрации нейтрона взяты 0.5 нс и 2 м, соответственно. На рис. 2.6 показана аппаратная функция установки (разрешение по энергии возбуждения) для “входной” энергии возбуждения

синглетного состояния $E_x(nn) = 100 \pm 1$ кэВ. Здесь же показана аппаратная функции установки при подаче на вход равномерного распределения энергий возбуждения $E_x(nn) = 20 - 180$ кэВ.

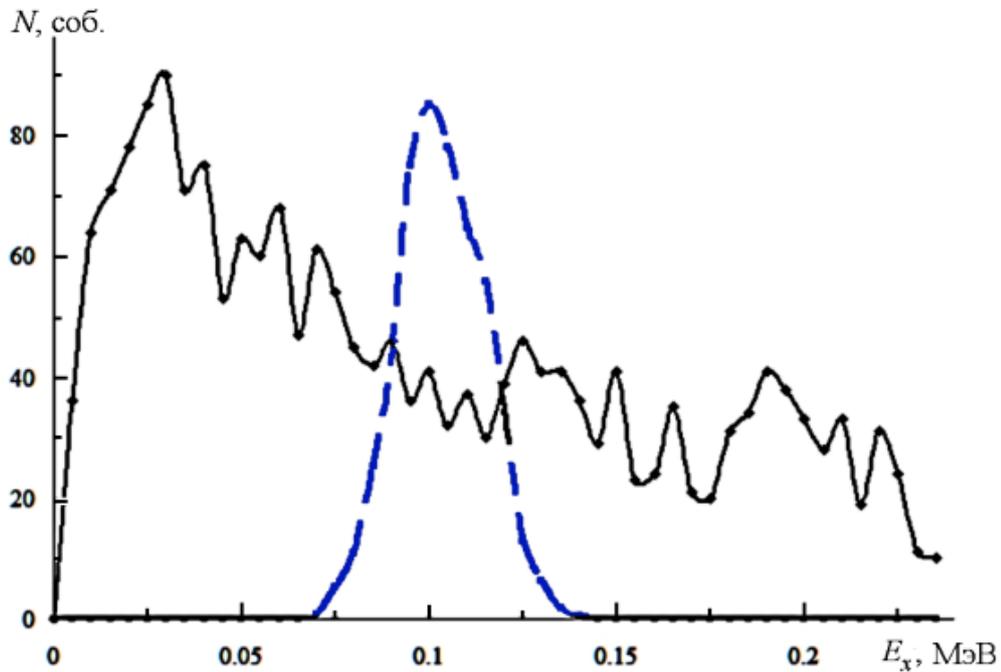


Рис.2.6. Аппаратные функции установки для входной энергии возбуждения $E_x(nn) = 100 \pm 1$ кэВ (пунктирная линия) и для равномерного распределения энергий возбуждения $E_x(nn) = 10 - 220$ кэВ (сплошная линия).

Видно, что при приведенных выше ограничениях на параметры установки разрешение по энергии возбуждения будет ~ 30 кэВ, а равномерное распределение по энергии достаточно адекватно отразится в выходной зависимости. Таким образом, при параметрах детектирующей системы, определенных в результате моделирования, экспериментальные данные могут быть получены в широкой области энергий возбуждения $E_x(nn)$ с хорошим разрешением по энергии возбуждения.

2.3. Программа для моделирования реакций с числом частиц в конечном состоянии ≥ 3 (3, 4, 5, ..., n)

При исследовании различных реакций с малонуклонными системами возникает необходимость в кинематическом моделировании реакций с числом частиц в конечном состоянии более трех. Для этого была создана

компьютерная программа DBKIN (Democratic Breakup KINematics), которая позволяет моделировать кинематику ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5, ... , n). По результатам моделирования может быть определена геометрия эксперимента - углы регистрации вторичных частиц, соответствующие диапазоны их энергий, определены параметры детекторов, позволяющие получать данные с необходимой точностью и возможностью разделения данных исследуемой реакции и данных фоновых процессов.

В программе учитывается выполнение законов сохранения энергии и импульса по произвольно заданным значениям кинематических переменных вторичных частиц (кинетические энергии и углы вылета).

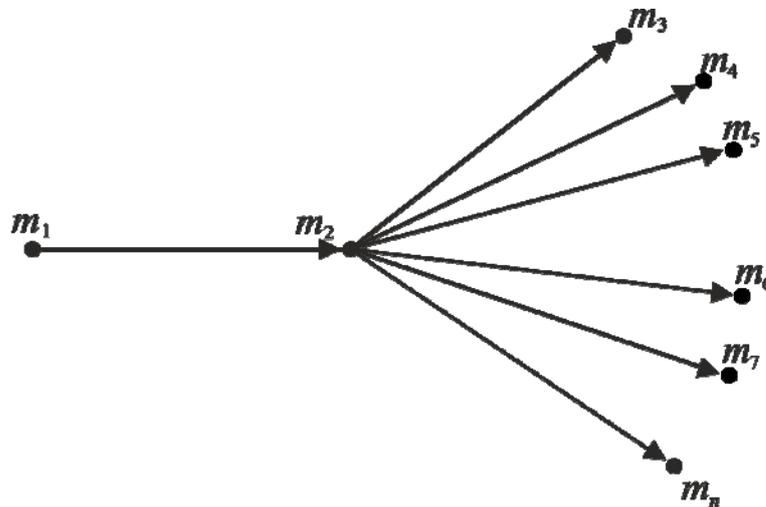


Рис. 2.7. Схематичное изображение частиц, участвующих в реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$

Рассмотрим реакцию вида $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$, где 1 – частица-снаряд, 2 – частица-мишень (покоится в лабораторной системе), 3, 4, 5, ..., n – продукты реакции (рис. 2.7). Кинетическая энергия частицы-снаряда E_1 и массы всех участвующих в реакции частиц $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ задаются условием эксперимента. Случайным образом выбираются кинетические энергии вторичных частиц E_3, E_4, \dots, E_n , в соответствии с выполнением закона сохранения энергии

$$E_3 + E_4 + \dots + E_n = E_1 + Q, \quad (2.17)$$

где Q – энергия реакции, а также случайным образом в интервале $(-180^\circ \div 180^\circ)$ выбираются углы вылета $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \dots$ всех (кроме последней) вторичных частиц. Затем по массам и кинетическим энергиям рассчитываются импульсы $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ всех частиц, и проводится отбор событий на удовлетворение законам сохранения импульса, который в компланарной геометрии имеет вид:

$$P_1 = P_3 \cdot \cos \Theta_3 + P_4 \cdot \cos \Theta_4 + \dots + P_n \cdot \cos \Theta_n, \quad (2.18)$$

$$0 = P_3 \cdot \sin \Theta_3 + P_4 \cdot \sin \Theta_4 + \dots + P_n \cdot \sin \Theta_n. \quad (2.19)$$

Из уравнения сохранения поперечного импульса (2.19) рассчитывается угол вылета Θ_n последней вторичной частицы (2.20).

$$\Theta_n = -\arcsin \left(\frac{P_3 \sin \Theta_3 + P_4 \sin \Theta_4 + \dots + P_{n-1} \sin \Theta_{n-1}}{P_n} \right), \quad (2.20)$$

Затем для каждого события проводится отбор на удовлетворение уравнению сохранения продольного импульса. Процедура отбора заключается в проверке разности правой и левой частей уравнения (2.18), которая должна быть меньше задаваемого малого параметра ΔP , отвечающего за точность отбора.

Отобранные (первично) события отражаются в виде двумерных диаграмм типа “угол – угол”, “энергия – энергия” для различных вторичных частиц. Из этих диаграмм можно определить предельные углы и энергии для всех вторичных частиц, и в ряде случаев существенно ограничить диапазоны, в которых разыгрываются параметры вторичных частиц (энергии и углы). Это приводит к увеличению доли событий, удовлетворяющих уравнениям сохранения во всем массиве разыгрываемых событий. В этом случае можно уменьшить указанный параметр ΔP и таким образом достигается более точный отбор действительных событий.

Подробно процедура и результаты кинематического моделирования с помощью программы DBKIN будут рассмотрены на примере реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ в главе 5.

2.4. Выводы к главе 2

Создана программа для кинематического моделирования реакций, идущих через стадии образования и развала промежуточного состояния. Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оптимизировать параметры установки для изучения возбуждения промежуточного состояния.

Для кинематического моделирования ядерных реакций с произвольным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5, ...) создана программа DBKIN (Democratic Breakup Kinematics). Показана возможность, задавая некоторые параметры вторичных частиц, рассчитывать кинематику реакций для различных типов и геометрий эксперимента, например, для квазисвободного рассеяния, взаимодействия в конечном состоянии, развала определенного возбужденного состояния ядра по заданному каналу.

На примере моделирования реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ 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, 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} .

Материал главы основан на работах [18-21, 50, 61].

Глава 3. Получение данных о длине нейтрон-нейтронного рассеяния в реакции nd -развала при энергии нейтронов 40 МэВ

3.1. Постановка эксперимента

Как уже было отмечено в Главе 1, имеется значительное расхождение в данных о длине рассеяния a_{nn} полученных в различных работах. Так длина рассеяния $a_{nn} = -16.2 \pm 0.4$ фм, полученная в [104, 106], почти на четыре стандартные ошибки отличается от значений, полученных в [99, 103, 105] (среднее значение $a_{nn} = -18.7 \pm 0.6$ фм). Как видно из этого сравнения, в настоящее время неизвестен даже знак разности $a_{nn} - a_{pp}$, которая определяет количественную меру НЗС ядерных сил. Для того чтобы устранить неопределенность в величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния, необходимы были новые эксперименты при различных энергиях налетающих нейтронов.

В 2008-2010 гг. в ИЯИ РАН проведено моделирование, создана экспериментальная установка и проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ при энергии налетающих нейтронов 40-60 МэВ, в котором определена синглетная длина рассеяния a_{nn} . В эксперименте измерены энергетические спектры двух нейтронов при различных углах разлета в кинематической области, отвечающей малой энергии их относительного движения ε , где наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное ВКС. Упрощенная схема эксперимента показана на рис. 3.1.

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.

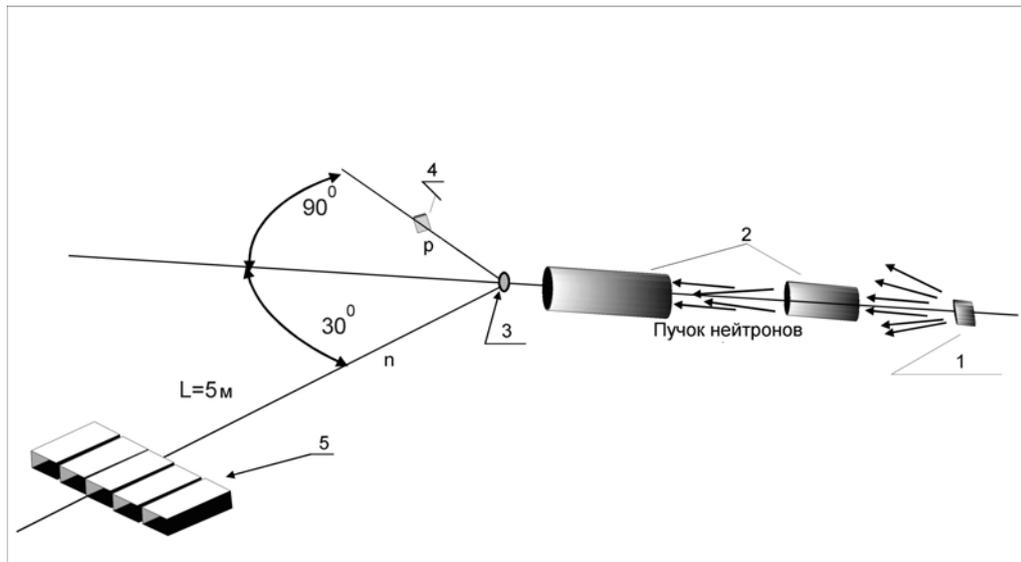


Рис. 3.1. Упрощенная схема установки для определения длины nn -рассеяния в реакции $n+d \rightarrow p+n+n$; 1 – нейтронообразующая мишень, 2 – коллиматоры нейтронного пучка, 3 – дейтериевая (CD_2) мишень, 4 – протонный детектор, 5 – нейтронный годоскоп.

В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Theta), \quad (3.1)$$

форма которого чувствительна к величине a_{nn} . Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала-Ватсона (МВ) [110, 111]:

$$F_{MB} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}. \quad (3.2)$$

Здесь E_{nn} – абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы, которое может быть получено из сравнения экспериментального распределения и результатов моделирования для различных значений E_{nn} , m – масса нейтрона, $\sqrt{\varepsilon}$ – множитель, связанный с фазовым объемом, A – нормировочный коэффициент.

Энергия виртуального уровня E_{nn} связана с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением [112]:

$$\frac{1}{a_{nn}} = -\left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3.3)$$

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

В приближении нулевого радиуса действия ядерных сил получается простое соотношение между энергией виртуального уровня и длиной рассеяния:

$$E_{nn} = \hbar^2 / m_n a_{nn}^2 \quad (3.4).$$

Как видно из дальнейшего, в планируемом эксперименте выполнены формальные условия применимости формулы МВ. Относительная энергия протона и центра масс nn -пары велика по сравнению с относительной энергией нейтронов [110], а переданный импульс достаточно велик, чтобы обеспечить малость эффективного радиуса области реакции [111, 113]. Кроме того, применимость формулы МВ была продемонстрирована на конкретном примере в работе [114]. В ней было вычислено дифференциальное сечение реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ при энергии 22.7 МэВ с помощью решения уравнения Фаддеева с реалистическими NN -силами, для которых $a_{nn} = -17.6$ фм, $r_0 = 2.8$ фм. Затем для описания расчетной кривой использовали формулу МВ, подгоняя ее параметры так, чтобы наилучшим образом воспроизвести форму пика ВКС пары нейтронов. Оказалось, что определенная в результате этой процедуры длина рассеяния отличается от исходной не более, чем на 0.5 фм, а при определенном выборе кинематики (большой переданный импульс) дает исходную величину -17.6 фм.

3.2. Кинематическое моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$

Чтобы определить необходимые условия эксперимента и параметры экспериментальной установки необходимо провести детальное моделирование исследуемой реакции. Для этой цели были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии, описанные в главе 2.

3.2.1. Моделирование квазибинарной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow nn + p$

Кинематическое моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n+n+p$ при энергии нейтронов 20-60 МэВ проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалась “квазибинарная” реакция $n + {}^2\text{H} \rightarrow nn + p$, при этом “затравочная” масса двухнейтронной системы $m_{2n} = 2m_n + 0.16 \pm 0.1$ МэВ бралась из существующей оценки энергии синглетного состояния $E_{nn} = 0.16 \pm 0.1$ МэВ по экспериментальному разбросу величины длины nn -рассеяния (соотношение 3.3).

Для выбора углов регистрации вторичных нейтронов и протонов расчеты проводились в широкой области энергии первичных нейтронов ($E_n = 40 \pm 20$ МэВ) и энергии виртуального синглетного состояния $E_{nn} = 0.16 \pm 0.1$ МэВ. Целью расчетов был выбор условий эксперимента в котором при разных энергиях налетающих нейтронов были удовлетворены условия равной возможности определения величины E_{nn} в указанном интервале энергии.

На рис. 3.2 показана двумерная диаграмма $\Theta_p - \Theta_{2n}$. Видно, что в широком диапазоне входных энергий и масс двухнейтронной системы сохраняется соответствие между углами вылета протона и двухнейтронной системы. На выбор угла вылета двухнейтронной системы влияло ограничение на размещение установки на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Установка для регистрации нейтронов на достаточно большом пролетном расстоянии ~ 5 м могла быть размещена только под углами $\sim 20^\circ - 40^\circ$. В результате, выбранные углы вылета протона и nn -системы обозначены линиями на рис. 3.2.

На основании расчетов, представленных на рис. 3.2, и требований к размещению нейтронного спектрометра для регистрации протонов выбран угол $90^\circ \pm 5^\circ$. На рис. 3.3 представлена двумерная диаграмма $E_p - E_{2n}$. Энергия налетающих нейтронов 40 ± 20 МэВ, масса $2n$ -системы $m_{2n} = 2m_n + 0.16 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_p \approx 90^\circ$. Расчеты позволяют оценить энергии

протонов, которые необходимо регистрировать в эксперименте. Данные об углах вылета и энергиях нейтронов от развала двухнейтронной системы определяются на втором этапе моделирования реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$.

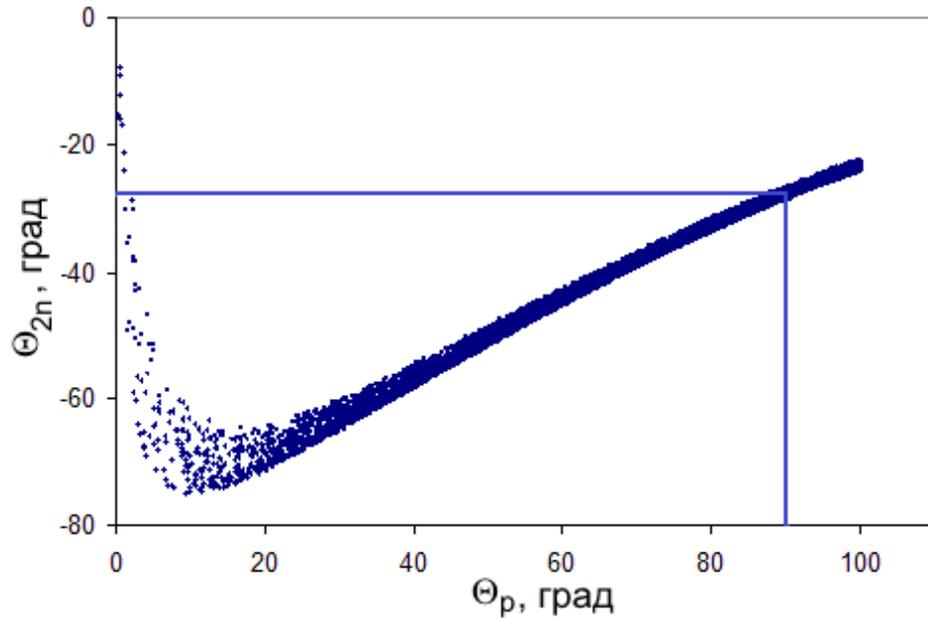


Рис. 3.2. Результаты моделирования реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow nn + p$: двумерная диаграмма $\Theta_p - \Theta_{2n}$. Энергия налетающих нейтронов 40 ± 20 МэВ. Линиями отмечены выбранные углы вылета вторичных частиц – $\Theta_p \approx 90^\circ$, $\Theta_{2n} \approx 30^\circ$.

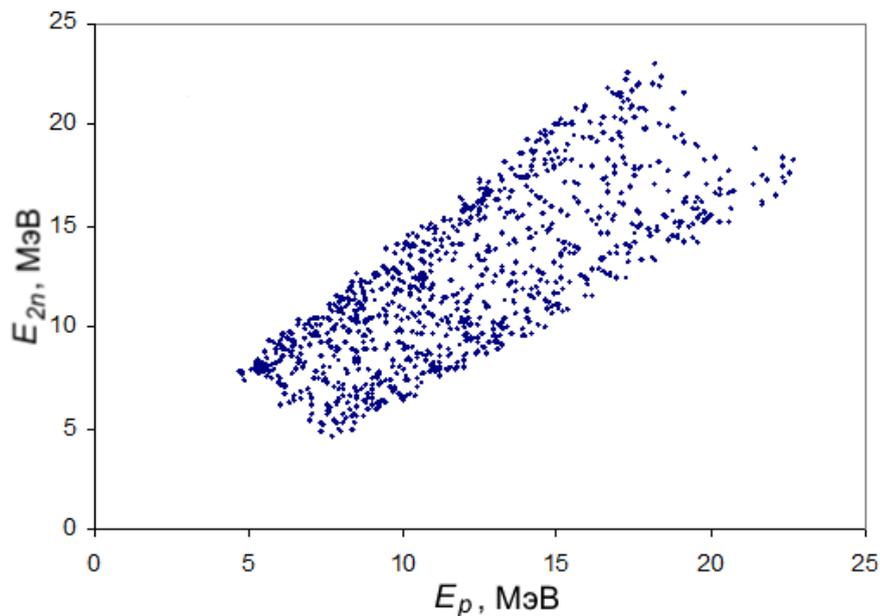


Рис. 3.3. Результаты моделирования реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow nn + p$: двумерная диаграмма $E_p - E_{2n}$. Энергия налетающих нейтронов 40 ± 20 МэВ, $\Theta_p \approx 90^\circ$, $\Theta_{2n} \approx 30^\circ$.

3.2.2. Моделирование реакции $nn \rightarrow n_1 + n_2$

На втором этапе рассматривается распад промежуточного состояния $nn \rightarrow n_1 + n_2$. При этом входными данными для каждого события распада будут:

1. кинетическая энергия двухнейтронной системы (E_{2n});
2. угол вылета двухнейтронной системы (Θ_{2n});
3. массы частиц (m_{2n}, m_{n1}, m_{n2}), участвующих в реакции распада;

Параметры события – энергия и угол вылета протона не участвуют в расчете, а сохраняют свои значения, полученные на первом этапе.

На этом этапе разыгрывается энергия и угол вылета одного из развальных нейтронов. Энергия второго нейтрона определяется из уравнения сохранения энергии, а угол вылета – из уравнения сохранения поперечного импульса. На выходе получают отобранные (по законам сохранения энергии и импульса) события с соответствующими каждому выходными данными: энергиями и углами вылета нейтронов относительно угла вылета двухнейтронной системы.

На рис. 3.4 показана двумерная диаграмма относительных углов вылета нейтронов $\Delta\Theta_1 - \Delta\Theta_2$. Из рисунка видно, что для достаточно широкой области энергии возбуждения продукты распада двухнейтронной системы (n_1 и n_2) летят в достаточно узком конусе углов $|\Delta\Theta_{1,2}| < 8^\circ$.

На рис. 3.5 показано относительное количество событий, попадающих в детекторы, расположенные под углами разлета $2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$ и 14° . Видно, что большая часть нейтронов разлетается под углами разлета $2^\circ - 10^\circ$. Это накладывает условия на расположение нейтронных детекторов в нейтронном годоскопе.

На рис. 3.6 показана двумерная диаграмма углов вылета вторичных нейтронов $\Theta_1 - \Theta_2$ при угле вылета протона $\Theta_p = 90^\circ \pm 5^\circ$. Видно, что при этом угле регистрации протонов нейтронный годоскоп из шести детекторов с шагом между ними 2° может быть расположен под углами $24^\circ - 34^\circ$ и

обеспечивать регистрацию двух нейтронов в совпадении с углами разлета 2° , 4° , 6° , 8° и 10° .

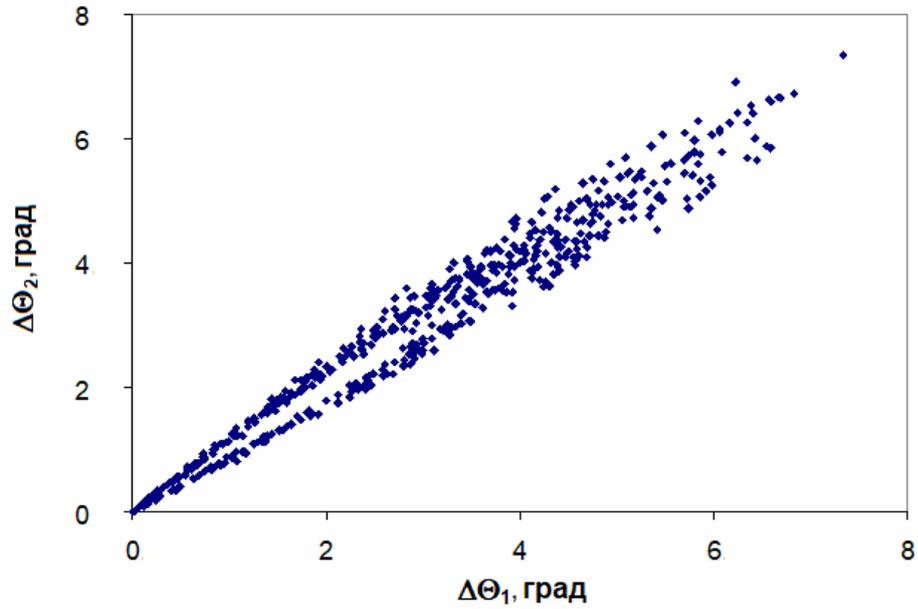


Рис. 3.4. Двумерная диаграмма углов вылета нейтронов $\Delta\Theta_1 - \Delta\Theta_2$ для энергий возбуждения $E_{nn} = 80-220$ кэВ. Углы отсчитываются относительно угла вылета $2n$ -системы (Θ_1 отсчитывается влево, а Θ_2 вправо).

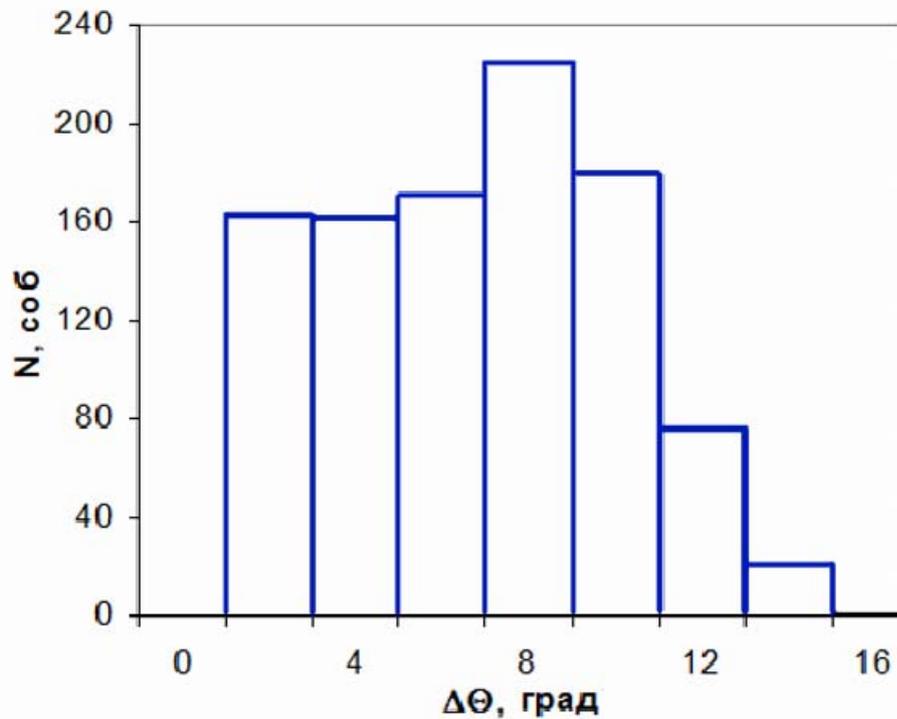


Рис. 3.5. Относительное количество событий, попадающих в детекторы, расположенные под углами разлета $\Delta\Theta_1 + \Delta\Theta_2$.

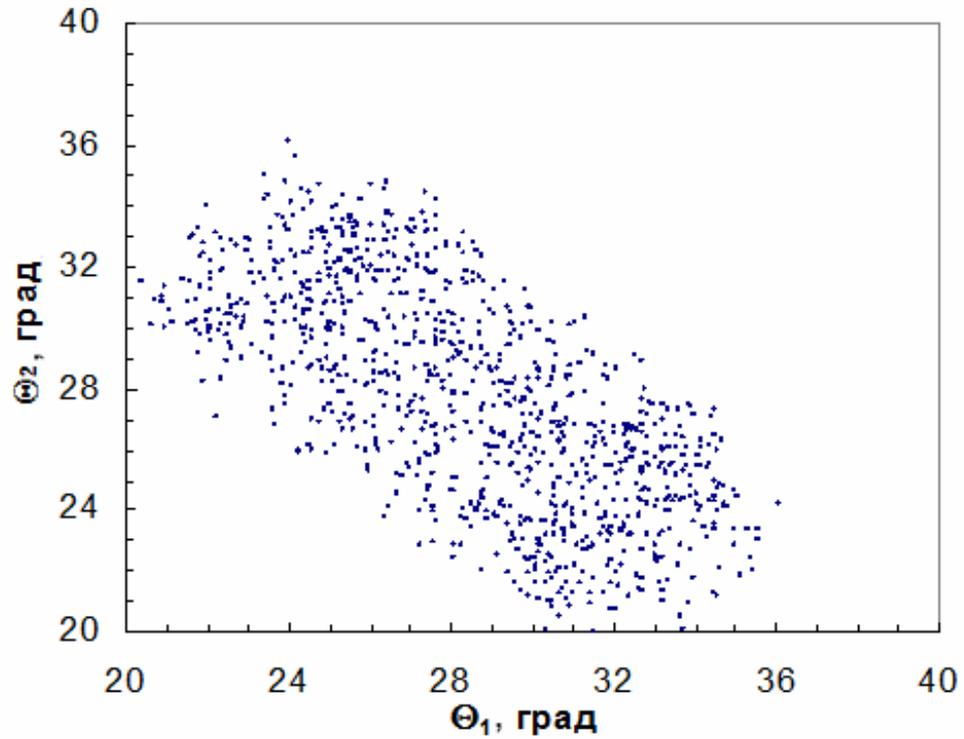


Рис. 3.6. Двумерная диаграмма углов вылета вторичных нейтронов Θ_1 и Θ_2 в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$. Угол вылета протона $\Theta_p = 90^\circ \pm 5^\circ$, энергия первичных нейтронов $E_0 = 40 \pm 20$ МэВ, энергия синглетного nn -состояния 80–220 кэВ.

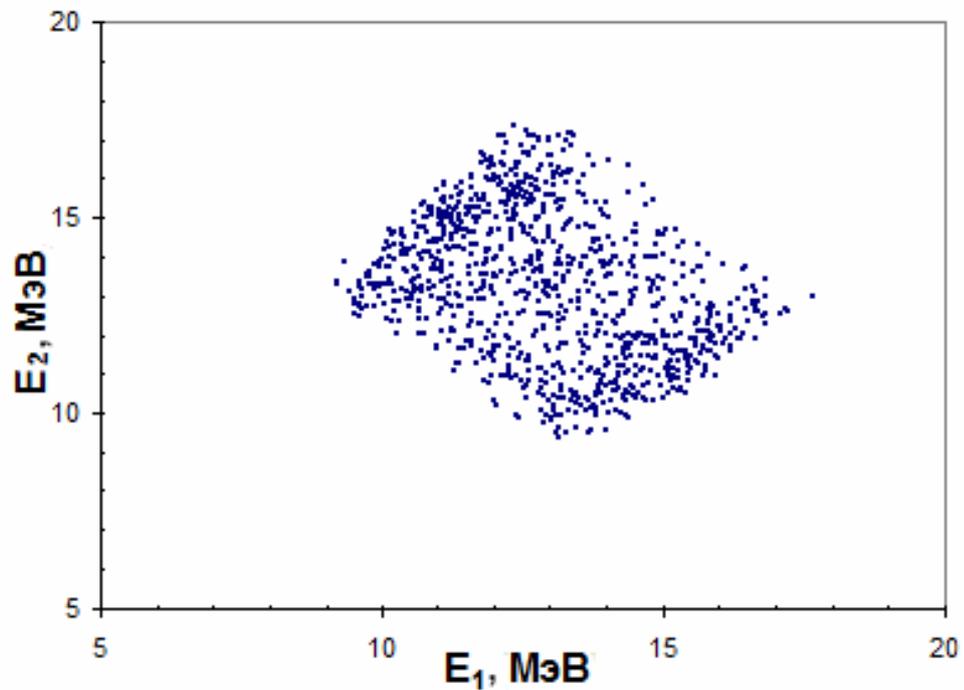


Рис. 3.7. Двумерная диаграмма $E_1 - E_2$. E_1, E_2 – энергии вторичных нейтронов. Параметры моделирования те же, кроме $E_0 = 40 \pm 5$ МэВ.

Энергии нейтронов, регистрируемых в детекторах годоскопа можно оценить по двумерной диаграмме $E_1 - E_2$, показанной на рис. 3.7. Энергии вторичных нейтронов лежат в области 8–18 МэВ при энергии падающих нейтронов 40 ± 5 МэВ.

Таким образом, проведенное кинематическое моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ позволило определить следующие требования к параметрам эксперимента:

1. В эксперименте регистрируются протон и два нейтрона в совпадении;
2. Протон регистрируется под углом $90^\circ \pm 5^\circ$;
3. Нейтроны регистрируются годоскопом нейтронных детекторов под углами $24^\circ - 34^\circ$ с шагом по углу 2° ;
4. Диапазон энергий протонов и нейтронов составляет 5–20 МэВ при энергии налетающих нейтронов 20–60 МэВ.

3.3. Экспериментальная установка для исследования реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии на канале РАДЭКС ИЯИ РАН

3.3.1. Общая схема установки

В эксперименте нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) исследуется в реакции $n+d \rightarrow p+n+n$. Кинематической области ВКС отвечают события с двумя нейтронами в выходном канале, имеющими очень малый относительный импульс. При этом нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде пика в зависимости выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов ϵ , форма которого чувствительна к величине энергии виртуального уровня E_{nn} (и соответственно a_{nn}).

Для получения экспериментальной зависимости выхода реакции и определения E_{nn} и 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 $\Delta\Theta$ между ними.

Исследование реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ проведено на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН [22]. Упрощенная схема установки показана на рис. 3.1.

3.3.2. Пучок нейтронов канала РАДЭКС

В качестве источника нейтронов используется ловушка пучка протонов линейного ускорителя ИЯИ с энергией 200 МэВ. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимируются под углом 0° на длине 12 м, формируя пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной (CD_2) мишени.

В работе [23] были приведены данные тестового эксперимента с использованием многодетекторного времяпролетного спектрометра. В эксперименте использовался протонный пучок линейного ускорителя Московской мезонной фабрики с энергией 209 МэВ и током 3–5 мкА. Наряду с CD_2 -мишенью в эксперименте использовалась и водородосодержащая CH_2 -мишень. Полученные спектры протонов и нейтронов из реакции $n + p \rightarrow n + p$ позволили восстановить энергетический спектр первичных нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень CH_2 ; этот спектр показан на рис. 3.8.

Из рис. 3.8 видно, что энергетический спектр первичных нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов. Однако одновременная регистрация в конечном состоянии трех частиц (протона и двух нейтронов) позволяет восстановить энергию первичного нейтрона в реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ для каждого зарегистрированного события. Таким образом, данные о выходе реакции могут быть получены в широком диапазоне энергий нейтронов, а разброс энергий будет определяться только шириной энергетического интервала суммирования событий, т.е.

статистикой эксперимента.

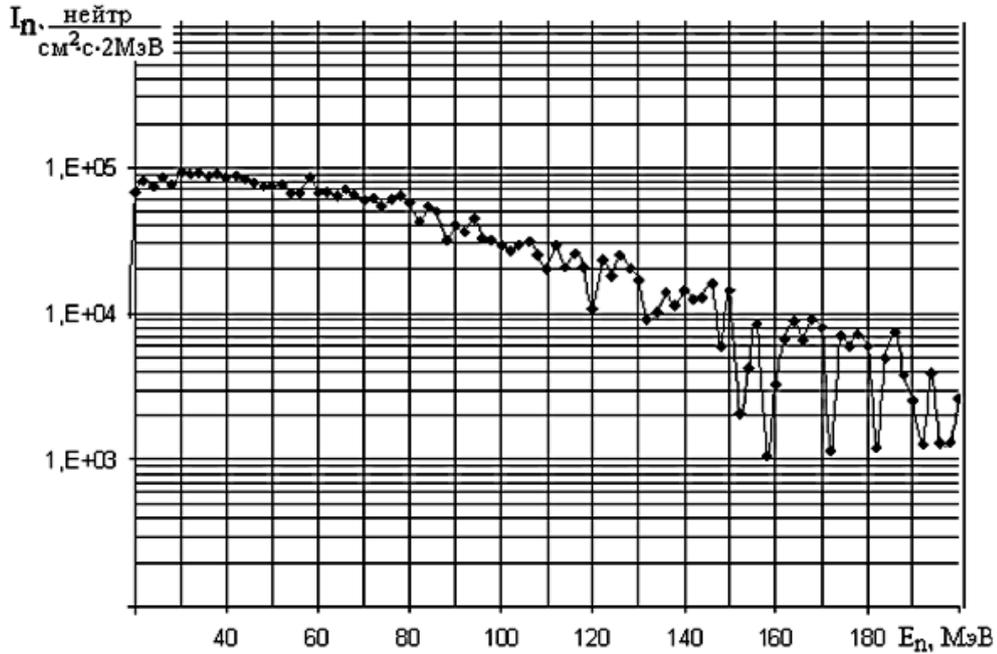


Рис. 3.8. Спектр быстрых нейтронов канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики на расстоянии 12 м от нейтронообразующей мишени. Энергия протонного пучка на вольфрамовой мишени 209 МэВ, ток протонов 5 мкА.

На рис. 3.9 показан реконструированный спектр нейтронов, падающий на дейтериевую мишень и вызывающий коррелированные события в двух детекторах с $\Delta\Theta = 6^\circ$.

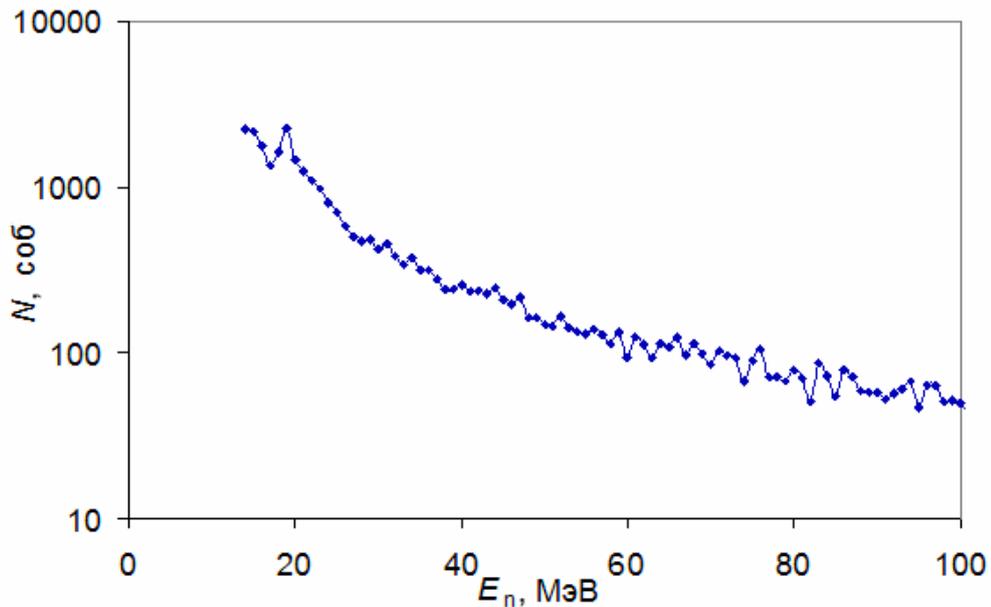


Рис. 3.9. Энергетический спектр первичных нейтронов, вызвавших реакцию $n + d \rightarrow p + n + n$ в дейтериевой мишени.

Поток нейтронов с энергией 20–140 МэВ на измерительной мишени канала РАДЭКС составлял $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при токе протонного пучка на нейтронообразующей мишени 50 мкА. На первом этапе эксперимента был выбран оптимальный интервал энергий первичных нейтронов 40–60 МэВ. При этом энергии вторичных частиц (нейтронов и протонов) лежат в интервале 10–20 МэВ. Отметим, что в этой области энергий первичных нейтронов поток нейтронов достаточно велик, и можно получить достаточно хорошее временное разрешение нейтронных детекторов.

3.3.3. Дейтерированная мишень

В качестве измерительной мишени в эксперименте использовался диск из дейтерированного полиэтилена толщиной 100 мг/см^2 и диаметром 50 мм. Для вычитания фона проводились измерения с углеродной мишенью, число ядер углерода в которой соответствовало числу ядер углерода в мишени из дейтерированного полиэтилена. Чтобы уменьшить потери энергии протонов, мишени были ориентированы под углом 20° к протонному детектору и, соответственно, под углами порядка 50° к нейтронным детекторам. При этом вылетающие протоны имеют минимальные ионизационные потери в мишени, и в то же время многократное рассеяние нейтронов в мишени остается минимальным.

3.3.4. Детектирование протонов в установке

3.3.4.1. Сцинтилляционный детектор протонов

Так как энергия нейтронов определяется по времени пролета (TOF), а стартовым сигналом системы TOF является сигнал от протонного детектора, это накладывает условие получения быстрого временного сигнала. Размеры детектора должны быть достаточно большими ($\sim 30 \text{ мм} \times 50 \text{ мм}$), чтобы при расстоянии от мишени порядка 20–30 см, обеспечить необходимый в

эксперименте телесный угол. Поэтому в качестве детекторов телескопа были выбраны пластмассовые сцинтилляторы на основе быстрой сцинтиллирующей пластмассы (полистирол+терфенил+POPOP) диаметром 40 мм и толщиной 8 мм. Сцинтиллятор просматривается фотоумножителем ФЭУ-143 с размером фотокатода 50 мм.

Детектор расположен на расстоянии 30 см от CD_2 мишени под углом $\approx 90^\circ$ справа по отношению к направлению падающего нейтронного пучка. Регистрация протона под определенным углом необходима как для выработки стартового сигнала времяпролетного спектрометра, так и для дополнительного выделения событий с малыми относительными энергиями нейтронов (угол регистрации и интервал энергии протона определяются по результатам моделирования).

Энергия протона может определяться либо по времени пролета, либо по потерям протона в детекторе, либо вычисляться, используя уравнения сохранения энергии и импульса. В последнем случае, в компланарной геометрии (все детекторы и ось первичного пучка нейтронов находятся в одной плоскости) имеется три уравнения (энергии и двух компонент импульса), из которых определяются три неизвестных величины – энергия первичного нейтрона, энергия и угол вылета вторичного протона.

3.3.4.2. Энергетическая калибровка протонного детектора

Для определения энергии протона по ионизационным потерям в детекторе необходима энергетическая калибровка детектора, которая была определена в [32]. В работе исследовался $\Delta E-E$ телескоп, состоящий из двух сцинтилляторов толщиной 0.9 мм и 8 мм, соответственно. Такие толщины детекторов позволяют полностью затормозить протоны с энергией 30 МэВ.

Поскольку вторичные протоны в реакции nd -развала, вызванной нейтронами с энергией 20–60 МэВ, могут иметь максимальную энергию 10–30 МэВ, для калибровки $\Delta E-E$ телескопа в данном интервале энергий было

решено использовать реакцию (α, p) на легких ядрах при энергии α -частиц $E_\alpha = 30$ МэВ. При этой энергии можно получить вторичные протоны с энергиями до 20–30 МэВ, например в реакциях $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$, $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ и др. Меньшие энергии протонов могут быть получены при образовании конечных ядер в возбужденных состояниях, а также с помощью поглощающих алюминиевых фольг перед детекторами телескопа.

Калибровка протонного детектора проводилась на пучке α -частиц циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ [115]. Детали эксперимента и методика получения энергетической калибровки протонного детектора более подробно представлены в Приложении 1 к этой главе.

Протонные события отделялись от событий, вызванных частицами с большими ионизационными потерями (дейтронами, тритонами, гелионами) по двумерной диаграмме $\Delta E-E$. В спектрах $N(E)$ наблюдается ряд пиков, положение которых изменяется при изменении угла регистрации и/или толщины тормозящих фольг.

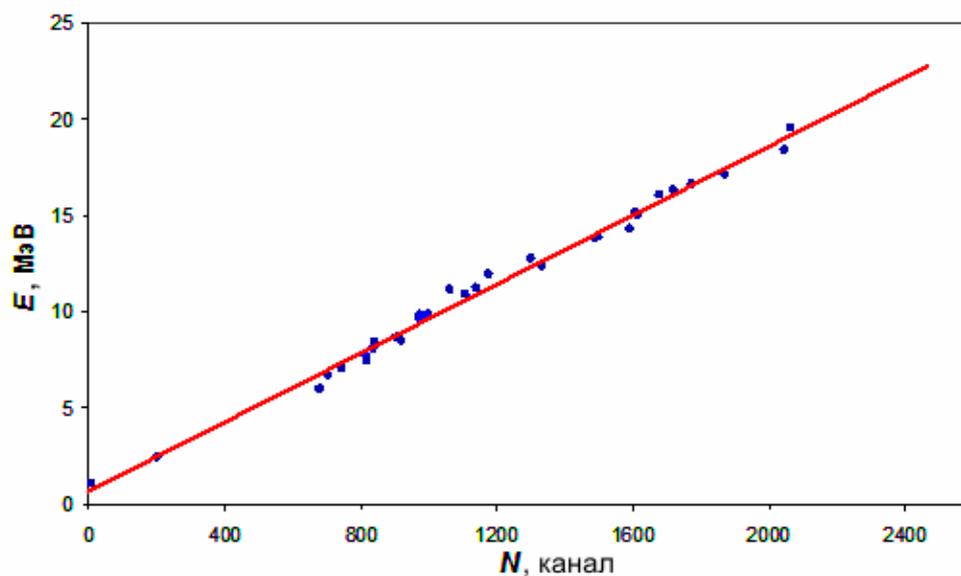


Рис. 3.10. Результирующая калибровочная кривая сцинтилляционного E -детектора. Ось абсцисс ($N_{\text{кан}}$) — номер канала АЦП, соответствующий положению пика в спектре, ось ординат — энергия пика в МэВ электронного эквивалента телескопа.

Проводя измерения под различными углами, используя тормозящие алюминиевые фольги разной толщины и выделяя различные группы протонов, удалось получить порядка двадцати различных калибровочных точек по энергии в диапазоне $E_{ee} = 5 - 20$ МэВ. Также были дополнительно получены две калибровочные точки, измеренные с помощью γ -источников ^{60}Co и ^{232}Th (энергии комптоновского края 1.22 и 2.48 МэВ, соответственно). Результирующая калибровочная кривая (см. рис. 3.10) получена в интервале $E_{ee} = 0.5 - 20$ МэВ и хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Этот интервал электронных энергий соответствует области протонных энергий $E_p \sim 1.5 - 30$ МэВ [116].

3.3.5. Детектирование нейтронов в установке

Для регистрации нейтронов используются детекторы в виде прямоугольных призм с сечением 100 мм \times 140 мм и длиной 300 мм, изготовленные из сцинтиллирующей пластмассы (полистирол + терфенил + РОРОР, производства завода “Монокристалл”, г. Харьков). Сцинтилляторы просматриваются с двух концов фотоумножителями ФЭУ-143. При этом может быть получена информация как об истинном времени взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе по полусумме времен регистрации света на разных концах сцинтиллятора, так и места взаимодействия, пропорционального разности этих времен. Угловой разброс при регистрации нейтронов определяется размером поперечного сечения детекторов и пролетным расстоянием и составляет в нашем эксперименте $\pm 0.5^\circ$.

3.3.5.1. Временное разрешение нейтронных детекторов

Временное разрешение сцинтилляционных детекторов измерялось при подаче света от светодиодов. Амплитуда сигнала от светодиода соответствовала 7 МэВ по нейтронам (середины амплитудного распределения протонов отдачи от 14 МэВ нейтронов, получаемых в реакции $d + t \rightarrow n +$

^4He). Нижний амплитудный порог регистрации соответствовал комптоновскому краю γ -источника ^{137}Cs – 488 кэВ (~ 1 МэВ по нейтронам). Для всех детекторов было получено временное разрешение $\Delta t \leq 0.6$ нс при учете места взаимодействия путем отбора событий, соответствующих заданному интервалу значений разности времен прихода световой вспышки на противоположные концы сцинтиллятора, и порядка 0.9 нс без учета места взаимодействия (рис. 3.11). Для нейтронов с энергией ~ 15 МэВ при времяпролетной базе $V_{\text{TOF}} \sim 5.5$ м такое временное разрешение приводит к энергетическому разрешению $\Delta E/E = 0.013$ или $\Delta E = 0.2$ МэВ.

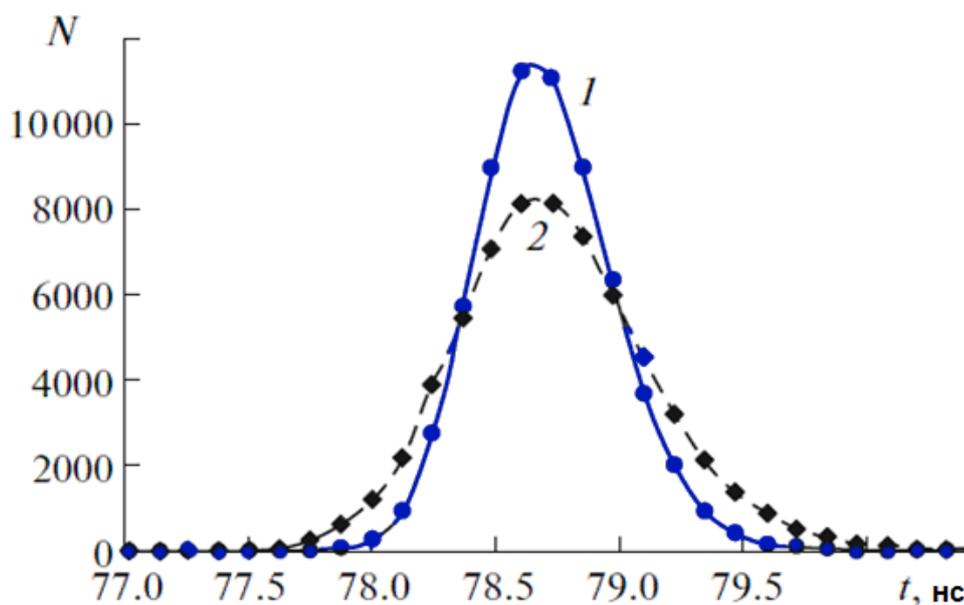


Рис. 3.11. Временное разрешение нейтронного детектора при подаче света от светодиодов на протонный детектор (стартовый сигнал) и на нейтронный детектор (стоповый сигнал) с учетом (1) и без учета (2) места возникновения светового сигнала в нейтронном детекторе.

3.3.5.2. Эффективность регистрации нейтронных детекторов

Для сравнения данных, полученных при различных энергиях нейтронов, необходимо знать эффективность регистрации нейтронов в этих детекторах в широкой области энергии нейтронов 5–100 МэВ. Для расчета (моделирования) эффективности детектирования нейтронов в сцинтилляционных детекторах на основе полистирола была использована программа SCINFUL [117], позволяющая рассчитывать методом Монте-

Карло полный энергетический отклик жидких и твердых органических сцинтилляторов типа NE-213 и NE-110 на падающие нейтроны с энергиями от 0.1 до 80 МэВ. Более подробно моделирование эффективности нейтронных детекторов описано в Приложении 2 к этой главе.

Моделирование было проведено для твердого органического сцинтиллятора NE-110 эквивалентного сцинтиллятору, который используется в нашем эксперименте [31]. Основные каналы реакций, которые учитываются при моделировании в программе SCINFUL, следующие: упругое взаимодействие нейтрона с водородом, упругое взаимодействие нейтрона с углеродом, неупругое взаимодействие нейтрона с углеродом и реакции вида $^{12}\text{C}(n, X)$.

Расчеты аппаратных функций были проведены в интервале энергий нейтронов 5–70 МэВ, облучающих сцинтилляционный детектор. Для получения кривых зависимости эффективности от энергии нейтронов проводилась нормировка интегралов аппаратных функций на количество нейтронов, попавших в детектор. На рис. 3.12 показаны кривые зависимости эффективности от энергии нейтронов (в диапазоне 5–70 МэВ) для различных порогов регистрации.

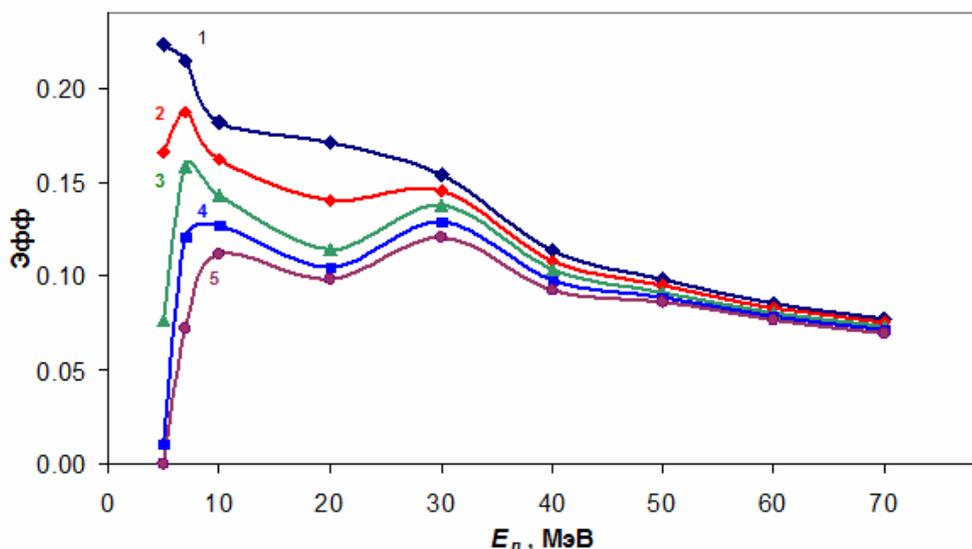


Рис. 3.12. Зависимость моделированной эффективности пластмассового сцинтиллятора от энергии падающих нейтронов для различных порогов регистрации. Кривая 1 – порог регистрации 0.25 МэВ электронного эквивалента, 2 – 0.75 МэВ, 3 – 1.25 МэВ, 4 – 1.75 МэВ и 5 – 2.25 МэВ.

Расчеты были проведены также для различных размеров детекторов. На рис. 3.13 показана зависимость эффективности детектора от продольного размера для энергии нейтронов 20 МэВ при пороге регистрации 1.25 МэВ электронного эквивалента. Полученные результаты подтвердили правильность выбора размера 300 мм для наших детекторов. Меньшие размеры детектора, например 100 мм, дают значительно меньшие эффективности практически во всем диапазоне энергий, в то же время больший размер детектора, например, 500 мм, незначительно увеличивает эффективность, но ведет к значительно большему количеству фоновых событий, пропорциональных объему детектора.

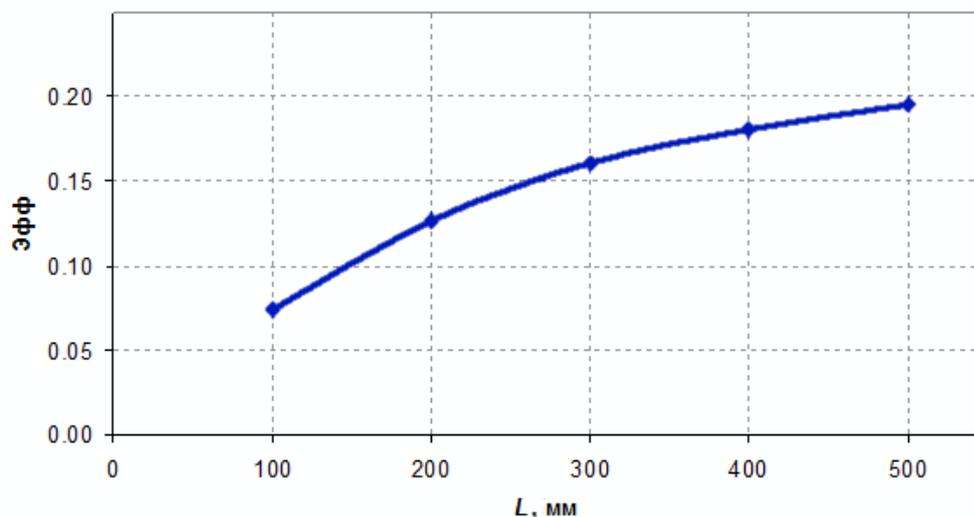


Рис.3.13. Зависимость эффективности регистрации ϵ от продольного размера детектора L для энергии нейтронов 20 МэВ и пороге регистрации 1.25 МэВ электронного эквивалента.

3.3.5.3. Пространственное разрешение нейтронных детекторов

По условиям эксперимента, нейтронные детекторы должны удовлетворять следующим требованиям: эффективность регистрации нейтронов с энергиями 10-20 МэВ не менее 10%, временное разрешение не хуже 0.5 нс. Этим требованиям могут соответствовать детекторы из сцинтилляционной пластмассы размерами от 100 мм × 100 мм × 300 мм.

При сравнительно небольшой пролетной базе нейтронов ($\sim 5\text{--}10$ м) продольный размер $L \sim 300$ мм ($\Delta L = \pm 150$ мм) может приводить к заметной неопределенности во времени пролета, и соответственно к существенному вкладу в энергетическое разрешение – $\Delta E/E = 2\Delta L/L = 0.03$ или $\Delta E = 0.45$ МэВ (при энергии нейтрона 15 МэВ), что в несколько раз превышает вклад от временного разрешения. Для уменьшения этого вклада необходимо знать место взаимодействия нейтрона в детекторе, которое можно определить по разности времен прихода световой вспышки на противоположные концы сцинтиллятора (см. подробно в Приложении 3).

Для выбора оптимальных размеров детекторов и отработки метода регистрации временных сигналов нами был создан стенд [24]. Пучок нейтронов с энергией 14 МэВ получался в реакции $d + t \rightarrow n + {}^4\text{He}$ с использованием портативного нейтронного генератора ИНГ-07 [118]. Полученные нейтроны проходили через формирующую защиту-коллиматор из борированного полиэтилена и набора пластин свинца и кадмия в форме параллелепипеда с размерами 70 см \times 90 см \times 125 см и проходным отверстием в виде щели с размером 6 см \times 6 см и попадали на детектор, дистанционно перемещаемый относительно оси пучка. Детекторы в виде прямоугольных призм с сечением 150 мм \times 200 мм просматривались с двух концов фотоумножителями ФЭУ-143.

Точка взаимодействия нейтрона с веществом детектора определялась по разнице времен прихода световой вспышки на противоположные концы сцинтиллятора. Стенд позволял также измерять абсолютную эффективность детекторов разной длины при энергии нейтронов 14 МэВ. Для каждого зарегистрированного нейтрона записывались разница времен прихода вспышки и две амплитуды сигналов (с двух концов сцинтиллятора). Из полученного многомерного массива данных строились временные и амплитудные спектры. В спектре разности времен прихода сигналов на два конца детектора был хорошо виден сдвиг положения временного пика в зависимости от места попадания пучка в детектор. Сдвиг на расстояние в 44

см приводил к смещению во времени на 8 нс, а полуширина пиков позволяла определить место детектирования с погрешностью ~ 7 см, что соответствует размерам щели коллиматора. Проведенное исследование показало, что место взаимодействия нейтрона в используемых детекторах может быть определено с точностью лучше 7 см, что значительно снижает данный вклад в энергетическое разрешение.

3.3.5.4. Нейтронный годоскоп

Нейтронный годоскоп состоит из шести детекторов, расположенных под углами 24° – 34° относительно направления первичных нейтронов с шагом 2° на расстоянии 550 см от CD_2 -мишени, слева по отношению к оси падающего нейтронного пучка. Для регистрации нейтронов используются детекторы в виде прямоугольных призм с сечением 100 мм \times 140 мм и длиной 300 мм. Сцинтилляторы просматриваются с двух концов фотоумножителями ФЭУ-143. При этом может быть получена информация как об истинном времени взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе по полусумме времен регистрации света на разных концах сцинтиллятора, так и места взаимодействия, пропорционального разности этих времен. Углы между детекторами измерены с точностью $\sim 0.1^\circ$ с помощью лазерного теодолита. Угловой разброс при регистрации нейтронов определяется размером поперечного сечения детекторов и пролетным расстоянием и составляет в нашем эксперименте $\pm 0.5^\circ$.

Схема расположения детекторов и их возможные комбинации показаны на рис. 3.14. Для шести нейтронных детекторов существует 15 таких комбинаций (пять с углом разлета 2° , четыре с углом разлета 4° , три с углом разлета 6° , две с углом разлета 8° и одна с углом разлета 10°). Интересно отметить, что при добавлении к существующей конфигурации еще одного детектора, число комбинаций возрастает на 6, т.е. увеличивается в 1.4 раза.

$\Theta_i \backslash \Theta_j$		24°	26°	28°	30°	32°	34°
	$N_i \backslash N_j$	1	2	3	4	5	6
24°	1		1-2 $24^\circ-26^\circ$ $\Delta\Theta=2^\circ$	1-3 $24^\circ-28^\circ$ $\Delta\Theta=4^\circ$	1-4 $24^\circ-30^\circ$ $\Delta\Theta=6^\circ$	1-5 $24^\circ-32^\circ$ $\Delta\Theta=8^\circ$	1-6 $24^\circ-34^\circ$ $\Delta\Theta=10^\circ$
26°	2			2-3 $26^\circ-28^\circ$ $\Delta\Theta=2^\circ$	2-4 $26^\circ-30^\circ$ $\Delta\Theta=4^\circ$	2-5 $26^\circ-32^\circ$ $\Delta\Theta=6^\circ$	2-6 $26^\circ-34^\circ$ $\Delta\Theta=8^\circ$
28°	3				3-4 $28^\circ-30^\circ$ $\Delta\Theta=2^\circ$	3-5 $28^\circ-32^\circ$ $\Delta\Theta=4^\circ$	3-6 $28^\circ-34^\circ$ $\Delta\Theta=6^\circ$
30°	4					4-5 $30^\circ-32^\circ$ $\Delta\Theta=2^\circ$	4-6 $30^\circ-34^\circ$ $\Delta\Theta=4^\circ$
32°	5						5-6 $32^\circ-34^\circ$ $\Delta\Theta=2^\circ$
34°	6						

Рис. 3.14. Комбинации углов нейтрон-нейтронных корреляций для шести нейтронных детекторов, расположенных в угловом интервале $24^\circ-34^\circ$. Для каждой комбинации указаны углы регистрации и угол разлета нейтронов.

3.3.6. Система сбора данных

Блок-схема системы сбора данных приведена на рис. 3.15. Для питания детекторов использованы источники высокого напряжения $U = 2.5$ кВ, $I = 3$ мА (на рисунке не показаны). Для выработки временных отметок использованы временные дискриминаторы (формирователи со следящим порогом) со следующими параметрами: точность временной привязки ≤ 0.1 нс, динамический диапазон 50. Для оцифровки времени возникновения сигнала в детекторе использованы время-цифровые преобразователи (ВЦП), с параметрами: диапазон времен 1-500 нс, точность определения времени ~ 0.1 нс.

Стартовый сигнал протонного детектора и стоповые сигналы нейтронных детекторов формируются во временных дискриминаторах (формирователях со следящим порогом) и подаются на соответствующие входы времяцифровых преобразователей.

Два сигнала с каждого нейтронного детектора (t_D и t_B) позволяют

определять как момент возникновения сигнала в детекторе $t = \frac{t_D + t_B - L \cdot t_0}{2}$,

так и место взаимодействия нейтрона в детекторе $l = \frac{L \cdot t_0 + t_B - t_D}{2t_0}$, где t_B , t_D ,

нс – время прихода световой вспышки на ближний и дальний (относительно мишени) концы детектора; t_0 , нс/см – время пролета световой вспышкой 1 см длины детектора. Последний параметр определялся для каждого нейтронного детектора на специально созданном для калибровки нейтронных детекторов стенде [24].

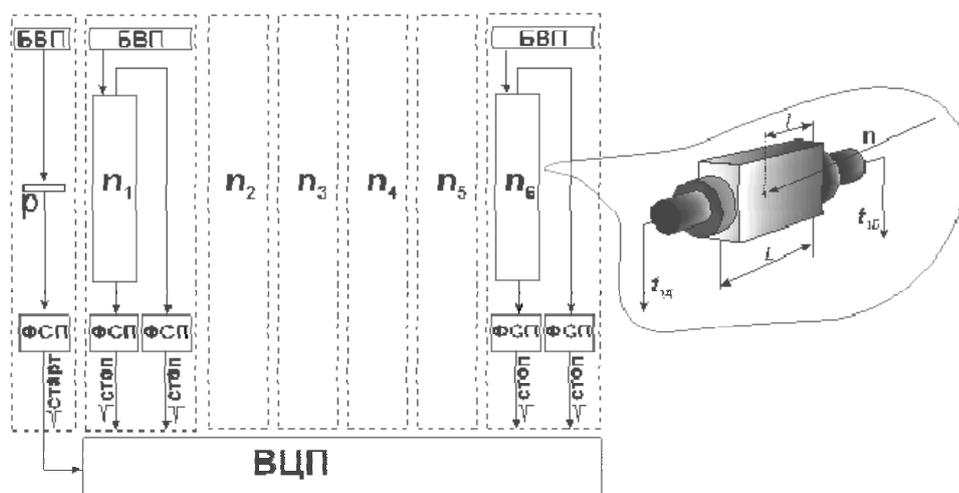


Рис. 3.15. Блок-схема системы сбора данных времяпролетного спектрометра. p – протонный детектор; n_1 – n_6 – нейтронные детекторы; БВП – блок высоковольтного питания детекторов; ФСП – формирователи со следящим порогом; ВЦП – времяцифровой преобразователь.

Программа сбора информации выполняет одновременное кодирование до 16 коррелированных сигналов (времен пролета), принадлежащих одному событию. Последовательные события записываются в файл, который накапливается в течение заданного времени или с заданным количеством событий. Передача данных через 32-разрядные контроллер КАМАК и контроллер ветви в стандарте PCI осуществляется 32-разрядными словами.

Программа обработки экспериментальных данных *ndEXP* из общего массива событий в режиме off-line отбирает те события, когда одновременно регистрируются два нейтрона (срабатывают два детектора и при этом на двух

концах двух сцинтилляционных нейтронных детекторов появляются сигналы, отличающиеся по времени не более чем на время $t_0 \cdot L$). Таким образом, отбираются тройные совпадения – протона (стартовый импульс) и двух нейтронов (стоповые сигналы с четырех концов двух детекторов).

Протонный детектор в эксперименте расположен на сравнительно малом расстоянии от мишени (30 см) и, соответственно, протон, рожденный в мишени, пролетает это расстояние за небольшое время t_p (для энергии протона 10 МэВ за время ~ 7 нс). В то же время нейтроны той же энергии пролетают пролетное расстояние 5 м за $t_n = 115$ нс. Истинное время пролета t_n нейтронов от мишени до детекторов равняется измеренному времени $t_{изм}$ минус время пролета протона – $t_n = t_{изм} - t_p$. В программе применяется процедура, при которой вначале в нулевом приближении за t_n^0 принимается $t_{изм}$. При этом решаются уравнения сохранения и вычисляются все величины, в том числе и энергия протона E_p^0 . После этого по величине E_p^0 вычисляется время пролета протона t_p^0 , и в первом приближении за t_n^1 принимается $t_{изм} - t_p^0$, затем процедура повторяется N раз, пока значения E_p^N и E_n^N не становятся сравнимыми в пределах ошибок со значениями предыдущего цикла E_p^{N-1} и E_n^{N-1} . Проведенные расчеты показали, что достаточно 3–4 итераций для выхода на постоянные величины этих переменных, соответствующие решению уравнений сохранения. Зависимость величин E_p^N и E_n^N от числа итераций N показана на рис. 3.16.

Затем, используя информацию о временах пролета и пролетном расстоянии (скорректированных на время и место возникновения световой вспышки в детекторах) вычисляются энергии двух нейтронов E_1 и E_2 , а по номерам сработавших детекторов определяется угол разлета нейтронов $\Delta\Theta$, равный 2° , 4° , 6° , 8° или 10° , вычисляется относительная энергия двух нейтронов ε по формуле (3.1) и строится зависимость распределения числа событий nd -развала от величины ε для каждого значения угла разлета

нейтронов $\Delta\Theta$.

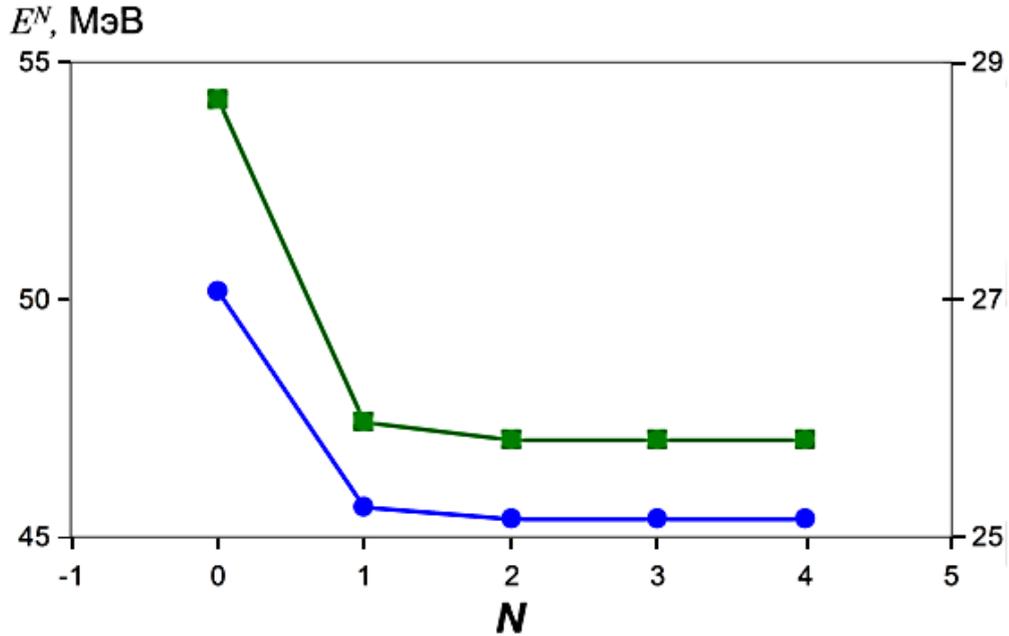


Рис. 3.16. Зависимость определяемой величины энергии первичного нейтрона E_n^N (кружки, шкала слева) и энергии протона E_p^N (квадраты, шкала справа) от числа итераций N .

3.4 Анализ экспериментальных данных о выходе реакции nd -развала

3.4.1. Моделирование зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии двух нейтронов

Процедура извлечения информации о величине синглетной длины nn -рассеяния из данных о выходе реакции nd -развала заключается в сравнении формы пика взаимодействия в конечном состоянии в экспериментальной зависимости выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов ε с результатами моделирования реакции с использованием различных теоретических моделей.

Для описания этой зависимости, форма которой чувствительна к величине a_{nn} , используется формула Мигдала-Ватсона (МВ) [110-111]

$$F_{MB} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}. \text{ Здесь } E_{nn} \text{ – значение энергии виртуального } {}^1S_0 \text{ состояния}$$

nn -системы, $\sqrt{\varepsilon}$ – множитель, связанный с фазовым объемом, A – нормировочный коэффициент. Связь между параметром E_{nn} и длиной рассеяния a_{nn} была описана ранее – соотношения (3.3) и (3.4).

Моделирование выхода реакции nd -развала проводится с помощью программы $ndSIM$. При этом трехчастичная кинематика реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование пары нейтронов с эффективной инвариантной массой $M_{nn}=2m_n+E_{nn}$ в двухчастичной реакции $n+d \rightarrow p+(nn)$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона Θ_p, E_p и центра масс nn -пары Θ_{2n}, E_{2n} в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε согласно кривым, рассчитанным по формуле Мигдала–Ватсона (3.2) с определенным значением параметра E_{nn} (или a_{nn}) (кривая МВ на рис. 3.17). Таким образом, вводится зависимость формы распределения выхода реакции от длины nn -рассеяния. При этом вводится случайный разброс по энергетической ширине пучка первичных нейтронов, соответствующей экспериментальной.

На втором этапе рассматривается развал (nn) -системы: $(nn) \rightarrow n_1+n_2$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии двух нейтронов $\Theta_1, \Theta_2, E_1, E_2$ в лабораторной системе координат. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетическое и угловое разрешение. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию протона в протонный детектор и пары нейтронов с углом разлета $\Delta\Theta$, равным $2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ или 10° , в два соответствующих нейтронных детектора годоскопа.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ от ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и длины nn -рассеяния (рис 3.17).

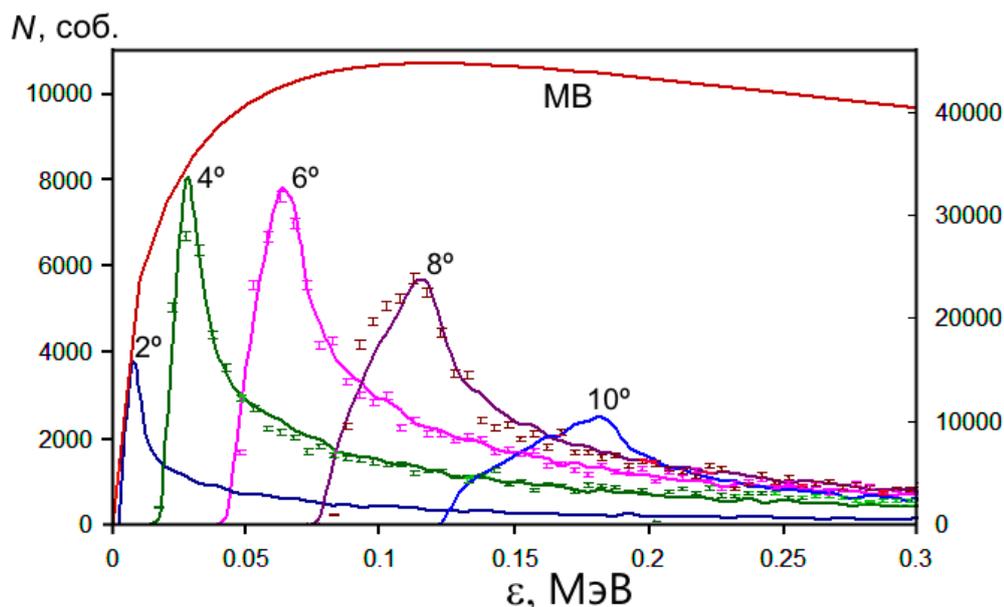


Рис. 3.17. Сравнение зависимости выхода реакции nd -развала от ε , рассчитанной по формуле Мигдала–Ватсона (3.2) (кривая MB), с результатами моделирования с учетом экспериментальных условий для $E_m = 0.128$ МэВ ($a_{nn} = -16.7$ фм) и $\Delta\Theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ и энергии первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ. Для углов $\Delta\Theta = 4^\circ, 6^\circ$ и 8° показаны экспериментальные данные.

На этом же рисунке показаны экспериментальные данные о зависимости выхода реакции от ε в сравнении с результатами моделирования для трех значений углов разлета $\Delta\Theta = 4^\circ, 6^\circ$ и 8° при энергии первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ.

Видно, что при данных условиях эксперимента даже использование упрощенной формулы Мигдала–Ватсона (3.2) позволяет достаточно хорошо воспроизвести все особенности экспериментальной зависимости выхода реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ от ε в области пика взаимодействия в конечном состоянии: форму, положение пика, сдвиг пика при изменении угла разлета. При этом результаты моделирования можно использовать для выбора оптимальных условий эксперимента, отработки методики определения величины длины nn -рассеяния и достижения минимальных значений погрешностей ее определения.

3.4.2. Оценка влияния экспериментальных факторов на точность извлечения данных о величине длины nn -рассеяния

Моделирование выхода реакции nd -развала с помощью программы $ndSIM$ позволяет оценить влияние различных факторов на зависимость выхода реакции от ε . В качестве “экспериментальных” данных взяты результаты моделирования с $E_{nn} = 0.12$ МэВ ($a_{nn} = -17.3$ фм) для углов разлета нейтронов $\Delta\Theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ и 10° .

“Экспериментальная” зависимость выхода реакции $\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ от ε для угла разлета $\Delta\Theta$ сравнивается в программе $a_{nn}FIT$ с результатами моделирования $\left(\frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}\right)$ для различных значений E_{nn} или длины nn -рассеяния a_{nn} , и вычисляются соответствующие значения $\chi^2(a_{nn})$ и $\chi^2(E_{nn})$ по формуле:

$$\chi^2 = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}\right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}\right)^2}, \quad (3.5)$$

где A – нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений $\varepsilon(0-0.5$ МэВ), а $\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ – статистическая ошибка экспериментальных точек.

На рис. 3.18 показан пример зависимостей $\chi^2(a_{nn})$ для разных углов $\Delta\Theta$. При этом минимальное значение χ^2_{\min} определяет искомую величину длины рассеяния a_{nn} или соответствующее ей величину E_{nn} , для которых рассчитанная зависимость выхода реакции наилучшим образом описывает экспериментальные данные. Статистические ошибки Δa_{nn}^{\pm} в определении a_{nn} находятся из соотношения:

$$a_{nn}(\chi^2_{\min} + 1) = a_{nn}(\chi^2_{\min}) \pm \Delta a_{nn}^{\pm} \quad (3.6)$$

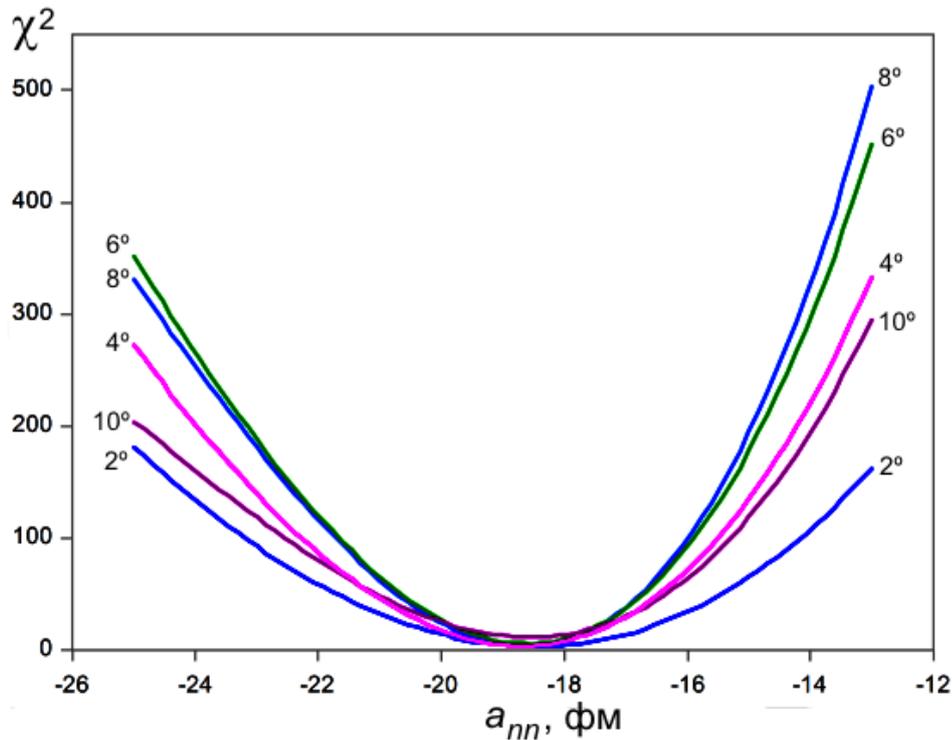


Рис. 3.18. Зависимость χ^2 от длины рассеяния a_{nn} . Кривые – аппроксимация $\chi^2(a_{nn})$ полиномами третьей степени с минимумами при $a_{nn} \approx -18.5$ фм для углов $\Delta\Theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ и 10° .

Анализ полученных в результате моделирования данных позволил сделать вывод об оптимальном выборе углов регистрации нейтронов при условии набора хорошей статистики. Так на рис. 3.19 показаны зависимости Δa_{nn}^\pm и $\Delta a_{nn}^\pm(\varepsilon_0)$ от угла разлета нейтронов $\Delta\Theta$. Видно, что наименьшая статистическая ошибка Δa_{nn} при определении длины nn -рассеяния достигается при анализе зависимости выхода реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ от ε для углов разлета нейтронов 6° и 8° .

Влияние статистики, набираемой в ходе эксперимента, на точность определения величины длины nn -рассеяния хорошо видно из рис. 3.20, где представлена зависимость Δa_{nn} от относительной ошибки числа событий в максимуме пика взаимодействия в конечном состоянии. Видно, что и при статистике отличной от $\sim 10\,000$ событий в максимуме пика (относительная ошибка $\sim 1\%$), при которой получены данные на рис. 3.19, наименьшая статистическая ошибка Δa_{nn} длины nn -рассеяния достигается также при углах разлета нейтронов 6° и 8° .

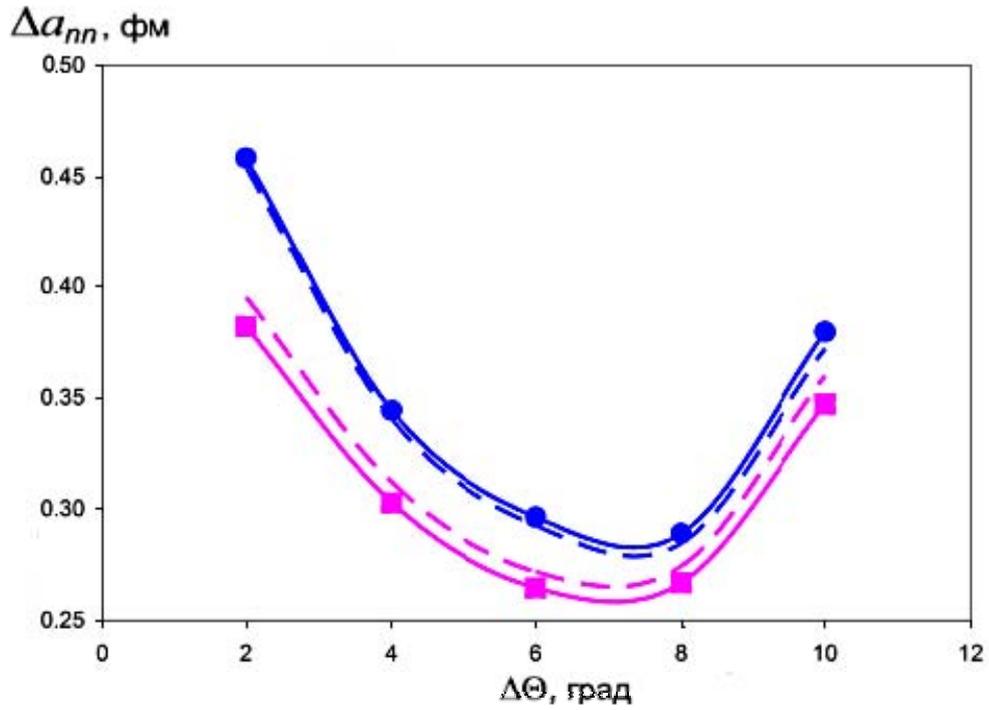


Рис. 3.19. Зависимость статистических ошибок Δa_{nn}^+ (сплошная линия) и Δa_{nn}^- (пунктирная линия) для Δa_{nn}^\pm (кружки) и $\Delta a_{nn}^\pm(\epsilon_0)$ (квадраты) от угла разлета нейтронов $\Delta\Theta$. При определении Δa_{nn}^\pm и $\Delta a_{nn}^\pm(\epsilon_0)$ использовалась аппроксимация зависимостей $\chi^2(a_{nn})$ и $\chi^2(\epsilon_0)$ многочленом третьей степени.

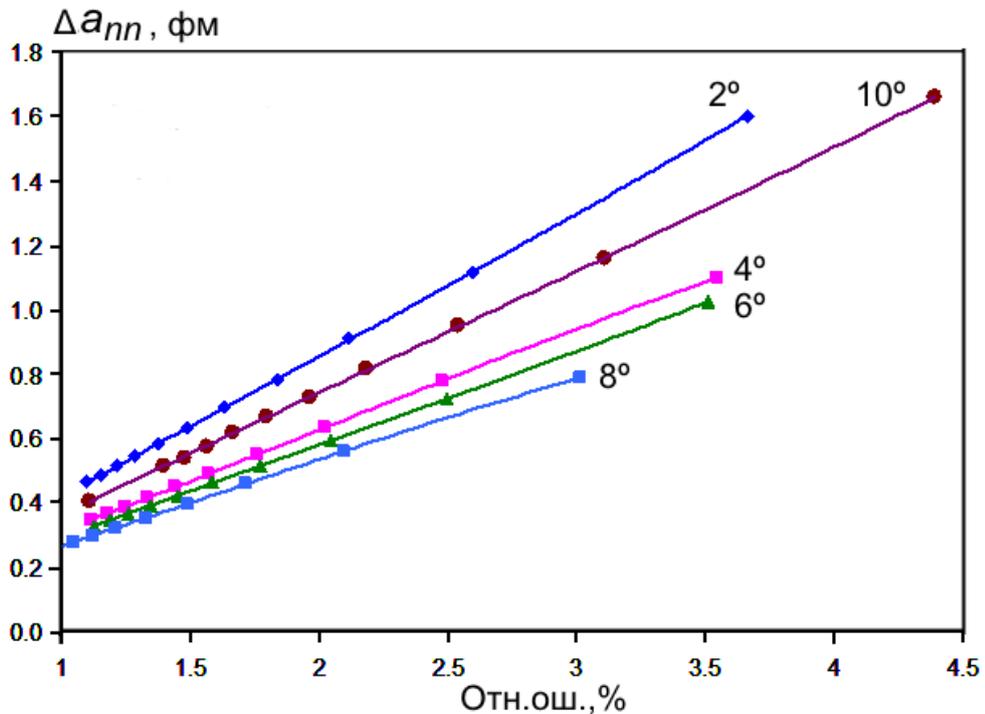


Рис. 3.20. Зависимость Δa_{nn} от относительной ошибки (в %) числа событий в максимуме пика взаимодействия в конечном состоянии зависимости выхода реакции nd -развала от ϵ для углов $\Delta\Theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ и 10° .

3.4.3. Сравнение экспериментальных и моделированных данных о выходе реакции *nd*-развала

При описании установки в разделе 3.3 было отмечено, что данные о зависимости выхода реакции *nd*-развала от относительной энергии двухнейтронной системы могли быть получены при углах разлета нейтронов 2° , 4° , 6° , 8° , и 10° . Такие данные и были получены в 2009-2010 гг.

На рис. 3.21 показаны экспериментальные зависимости выхода реакции от ε для трех значений углов разлета $\Delta\Theta = 4^\circ$, 6° и 8° при энергии первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ. На рисунке показаны также результаты моделирования (процедура описана в разделе 3.4.1).

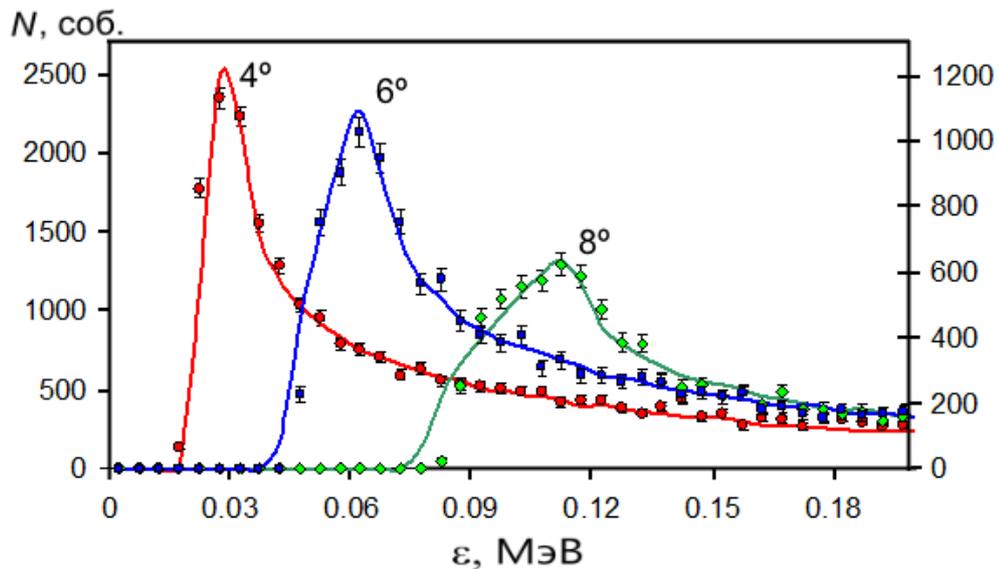


Рис. 3.21. Экспериментальные и моделированные зависимости выхода реакции от ε для трех значений углов разлета $\Delta\Theta = 4^\circ$, 6° и 8° при энергии первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ. Моделирование проведено для величины $E_{nn} = 0.128$ МэВ.

Видно, что значительное отличие формы экспериментальных распределений для различных углов разлета хорошо воспроизводятся при моделировании. На рис. 3.22 экспериментальные и моделированные данные представлены для одного угла разлета 6° , но для различных энергий первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ и 50 ± 5 МэВ. Видно, что изменение формы экспериментального распределения при изменении энергии первичных

нейтронов также хорошо воспроизводится при моделировании. Следует отметить, что представленные на рис. 3.20 и 3.21 результаты моделирования были получены для величины $E_{nn} = 0.128$ МэВ ($a_{nn} = -16.7$ фм).

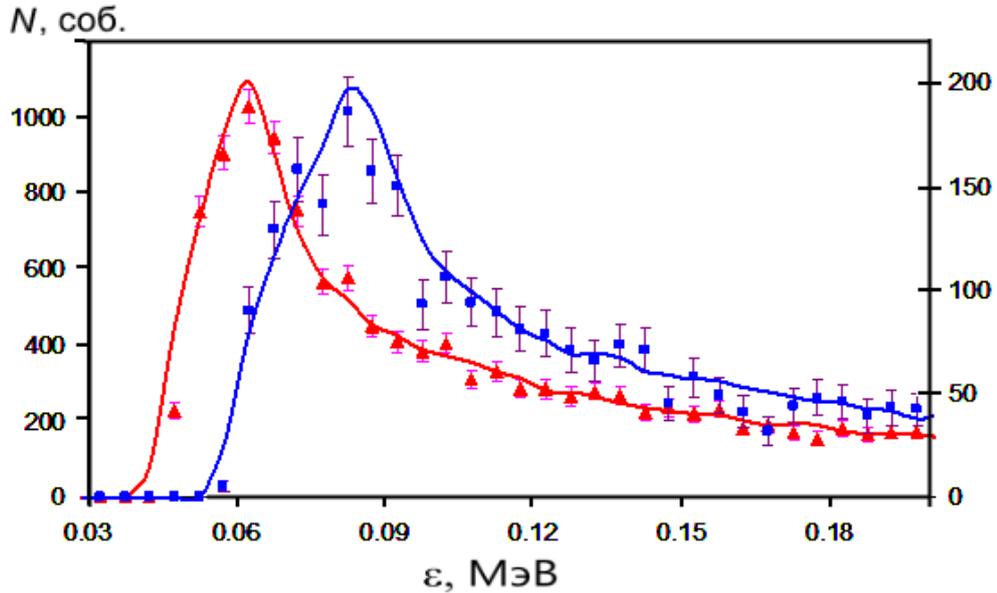


Рис. 3.22. То же, что и 3.21, но для различных энергий первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ (треугольники) и 50 ± 5 МэВ (квадраты) и одном угле разлета 6° . Правая шкала по оси ординат для данных при энергии 50 ± 5 МэВ.

3.4.4. Извлечение данных о nn -длине рассеяния

Для определения энергии виртуального nn -уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $\frac{dN^{эксн}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ сравнивается с результатами моделирования $\frac{dN^{мод}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$. На рис.

3.23 экспериментальные данные для $\Delta\Theta = 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ 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 экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Видно, что наилучшие условия для сравнения с результатами моделирования у данных для угла 6° . Данные для угла 8° получены с худшей статистикой, для угла 4° пик ВКС очень узок, что затрудняет сравнение. Поэтому

извлечение величины нейтрон-нейтронной длины рассеяния велось для данных, полученных при угле разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta = 6^\circ$.

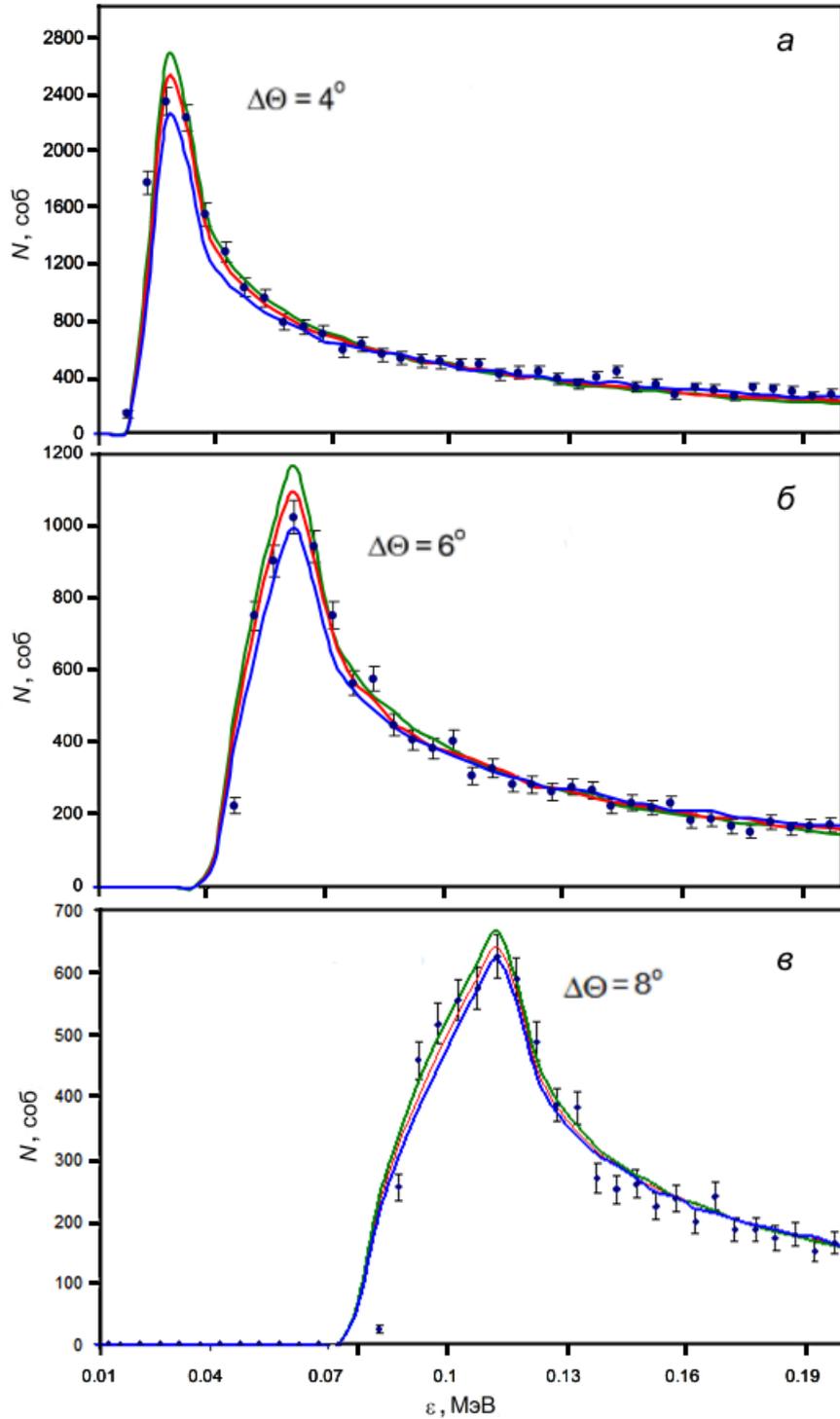


Рис.3.23. Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции $n+d \rightarrow p+n+n$ от ε и результатов моделирования для различных значений E_{nn} . Энергия первичных нейтронов 40 ± 5 МэВ, угол разлета $\Delta\Theta = 4^\circ$ (а), $\Delta\Theta = 6^\circ$ (б), $\Delta\Theta = 8^\circ$ (в). Кривые с наибольшим и наименьшим выходом соответствуют значениям $E_{nn} = 0.09$ МэВ и $E_{nn} = 0.172$ МэВ. Средние кривые соответствует значению наилучшей подгонки $E_{nn} = 0.129$ МэВ.

Процедура определения энергии E_{nn} (и соответствующей длины рассеяния a_{nn}) велась для данных полученных при угле разлета 6° . Для этого 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:

$$\chi^2(a_{nn}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксн}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксн}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (3.7)$$

где A – нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0–0.8 МэВ), а $\Delta \frac{dN^{\text{эксн}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ – статистическая ошибка экспериментальных точек.

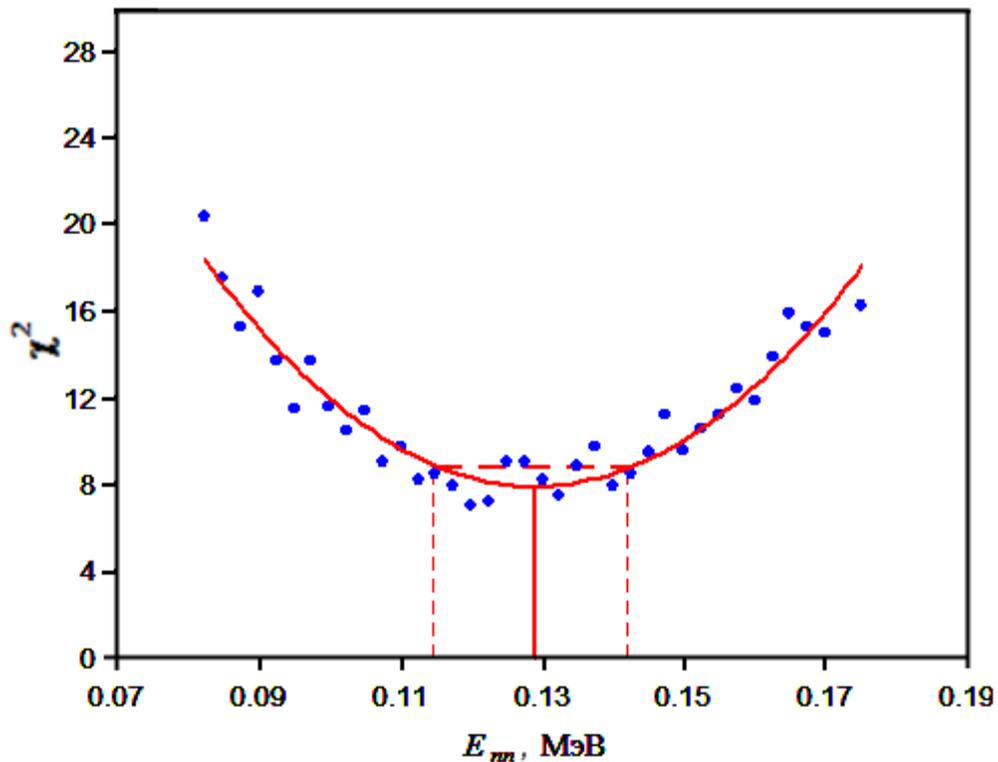


Рис. 3.24. Зависимость χ^2 от E_{nn} для энергии налетающих нейтронов $E_n = 40 \pm 5$ МэВ, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta = 6^\circ$. Значения $\chi^2(E_{nn})$ получены с использованием формулы (3.7) суммированием по 8 точкам по ε (0.052–0.087 МэВ). Кривая – аппроксимация квадратичным полиномом.

Для нахождения энергии виртуального уровня E_{nn} и статистической неопределенности ее значения, значения $\chi^2(E_{nn})$ аппроксимируются квадратичным полиномом (рис. 3.24). При этом минимальное значение χ^2_{\min} определяет величину E_{nn} , а статистическая ошибка в определении E_{nn} дается формулой:

$$\Delta E_{nn} = \left| E_{nn}(\chi^2_{\min}) - E_{nn}(\chi^2_{\min} + 1) \right|. \quad (3.8)$$

Значения $\chi^2(E_{nn})$, приведенные на рис. 3.24 получены суммированием по 8 точкам по ε (0.052–0.087 МэВ), однако изменение интервала подгонки до 14 (0.052–0.117 МэВ) или 20 (0.052–0.147 МэВ) точек, практически не приводит к изменению, как величины длины рассеяния, так и статистической ошибки в ее определении (среднее значение по трем подгонкам – $E_{nn} = 0.129 \pm 0.013$ МэВ).

Таким образом, 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. Хотя данные были получены и для других углов разлета – $\Delta\Theta = 8^\circ$ и $\Delta\Theta = 10^\circ$, и других энергиях первичных нейтронов (например, 50 ± 5 МэВ), однако они были получены с худшей статистикой, что не позволило использовать их для определения длины nn -рассеяния.

В приближении нулевого радиуса действия ядерных сил $r_{nn} = 0$ в [26, 27] такому значению E_{nn} было сопоставлено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn} = -17.9 \pm 1.0$ фм. Однако, учет радиуса действия ядерных сил при значении $r_{nn} = 2.83$ фм при использовании формулы (3.3) приводит к величине $a_{nn} = -16.6 \pm 0.9$ фм [57]. Анализ и сравнение полученного значения длины рассеяния с другими данными, полученными в реакции nd -развала, будет проведен в Главе 6 диссертации.

3.5. Выводы

Рассмотрена постановка эксперимента по определению длины nn -рассеяния в реакции $nd \rightarrow pnn$ при энергии нейтронов 40 МэВ. Проведено

кинематическое моделирование реакции, позволившее 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.

На основании результатов моделирования создана экспериментальная установка на пучке нейтронов канала РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. Проанализированы и выбраны параметры эксперимента и детектирующей установки – пучка нейтронов, дейтериевой мишени, протонного и нейтронных детекторов. Исследованы характеристики детекторов – эффективность регистрации, временное и пространственное разрешение. Создана система сбора информации времяпролетного спектрометра, позволяющая определять энергии всех вторичных частиц и энергию налетающего нейтрона в реакции $nd \rightarrow pnn$. Используя информацию об энергиях и углу разлета двух нейтронов, для каждого события вычисляется относительная энергия двух нейтронов ε по формуле (3.1) и строится зависимость распределения числа событий nd -развала от величины ε для каждого значения угла разлета нейтронов $\Delta\Theta$.

Экспериментальные результаты зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -системы сравнивались с результатами моделирования, зависящими от значения энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы (связь с длиной рассеяния по формуле 3.3). В результате проведенного χ^2 -анализа получено новое значение длины рассеяния $a_{nn} = -16.6 \pm 0.9$ фм при энергии первичных нейтронов 40 МэВ (ранее данные о длине рассеяния в реакции nd -развала были получены при энергиях 13–23 МэВ).

Материал главы и приложений основан на работах [22-37, 57,64].

3.6. Приложения

3.6.1. Энергетическая калибровка протонного детектора

Для определения энергии протона по ионизационным потерям в детекторе необходима энергетическая калибровка детектора, которая была определена в работе [32]. В работе исследовался $\Delta E-E$ телескоп, состоящий из двух сцинтилляторов с толщиной 0.9 мм и 8 мм, соответственно. Такие толщины детекторов позволяют полностью затормозить протоны с энергией 30 МэВ. При больших энергиях телескоп будет работать как $\Delta E-\Delta E$ система и также позволит определять энергию протонов. Обычно для энергетической калибровки используются гамма-источники с известными энергиями γ -квантов. Однако энергии стандартных γ -источников обычно ограничены интервалом 0.5–3 МэВ. Поскольку вторичные протоны в реакции nd -развала, вызванной нейтронами с энергией 20–60 МэВ, могут иметь максимальную энергию 10–30 МэВ, для калибровки $\Delta E-E$ телескопа в данном интервале энергий было решено использовать реакцию (α, p) на легких ядрах при энергии α -частиц $E_\alpha = 30$ МэВ. При этой энергии можно получить вторичные протоны с энергиями до 20–30 МэВ, например в реакциях $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$, $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ и др. В табл. 3.1 показаны максимальные энергии протонов, которые можно получить в этих реакциях при образовании конечных ядер (^{13}C и ^{15}N) в основном состоянии. Меньшие энергии протонов могут быть получены при образовании конечных ядер в возбужденных состояниях, и с помощью поглощающих алюминиевых фольг перед детекторами телескопа.

Таблица 3.1. Максимальные энергии протонов, которые можно получить в реакциях $\alpha + ^{12}\text{C}, ^{10}\text{B}$ при образовании конечных ядер (^{13}C и ^{15}N) в основном состоянии

Реакция	Q , МэВ	$E_p(30^\circ)$, МэВ
$^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$	-4.96	21.5
$^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$	4.06	30.5

Схема экспериментальной установки для калибровки протонного детектора показана на рис. 3.25 [115]. Источником ускоренных α -частиц в установке является циклотрон У-120 НИИЯФ МГУ 1, который имеет максимальный диаметр орбиты 120 см и максимальную энергию ускоренных частиц 7.5 МэВ/нуклон. Пучок α -частиц с полной энергией до 30 МэВ, выведенный из циклотрона по вакуумному ионопроводу 4, фокусируется магнитными квадрупольными линзами 2 и отклоняется магнитом 3 на угол 15° . Затем пучок через систему коллимирующих щелей и диафрагм проходит в вакуумную камеру рассеяния 8. Камера имеет горизонтальную прорезь высотой 10 мм (интервал углов от 15° до 168°) для регистрации вне камеры частиц, образующихся в результате реакции. Чтобы обеспечить вакуумную герметичность камеры, прорезь закрыта лавсановой пленкой толщиной 20 мкм с резиновым уплотнением. В центре камеры рассеяния под углом 45° к направлению пучка размещается мишень 9. В эксперименте были использованы мишени из углерода и обогащенная борная мишень, с содержанием ^{10}B – 50%.

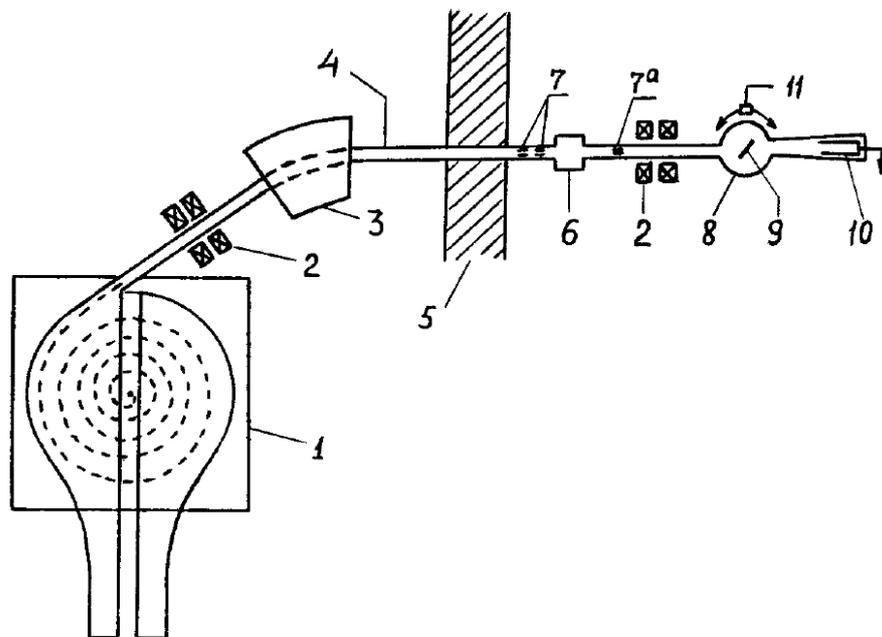


Рис. 3.25. Схема экспериментальной установки: 1 – циклотрон, 2 – квадрупольные линзы, 3 – отклоняющий магнит, 4 – ионопровод, 5 – стена, 6 – вакуумный клапан, 7 – щели, диафрагмы, 8 – камера рассеяния, 9 – мишень, 10 – цилиндр Фарадея, 11 – сцинтилляционный телескоп.

Схема детектирования и сбора информации показана на рис. 3.26. ΔE – E телескоп, располагался вне камеры рассеяния на расстоянии ~ 400 мм от мишени под углами 40° – 80° по отношению к направлению пучка α -частиц. ΔE (1) и E (2) детекторы были изготовлены из сцинтиллирующей пластмассы (полистирол + терфинил + РОРОР) и имели размеры (ширина \times высота \times толщина) 50 мм \times 40 мм \times 0.9 мм и 50 мм \times 40 мм \times 8 мм, соответственно. Расстояние между детекторами составляло ~ 50 мм. При конструировании детекторов ставилась задача обеспечить максимальный светосбор со сцинтилляционных пластин при минимальных толщинах конструкционных материалов в направлении пролета заряженных частиц через телескоп. В результате измерений с образцовыми гамма-источниками ОСГИ была выбрана следующая геометрия: сцинтилляторы были приклеены оптическим клеем непосредственно в центре фотокатодов ФЭУ Hamamatsu H2431-50 (3) перпендикулярно им, а светосбор обеспечивался тонкой (10 мкм) алюминиевой фольгой свернутой в виде цилиндра вокруг пластика. При этом пролетные толщины минимальны для выбранных материалов, а разница с более оптимальными вариантами светосбора невелика. Высокое напряжение на ФЭУ подавалось от программно-управляемых блоков высоковольтного питания ВИН5-4Э 4.

Сигналы с анодов ФЭУ подавались на два входа 8-канального усилителя Philips 7177 (5). Сигналы E и ΔE детекторов после усиления и задержки подавались на входы 16-ти канального амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) Philips 7164 (7). Настройка диапазона регистрируемых сигналов осуществлялась как изменением коэффициента усиления, так и напряжением питания ФЭУ для обеспечения линейности выходных сигналов в измеряемом диапазоне энергий. Строб управления АЦП образовывался на выходе программно-управляемого формирователя со следящим порогом (ФСП) CAEN-C808 (6) при подаче на его вход сигнала с выхода усилителя канала E детектора. По шине КАМАК (8) осуществлялась передача сигналов и управление от компьютера-контроллера 9.

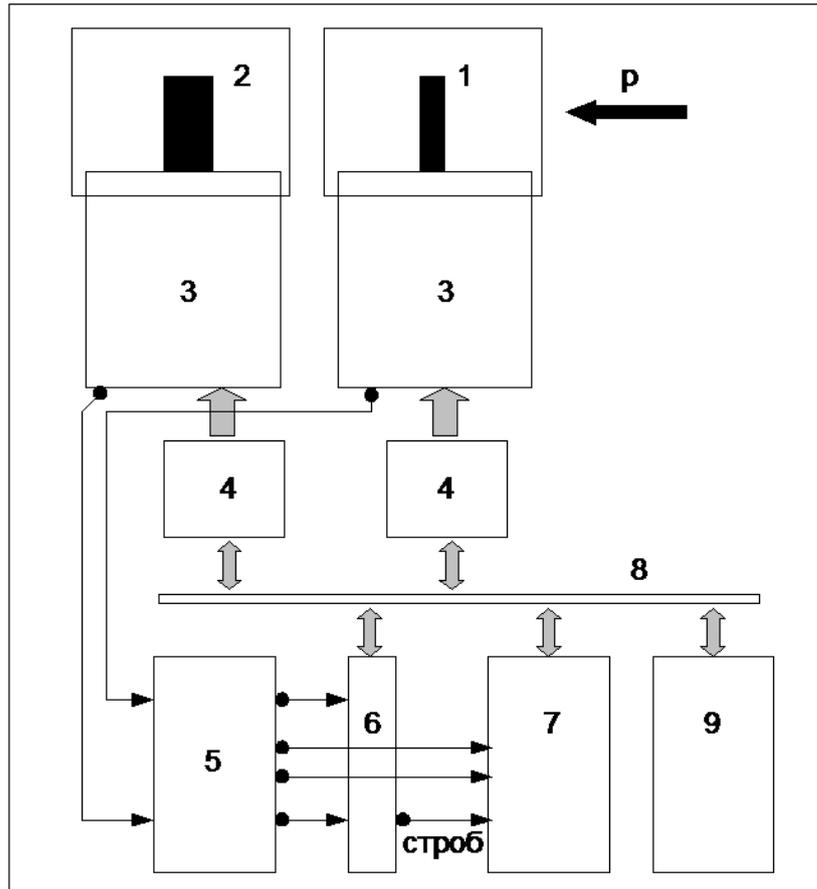


Рис. 3.26. Схема детектирования и сбора информации. 1 – ΔE -детектор, 2 – E -детектор, 3 – фотоумножители, 4 – источники высокого напряжения, 5 – 8-канальный усилитель, 6 – программно-управляемый формирователь со следящим порогом, 7 – 16-ти канального АЦП, 8 – шина КАМАК, 9 – компьютер-контроллер.

На рис. 3.27а представлена типичная двумерная диаграмма ΔE – E , полученная при регистрации вторичных заряженных частиц при облучении борной мишени ($^{10,11}\text{B}$) α -частицами с энергией 30 МэВ. Линиями из маркеров ограничена область, соответствующая регистрации протонов. Точки двумерного спектра, лежащие выше верхней маркерной кривой, соответствуют частицам с большими ионизационными потерями ΔE для определенной полной энергии E (дейтронам, тритонам, многозарядным частицам.). Отбирая события в области между кривыми и проектируя на соответствующую ось, получаем спектры ΔE и E . На рис. 3.27б показан пример такого E -спектра.

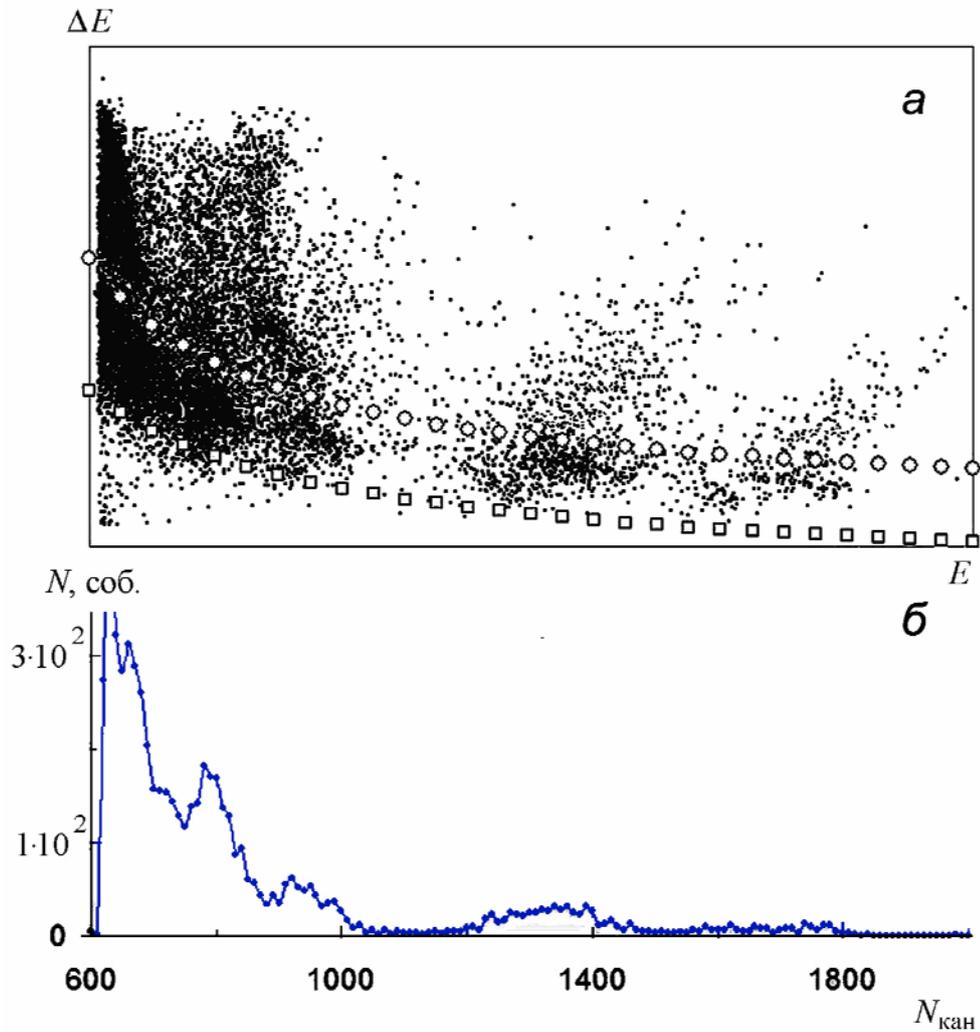


Рис. 3.27. *a* – двумерная диаграмма ΔE – E вторичных заряженных частиц из реакций $^{10,11}\text{B}(\alpha, X)$ при $E_\alpha = 30$ МэВ и угле регистрации 60° . Линиями из круглых и квадратных маркеров ограничена область спектра, соответствующая регистрации протонов; *б* – спектр $N(E)$, полученный в результате отбора протонных событий. $N_{\text{кан}}$ – номер канала АЦП.

На рис. 3.28 приведены спектры протонов из реакций $^{10,11}\text{B}(\alpha, p)$ для различных углов регистрации протонов и с применением различных тормозящих фольг.

Как видно на рис. 3.28, в спектрах $N(E)$ наблюдается ряд пиков, положение которых в спектре изменяется при изменении угла регистрации и толщины тормозящих фольг.

Для идентификации этих пиков в спектрах протонов учитывалось:

- а) наличие нескольких групп энергий протонов при взаимодействии α -частиц с изотопами ^{10}B и ^{11}B ($^{10}\text{B}(\alpha, p_0)$, $^{10}\text{B}(\alpha, p_1)$, $^{10}\text{B}(\alpha, p_2)$ и $^{11}\text{B}(\alpha, p_0)$,

$^{11}\text{B}(\alpha, p_1)$, $^{11}\text{B}(\alpha, p_2)$ с возбуждением основного и возбужденных состояний конечных ядер ^{13}C и ^{14}C , соответственно);

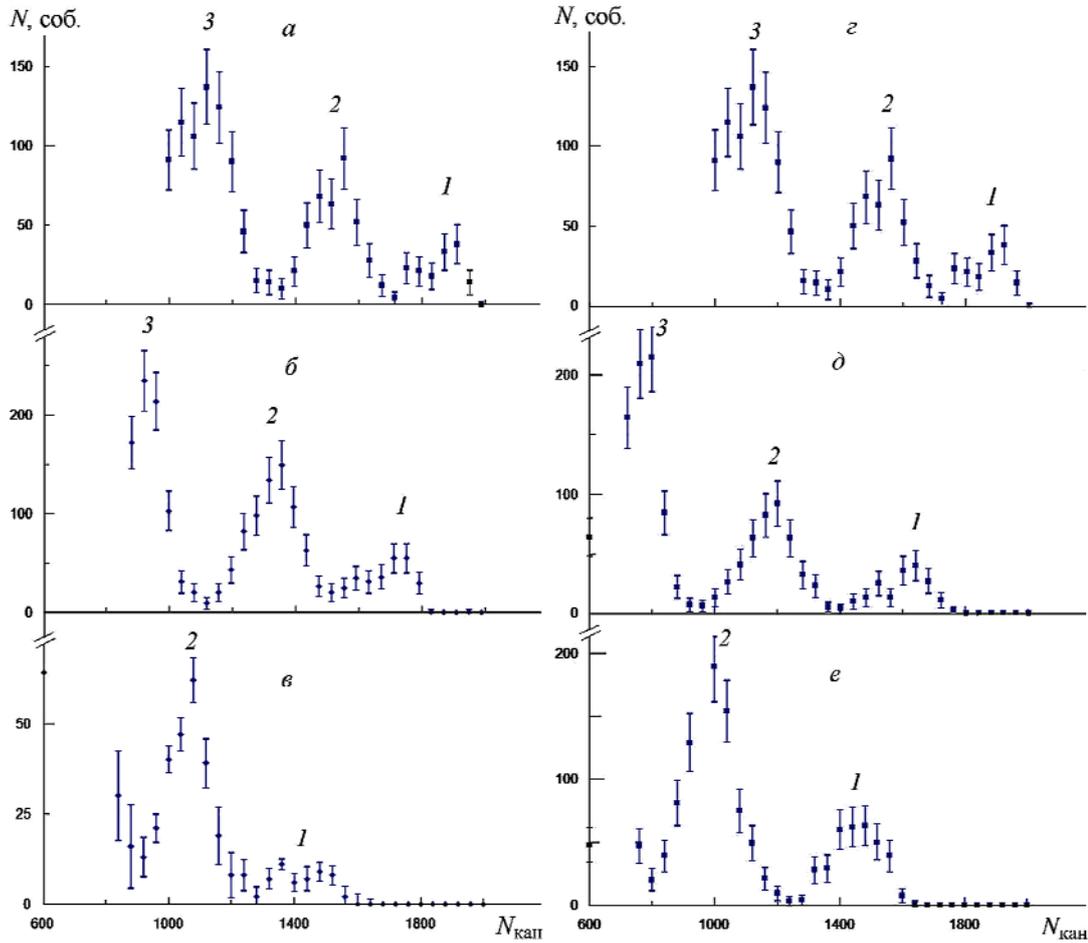


Рис. 3.28. Спектры протонов из реакций $^{10,11}\text{B}(\alpha, p)$ для углов регистрации 40° (а), 60° (б), 80° (в) без применения дополнительных поглотителей, и спектры для угла регистрации 40° , полученные без использования алюминиевых тормозящих фольг (г), и с фольгами толщиной 730 мкм (д) и 1060 мкм (е). $N_{\text{кан}}$ – номер канала АЦП.

- б) углы вылета протонов, относительно направления пучка α -частиц (40° – 80°);
- в) ионизационные потери α -частиц в мишени, а протонов в мишени и во всех материалах на пути до E -детектора (включая потери в ΔE -детекторе и в алюминиевых фольгах (0, 730, 1060 мкм), используемых для уменьшения энергии протонов;

- г) конечные энергии протонов падающих на E -детектор пересчитывались в E_{ee} – эквивалентную энергию электронов [119];
- е) при близости E_{ee} для различных групп протонов (в пределах разрешения) этим группам приписывалась средняя энергия.

Проводя измерения под различными углами, используя тормозящие алюминиевые фольги разной толщины и выделяя различные группы протонов, удалось получить порядка двадцати различных калибровочных точек по энергии в диапазоне $E_{ee} = 5\text{--}20$ МэВ. Также были дополнительно получены две калибровочные точки, измеренные с помощью γ -источников ^{60}Co и ^{232}Th (энергии комптоновского края 1.22 и 2.48 МэВ, соответственно). Результирующая калибровочная кривая (см. рис. 3.10) получена в интервале $E_{ee} = 0.5\text{--}20$ МэВ и хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Этот интервал электронных энергий соответствует области протонных энергий $E_p \sim 1.5\text{--}30$ МэВ. Полученная линейная зависимость световых выходов от эквивалентной электронной энергии позволяет с достаточной точностью проводить измерения энергии вторичных протонов в реакции nd -развала.

3.6.2. Эффективность регистрации нейтронных детекторов

Для сравнения данных, полученных при различных энергиях нейтронов, необходимо знать эффективность регистрации нейтронов в этих детекторах в широкой области энергии нейтронов 5–100 МэВ. Для расчета (моделирования) эффективности детектирования нейтронов в сцинтилляционных детекторах на основе полистирола была использована программа SCINFUL [120], адаптированная для работы на персональном компьютере и позволяющая рассчитывать методом Монте-Карло полный энергетический отклик жидких и твердых органических сцинтилляторов типа NE-213 и NE-110 на падающие нейтроны с энергиями от 0.1 до 80 МэВ.

Моделирование было проведено для твердого органического сцинтиллятора NE-110 эквивалентного сцинтиллятору, который используется в нашем эксперименте [31]. Взаиморасположение источника

нейтронов и детектора также соответствовало экспериментальному, при этом источник нейтронов был расположен на расстоянии 5 метров от детектора по его оси. Для каждой экспериментальной серии была набрана статистика – 300–500 тыс. нейтронов, попавших в объем детектора.

Основные каналы реакций, которые учитываются при моделировании в программе SCINFUL, следующие: упругое взаимодействие нейтрона с водородом, упругое взаимодействие нейтрона с углеродом, неупругое взаимодействие нейтрона с углеродом и реакции вида $^{12}\text{C}(n, X)$. Наибольший вклад во взаимодействие нейтрона с углеводородным детектором дает реакция рассеяния нейтронов на водороде, а также, такие реакции как $^{12}\text{C}(n, p)$, $^{12}\text{C}(n, d)$, $^{12}\text{C}(n, t)$, $^{12}\text{C}(n, \alpha)$, $^{12}\text{C}(n, ^3\text{He})$, $^{12}\text{C}(n, n3\alpha)$, и др. На рис. 3.29 и 3.30 показаны парциальные вклады различных реакций в световыход детектора при облучении его нейтронами с энергией 10 МэВ и 50 МэВ, соответственно.

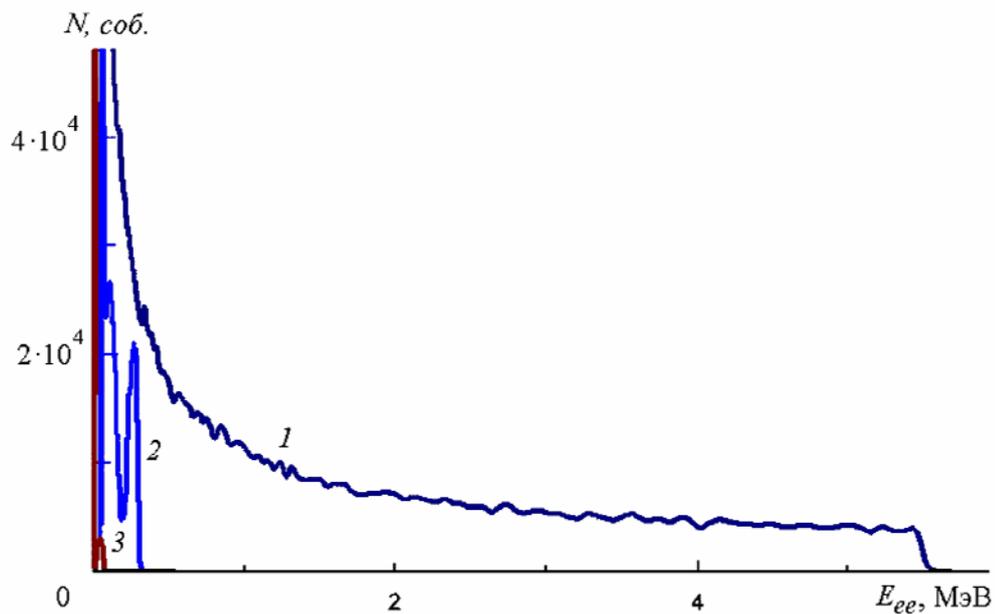


Рис. 3.29. Парциальные вклады различных реакций в световыход детектора при облучении нейтронами с энергией 10 МэВ. 1 – рассеяние нейтрона на водороде, 2 – реакция $^{12}\text{C}(n, \alpha)$, 3 – реакция $^{12}\text{C}(n, n3\alpha)$. E_{ee} – энергия в МэВ электронного эквивалента.

Из рис. 3.29 видно, что при облучении нейтронами с энергией 10 МэВ основной вклад в энергетический спектр детектора дает реакция рассеяния

нейтронов на водороде. Остальные реакции дают либо нулевой вклад, либо дают вклад в низкоэнергетичную часть спектра (меньше 0.3 МэВ электронного эквивалента).

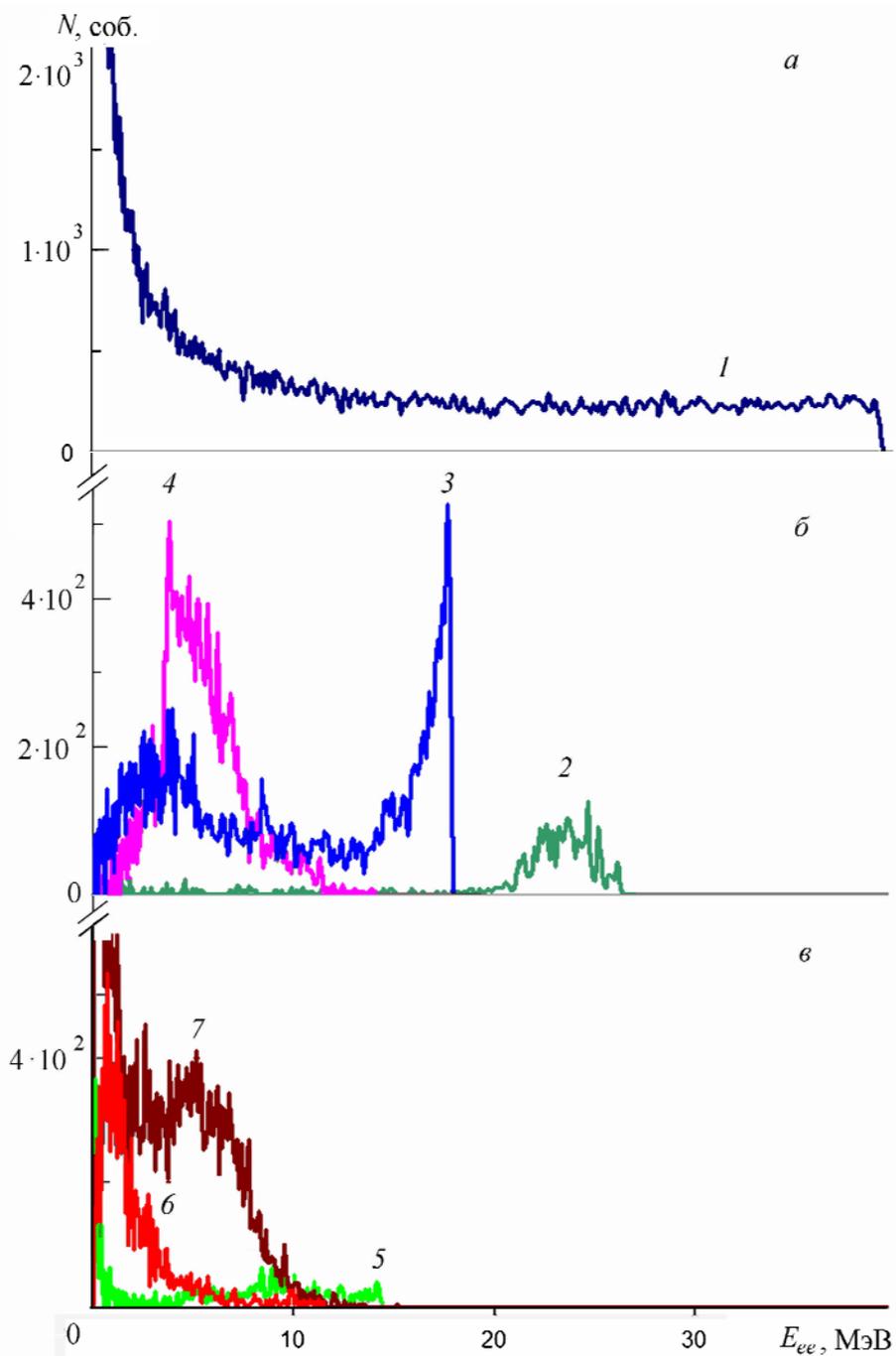


Рис. 3.30. Парциальные вклады различных реакций в световыход детектора при облучении нейтронами с энергией 50 МэВ. 1 – рассеяние нейтрона на водороде, 2 – реакция $^{12}\text{C}(n, p)$, 3 – реакция $^{12}\text{C}(n, d)$, 4 – реакция $^{12}\text{C}(n, t)$, 5 – реакция $^{12}\text{C}(n, \alpha)$, б – реакция $^{12}\text{C}(n, {}^3\text{He})$, 7 – $^{12}\text{C}(n, n3\alpha)$. E_{ee} – энергия в МэВ электронного эквивалента.

При энергии нейтронов более 10 МэВ вклад в спектр начинает давать гораздо большее число реакций со сравнимыми с реакцией рассеяния нейтрона на водороде весами. При энергии 50 МэВ (см. рис. 3.30) это реакции $^{12}\text{C}(n, d)$ в области энергии $E_{ee} = 0-18$ МэВ, $^{12}\text{C}(n, t)$ в области до 12 МэВ, $^{12}\text{C}(n, n3\alpha)$ в области до 10 МэВ и $^{12}\text{C}(n, p)$ в области 20-25 МэВ.

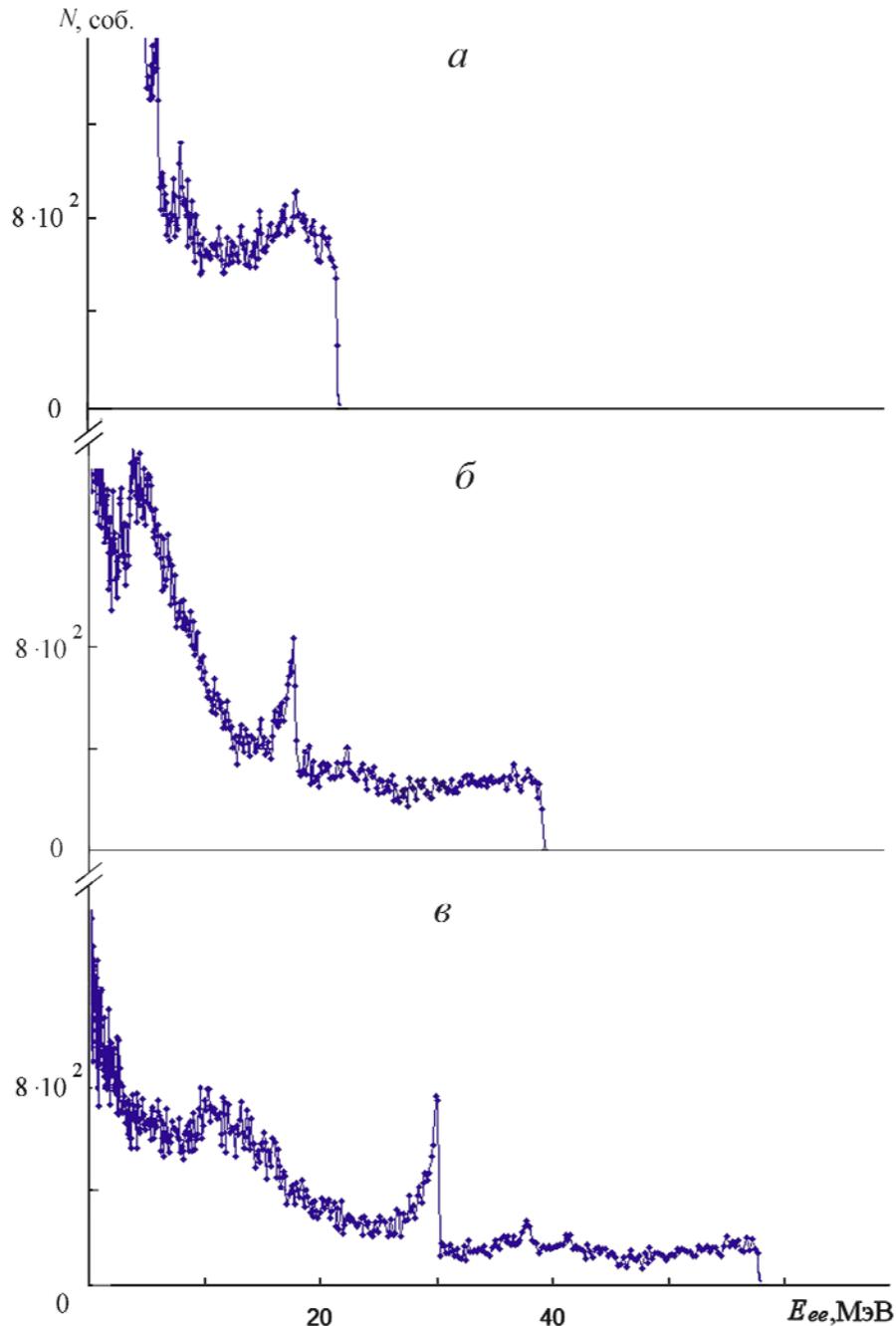


Рис.3.31. Аппаратные функции сцинтиллятора для различных энергий падающих нейтронов: а – $E_n = 30$ МэВ, б – $E_n = 50$ МэВ, в – $E_n = 70$ МэВ. E_{ee} – энергия в МэВ электронного эквивалента.

Таким образом, для получения реальных аппаратных функций (энергетических спектров сцинтиллятора при облучении нейтронами с определенной энергией) в широкой области энергий необходим учет большого количества реакций. На рис. 3.31 показаны аппаратные функции рассматриваемого сцинтиллятора для нескольких энергий падающих нейтронов.

Расчеты аппаратных функций были проведены в интервале энергий нейтронов 5–70 МэВ, облучающих сцинтилляционный детектор. Для получения кривых зависимости эффективности от энергии нейтронов проводилась нормировка интегралов аппаратных функций на количество нейтронов, попавших в детектор. На рис. 3.12 (Раздел 3.3.5.2) показаны кривые зависимости эффективности от энергии нейтронов (в диапазоне 5–70 МэВ) для различных порогов регистрации.

Расчеты были проведены также для различных размеров детекторов. На рис. 3.13 (Раздел 3.3.5.2) показана зависимость эффективности детектора от продольного размера для энергии нейтронов 20 МэВ при пороге регистрации 1.25 МэВ электронного эквивалента. Полученные результаты подтвердили правильность выбора размера 300 мм для наших детекторов. Меньшие размеры детектора, например 100 мм, дают значительно меньшие эффективности практически во всем диапазоне энергий, в то же время, больший размер детектора, например, 500 мм, незначительно увеличивает эффективность, но ведет к значительно большему количеству фоновых событий, пропорциональных объему детектора.

Расчеты эффективности для различных расстояний мишень-детектор (1–10 м) проводились для продольного размера детектора 300 мм. При расстоянии более 3 м влияние расстояния на эффективность (влияние краевых эффектов – косых прохождений через детектор) незначительно – порядка 1–2% от величины эффективности (см. рис 3.32).

Таким образом, были получены аппаратные функции для детекторов нейтронного годоскопа, используемого в эксперименте по изучению реакции nd -развала. Полученные аппаратные функции могут быть использованы для восстановления спектра нейтронов, падающих на дейтериевую мишень, методом обратной задачи.

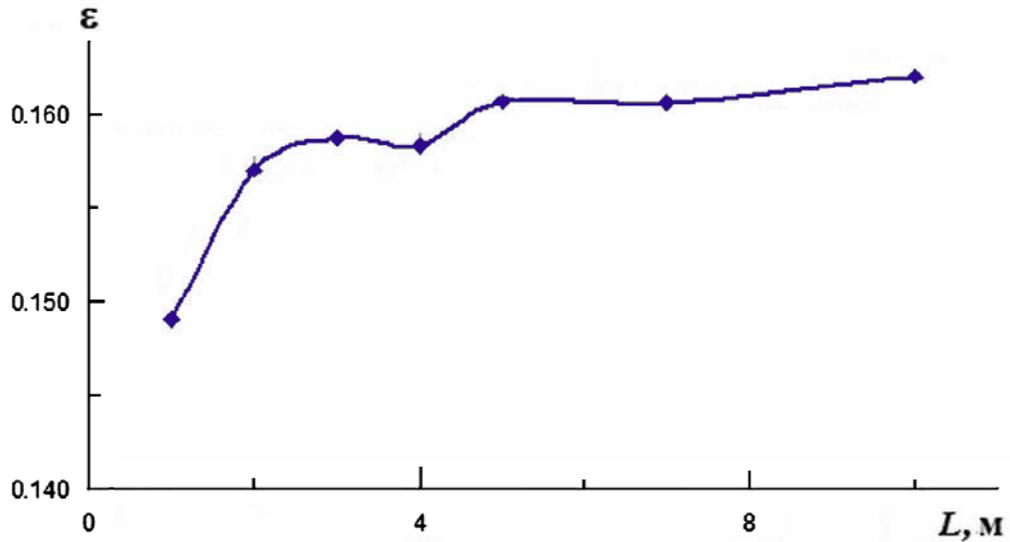


Рис.3.32. Зависимость эффективности регистрации ϵ от расстояния мишень-детектор L для энергии нейтронов 20 МэВ и пороге регистрации 1.25 МэВ электронного эквивалента.

Рассмотрено влияние вкладов различных процессов, происходящих в сцинтилляторе под действием нейтронов, на величину световыхода при различных энергиях падающих нейтронов. Изучено влияние порога регистрации, а также формы и размеров детекторов нейтронов, на эффективность регистрации нейтронов. Зависимость эффективности детекторов от энергии нейтронов получена в интервале 5–70 МэВ с шагов 2–10 МэВ.

3.6.3. Стенд для исследования временного и пространственного разрешения нейтронных детекторов

Для выбора оптимальных размеров детекторов и отработки метода регистрации временных сигналов нами был создан описываемый ниже стенд [24]. Схема стенда показана на рис. 3.33. Пучок нейтронов с энергией 14 МэВ получается в реакции $d + t \rightarrow n + {}^4\text{He}$ с использованием портативного

нейтронного генератора ИНГ-07 [118]. Нейтронный генератор на газонаполненных нейтронных трубках ИНГ-07 производства ВНИИА им. Н.Л. Духова имеет ряд достоинств, полезных для данного типа работ: моноэнергетический поток производимых нейтронов, удобство и безопасность эксплуатации, небольшие габаритные размеры ($\varnothing 170$ мм \times 420 мм) и вес.

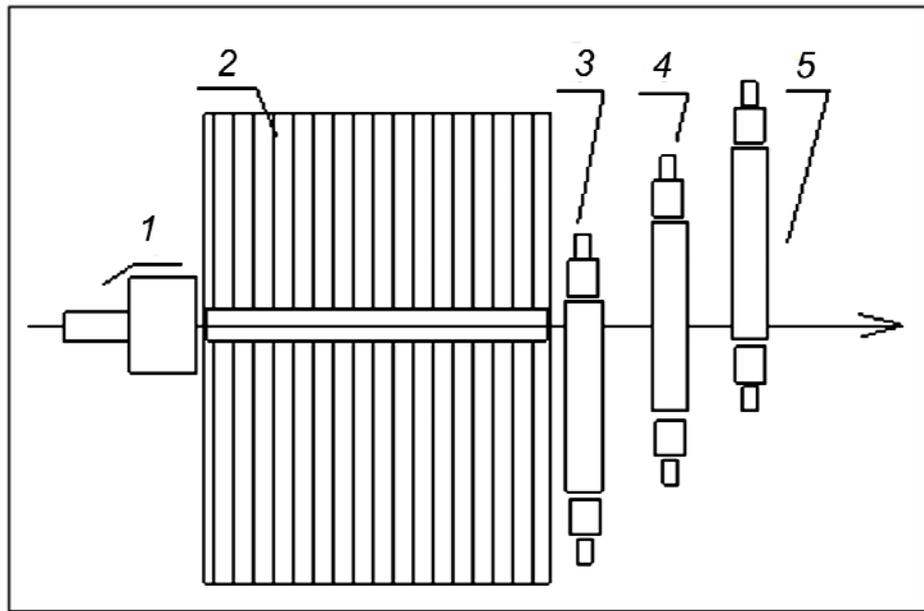


Рис. 3.33. Схема испытательного стенда: 1 – нейтронный генератор ИНГ-07; 2 – коллиматор; 3–5 – различные положения детектора при измерениях.

Благодаря применению смеси газов дейтерия и трития, происходит постоянное восстановление свойств мишени ("самонабивная" мишень), что обеспечивает постоянство нейтронного выхода на протяжении всего ресурса. Нами использовался импульсный режим работы ИНГ-07 (поток нейтронов $1.4 \cdot 10^9$ нейтр с^{-1} , длительность нейтронного импульса 20 мкс, ускоряющее напряжение 110 кВ).

Полученные в генераторе ИНГ-07 1 нейтроны проходят через формирующую защиту-коллиматор 2 из борированного полиэтилена и

набора пластин свинца и кадмия в форме параллелепипеда с размерами 70 см × 90 см × 125 см и проходным отверстием в виде щели с размером 0.5 см × 6 см (или на первом этапе работы 6 см × 6 см). Размеры защиты рассчитывались по известной программе MCNP [119]. Соотношение потока быстрых нейтронов (14 МэВ), прошедших через коллиматор, на оси коллиматора и на расстоянии 2 см от нее должно составлять ~100:1 (для узкой щели). Сформированный пучок нейтронов попадает на детектор, дистанционно перемещаемый относительно оси пучка (положения детектора относительно щели обозначены на рис. 3.33 как 3, 4, 5). Детекторы в виде прямоугольных призм с сечением 100 мм × 100 мм и 100 мм × 200 мм длиной 300, 400 и 500 мм изготовлены из сцинтиллирующей пластмассы (полистирол + терфенил + РОРОР, производства завода "Монокристалл", г. Харьков) и просматриваются с двух концов фотоумножителями. Нами были испытаны три типа фотоумножителей – ФЭУ-143, "Каскад" и ФЭУ-83 (имеющие разные диаметры фотокатодов). Все приведенные ниже данные относятся к детекторам с фотоумножителями ФЭУ-143.

Точка взаимодействия нейтрона с веществом детектора может быть определена либо по разнице времен прихода световой вспышки на противоположные концы сцинтиллятора, либо по соотношению амплитуд сигналов, снимаемых с концов сцинтиллятора. Стенд позволяет также измерять абсолютную эффективность детекторов разной длины при энергии нейтронов 14 МэВ.

Для каждого зарегистрированного нейтрона записывались разница времен прихода вспышки и две амплитуды сигналов (с двух концов сцинтиллятора). В экспериментах использована электроника производства фирмы ORTEC. Собственное разрешение формирователей со следящим порогом (ФСП) составляло не более 40 пс вблизи порога. На рис. 3.34 показана диаграмма зависимости временного разрешения формирователя от амплитуды входного сигнала, полученная в тестовом измерении с использованием ФЭУ-143, синего импульсного лазера и оптического

аттенюатора (в указанное разрешение входит и разрешение самого ФЭУ). Видно, что в широком диапазоне амплитуд собственное временное разрешение формирователя не превышает 80-100 пс. Накопление данных осуществлялось при помощи быстрого крэйт-контроллера, изготовленного в ИЯИ. Из полученного многомерного массива данных строились временные и амплитудные спектры.

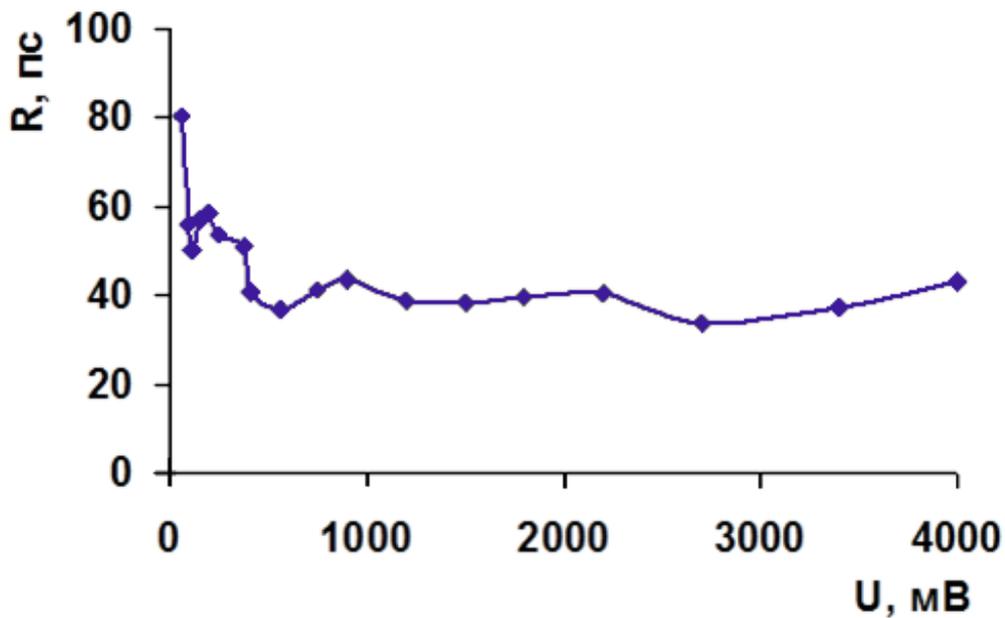


Рис. 3.34. Зависимость временного разрешения ФСП от амплитуды входного сигнала.

Измерения проводились с двумя размерами щели коллиматора (0.5 см \times 6 см и 6 см \times 6 см). Все приведенные в работе данные относятся к измерениям с широким пучком. Для узкой щели были проведены только предварительные измерения, набранная статистика недостаточна для определения параметров детекторов.

Для определения профиля пучка использовался калиброванный детектор на основе сцинтилирующей пластмассы размером $\varnothing 20 \times 5$ мм и фотоумножителя ФЭУ-143. Этот детектор устанавливался на механизм дистанционного перемещения вместо основного детектора. На рис. 3.35 приведена зависимость величины потока нейтронов от расстояния до оси коллиматора. Поток интегральный, без разделения по энергии нейтронов.

Видно, что размер нейтронного пучка сравним с размерами щели коллиматора (FWHM – 7 см), а соотношение нейтронного потока на оси коллиматора и на расстоянии ~10 см от нее составляет ~100:1. Следует отметить, однако, что эти данные справедливы для детекторов малого объема, а для исследуемых детекторов большого объема это соотношение будет хуже из-за значительного фона γ -квантов и рассеянных нейтронов из защиты-коллиматора.

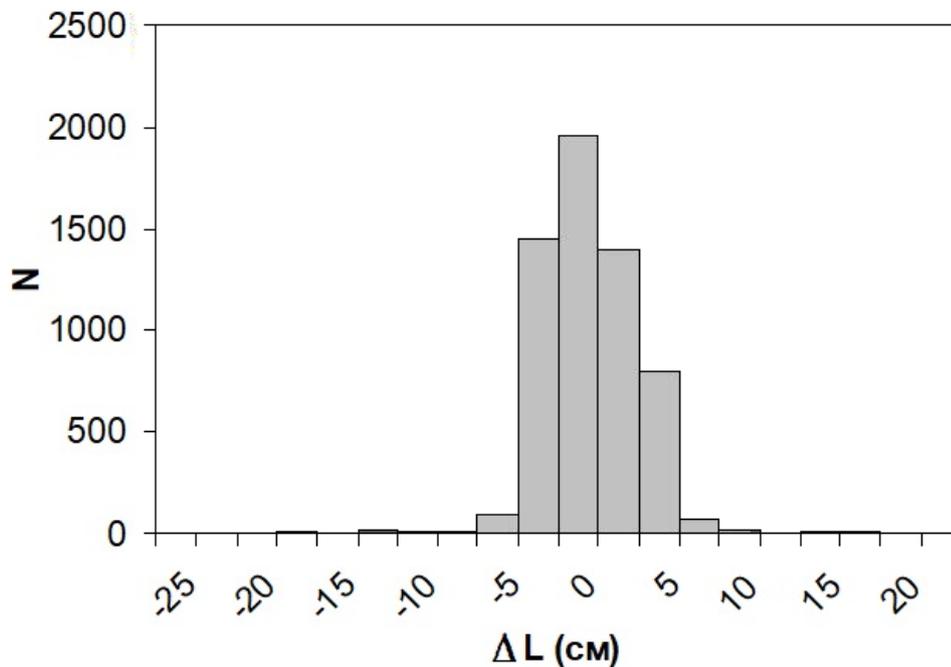


Рис. 3.35. Зависимость величины потока нейтронов от расстояния до оси коллиматора.

На рис. 3.36 приведены спектры разности времен прихода сигналов на два конца детектора размерами 150 мм × 200 мм × 500 мм, для трех положений детектора относительно щели коллиматора (положения 3, 4, 5 на рис. 3.33). Хорошо виден сдвиг положения временного пика в зависимости от места попадания пучка в детектор. Сдвиг на расстояние в 44 см приводит к смещению во времени на 8 нс, а полуширина пиков позволяет определить место детектирования с погрешностью ~7 см и соответствует размерам щели коллиматора (с учетом краевых эффектов), полученным в измерении с калиброванным детектором. Таким образом, можно предположить, что

погрешность определения места взаимодействия нейтрона в "длинном" детекторе будет менее 7 см. Для более точного определения пространственного разрешения необходимы измерения с меньшими размерами нейтронного пучка (щели коллиматора).

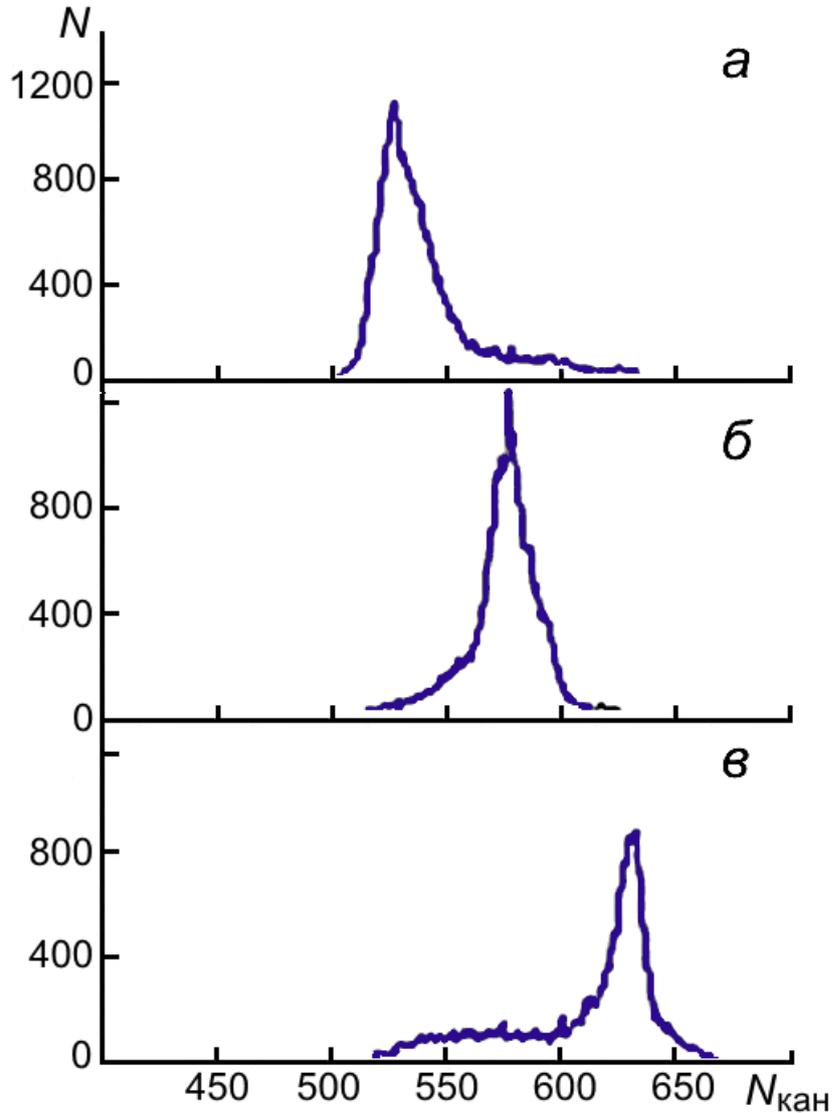


Рис. 3.36. Спектры разности времен прихода сигналов на два конца детектора для трех положений детектора относительно оси коллиматора: *а-б-в* соответствуют позициям 3, 4, 5 рис. 3.33.

На рис. 3.37 приведены соотношения амплитуд импульсов, регистрируемых на двух концах детектора для двух крайних положений детектора относительно пучка нейтронов. По осям Y отложено количество зарегистрированных событий, а по осям X – отношение амплитуды сигнала с одного конца детектора к сумме амплитуд сигналов с обоих концов

детектора. Обработка спектров показала, что определение места взаимодействия нейтрона с детектором по амплитудам сигналов того же порядка ($\sim 8-9$ см), что и аналогичное определение из временных спектров, и в основном, связано с шириной нейтронного пучка (размером коллиматора) при измерении на стенде.

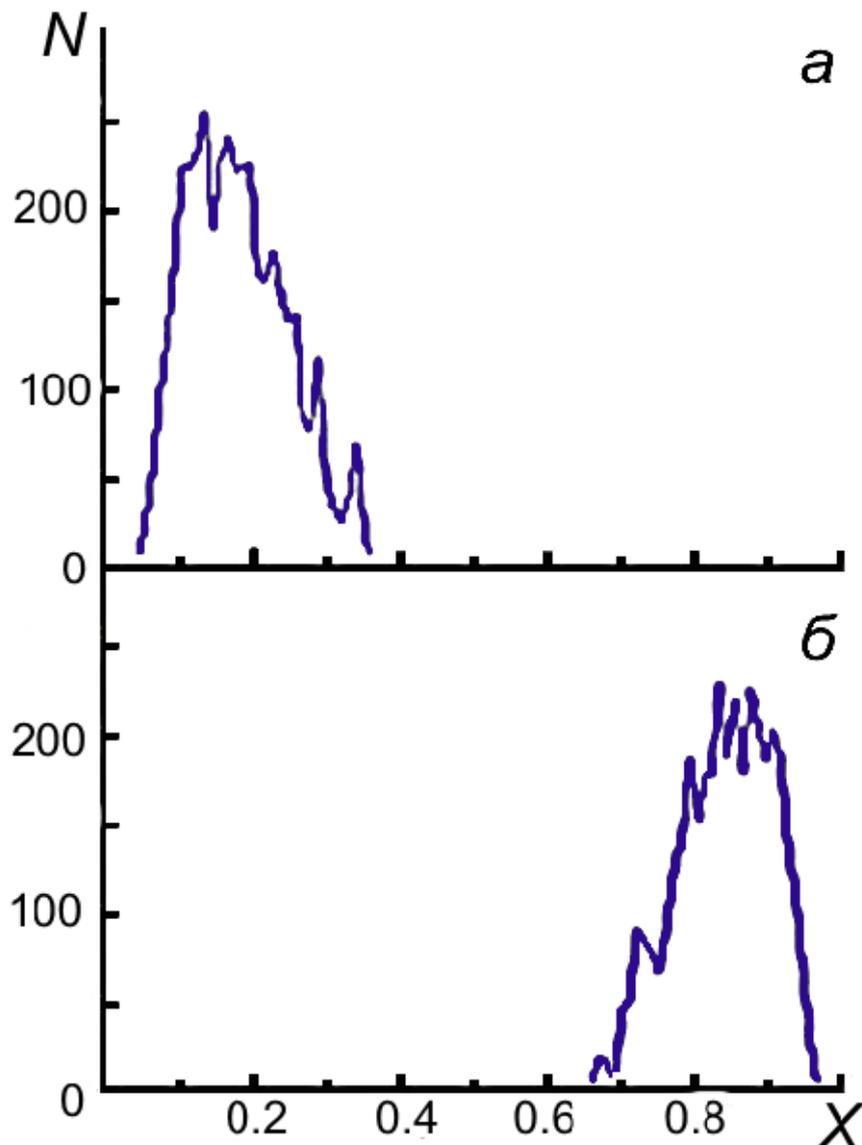


Рис. 3.37. Спектр соотношений амплитуд сигналов, приходящих с двух концов детектора для двух крайних положений детектора, относительно оси коллиматора. N – число событий, $X = \frac{A_{лев}}{A_{лев} + A_{прав}}$ – отношение амплитуды сигнала с одного конца детектора к сумме амплитуд сигналов с обоих концов детектора.

Проведенное исследование характеристик нейтронных детекторов на специально созданном стенде с использованием 14 МэВ нейтронов [24] и светодиодов показало, что место взаимодействия нейтрона в используемых детекторах может быть определено с точностью лучше 7 см, что значительно снижает данный вклад в энергетическое разрешение.

Глава 4. Исследование нейтрон-нейтронных корреляций в легких гало ядрах

4.1. Теоретические и экспериментальные исследования структуры нейтронного гало

Помимо трехнуклонных систем npn и ${}^3\text{H}$ нейтрон-нейтронное взаимодействие может быть исследовано и в системах с большим числом нуклонов, например в нейтроноизбыточных ядрах. Правда, и в этом случае может существовать дополнительное взаимодействие между nn -парой и остальными нуклонами (кором), которое может влиять на извлеченные из эксперимента параметры nn -взаимодействия.

Появление пучков радиоактивных ядер стимулировало исследование как структуры ядер, далеких от линии стабильности, так и инициированных ими реакций. Один из самых ярких примеров кластеризации ядер – существование нейтронного гало в легких нейтроноизбыточных ядрах [14]. Нейтронное гало-ядро можно представить как компактный кор, окруженный одним или несколькими нейтронами. 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.

Можно отметить общие свойства, характерные для этих ядер. По сравнению со стабильными ядрами, в которых все протоны и нейтроны распределены равномерно по ядерному объему, среднеквадратичный радиус пространственного распределения валентных нейтронов значительно превышает аналогичный параметр нуклонов кора. Таким образом, на периферии гало ядер существует нейтронное вещество. Большие расстояния между ядром и нейтронами гало можно объяснить слабой связью: – энергия отделения нейтрона для гало ядер на порядок величины меньше чем для обычных ядер. 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.

Наиболее изученное ядро с двухнейтронным гало – ${}^6\text{He}$. В теоретической работе [11] были рассмотрены две основные конфигурации его гало – динейтронная конфигурация с двумя нейтронами, расположенными компактно ($R_{nn} \sim 2$ фм) на расстоянии от кора – $R_h \sim 3$ фм, и сигароподобная конфигурация с валентными нейтронами, расположенными с противоположных сторон кора ($R_{nn} \sim 4\text{--}5$ фм, $R_h \sim 1\text{--}1.5$ фм).

Однако анализ результатов, полученных рядом экспериментальных групп, привел к противоречивым выводам о пространственной конфигурации валентных нейтронов.

В [16] был проведен анализ реакции передачи двух нейтронов ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{He}$ в рамках одноступенчатого прямого механизма реакции и приближения искаженных волн. Экспериментальные данные были получены в [120] на пучке радиоактивных ионов ${}^6\text{He}$ с энергией 151 МэВ. На основе проведенного анализа авторы работы [120] утверждают, что конфигурация динейтрона определяет сечение под передними углами, отражая большой вес этой конфигурации в основном состоянии ${}^6\text{He}$. При больших углах роль сигарообразной конфигурации увеличивается.

В [12] на основе анализа реакции упругого $\alpha+{}^6\text{He}$ - рассеяния делался вывод о том, что нейтронное гало ядра ${}^6\text{He}$ на 95% состоит из динейтронного кластера, а оставшиеся 5% приходятся на долю некоррелированных нейтронов, расположенных симметрично по отношению к α -частице.

С другой стороны, в [121] исследовался радиационный захват протона на ядре ${}^6\text{He}$, при этом захват в состоянии ${}^7\text{Li}$ наблюдался как самый сильный канал. Помимо этого были зафиксированы события, описанные как квазисвободный захват протона на нейтроне гало, коре (${}^4\text{He}$) и ${}^5\text{He}$. Однако события квазисвободного захвата на динейтроне обнаружены не были. Исследование пространственной конфигурации нейтронов гало методом

нейтронной интерферометрии [122] также позволили авторам сделать вывод, что сигароподобная конфигурация гало является доминирующей в ${}^6\text{He}$.

Таким образом, даже для наиболее изученного гало-ядра ${}^6\text{He}$ невозможно сделать заключительный вывод о структуре нейтронного гало. Необходимы новые эксперименты для различных реакций и при различных энергиях.

Для исследования конфигурации двухнейтронного гало в [123]. был предложен экспериментальный метод изучения нейтрон-нейтронных корреляций путем измерения сечений реакций передачи двух нейтронов В качестве исследуемых гало-ядер могут быть использованы ядра ${}^{6,8}\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ и другие гало-ядра. Было показано, что дифференциальное сечение, например, реакции ${}^6\text{He} + A \rightarrow {}^4\text{He} + B$ по энергии и углу вылета фрагмента ${}^4\text{He}$ в предположении о передаче компактного кластера – динейтрона определяется двумя факторами: распределением по импульсу ядра ${}^4\text{He}$ в гало-ядре ${}^6\text{He}$ (или распределением по импульсу динейтрона в ядре ${}^6\text{He}$) и сечением (вне массовой поверхности) захвата двух нейтронов ядром А. Второй фактор можно извлечь из анализа данных эксперимента на пучке ядер трития, т.е. реакции $A(t, p)B$ при соответствующих значениях энергии пучка трития. Таким образом, информация о структуре нейтронного гало может быть прямо получена из анализа дифференциального сечения реакции передачи двух нейтронов.

В работах [124, 125] рассматривалась реакция упругого рассеяния протонов промежуточных энергий для определения структуры периферии гало-ядер. Автору удалось выразить дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов на гало-ядрах в условиях инверсной кинематики при малых передачах энергии (квазиупругое рассеяние) через корреляционную функцию координат нейтронов гало. Показана область применимости этого подхода, ограниченная условием реализации режима квазисвободного рассеяния протонов на нейтронном гало с одновременным неразрушением нейтронного комплекса гало. Если принять [125] размер гало $R_h = 3$ фм в ядре

${}^6\text{He}$ и оценку расстояния между валентными нейтронами в этом ядре $R_{nn} \sim 2$ фм, то необходимое условие формулируется как $1/R_{nn} \gg q \gg 1/R_h$ (где q – переданный импульс ($\hbar = 1$)).

Таким образом, вопрос о структуре нейтронного гало в ${}^6\text{He}$ нельзя считать окончательно решенным. Будут полезны, по-видимому, исследования и других реакций в широкой области энергий ядер снарядов (гало-ядер). Также можно предположить, что для различных гало-ядер (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$) структура гало двух валентных нейтронов может быть различна, так что область исследуемых ядер должна быть расширена.

4.2. Возможность исследования структуры гало в реакции квазисвободного рассеяния на кластерах легких ядер

Для исследования структуры двухнейтронного гало используются различные реакции, индуцированные пучками радиоактивных ядер – реакции передачи нейтронов, реакции и квазисвободного захвата. Изучение этих реакций стало доступно в связи с использованием вторичных радиоактивных пучков ионов и метода обратной кинематики. 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.

В рамках теории прямых ядерных реакций мы можем привести простую полюсную диаграмму для реакции квазисвободного рассеяния (КСР) протона на кластерах, составляющих гало ядра (рис. 4.1).

Можно видеть, что эта диаграмма включает вершину g , описывающую виртуальный распад гало ядра на кластеры и содержащую информацию о структуре нейтронного гало. Рассмотрим реакцию КСР протона на динейтронном кластере в спектаторной модели для прямой и обратной кинематики (рис. 4.2). В прямой кинематике (рис. 4.2*a*) протон рассеивается на динейтронном кластере, в то время как спектатор (${}^4\text{He}$) остается в покое.

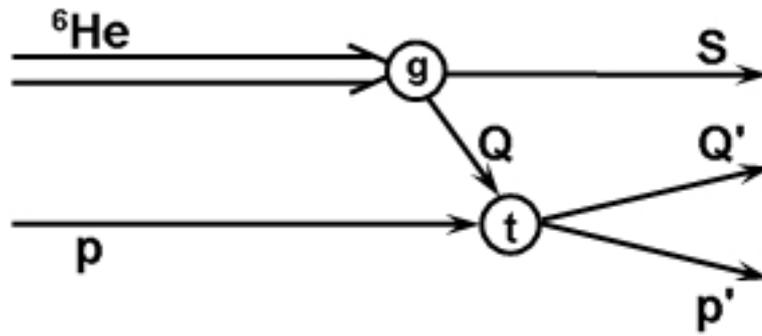


Рис. 4.1. Полусная диаграмма для квазисвободного рассеяния протона на составляющих гало-ядра ${}^6\text{He}$. Q – кластер, на котором рассеивается протон, S – спектатор.

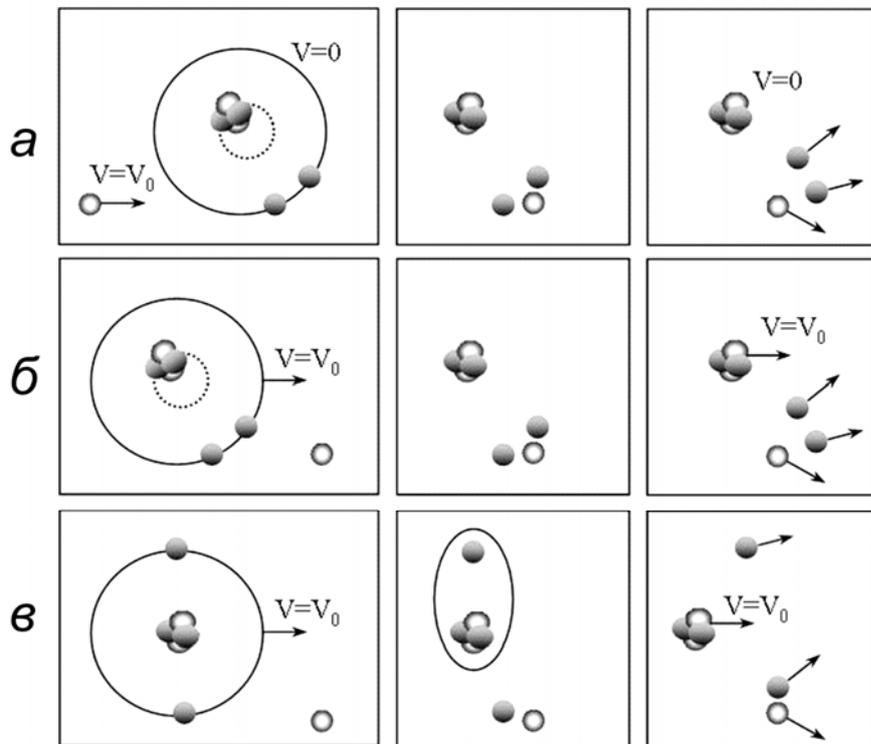


Рис. 4.2. Схема КСР протона в спектаторной модели: a – КСР на динейтронном кластере в прямой кинематике; b – то же в обратной кинематике; v – КСР на нейтроне сигарообразной конфигурации в обратной кинематике.

В обратной кинематике (рис.4.2б) 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 ${}^6\text{He}$. Чтобы обеспечить это условие, переданный протону импульс (q)

должен быть много больше, чем обратный радиус гало ($1/R_h$). В то же время, для того чтобы протон рассеивался на динейтронном кластере, как едином целом, переданный импульс должен быть значительно меньше, чем обратное расстояние между нейтронами в гало ($1/R_{nn}$). Таким образом, условие КСР протона на динейтронном кластере может быть написано как $1/R_{nn} \gg q \gg 1/R_h$ [129]. Если мы примем значения $R_h = 3$ фм, и $R_{nn} = 2$ фм [127], то выполнить эти условия одновременно и строго невозможно.

При квазисвободном рассеянии протона на валентном нейтроне спектатором является ядро ^5He , которое затем последовательно распадается на ^4He и нейтрон. На рис. 4.2в рассмотрена схематичная картина для этого случая и сигароподобной конфигурации гало

4.3. Экспериментальный метод изучения структуры гало-ядер

4.3.1. Схема эксперимента для исследования реакций, вызываемых гало-ядрами в веществе фотоэмульсии

Для исследования структуры двухнейтронного гало авторами [123] был предложен экспериментальный метод изучения корреляций между валентными нейтронами путем исследования реакций, вызываемых гало-ядрами в веществе фотоэмульсии (ФЭ). ФЭ облучаются пучком радиоактивных гало-ядер с энергией порядка 3–15 МэВ/нуклон. В качестве гало-снаряда предполагается использовать ядра ^6He , ^8He и ^{11}Li . При этом в качестве ядер-мишеней служат ядра элементов, входящих в состав ФЭ (^1H , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , $^{79,81}\text{Br}$, $^{107,109}\text{Ag}$). Таким образом, ФЭ является одновременно и мишенью, и детектором вторичных частиц. Основным преимуществом ФЭ является то, что они (при достаточных размерах) представляют собой 4π-детектор заряженных частиц, позволяющий к тому же регистрировать одновременно несколько частиц. В одном облучении могут быть исследованы различные реакции: упругое рассеяние, реакции передачи и квазисвободное рассеяние ядер-мишеней на кластерах, входящих в состав

ядра-снаряда (в условиях инверсной кинематики). Изучение треков позволяет восстановить кинематику реакции, определить энергии и углы вылета частиц, получить информацию об угловых и энергетических спектрах – дифференциальных и дважды дифференциальных сечениях.

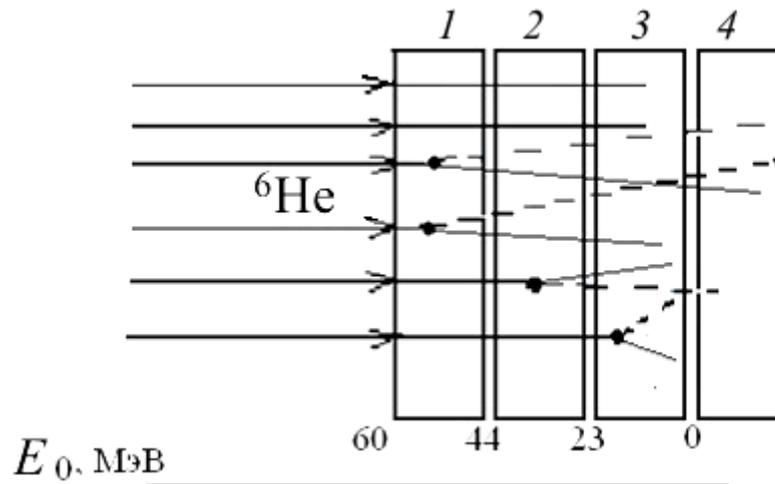


Рис. 4.3. Схема облучения стопки фотоэмульсий на пучке радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$. 1–4 – Стопка последовательных фотоэмульсий. Пучок ${}^6\text{He}$ падает перпендикулярно плоскости фотоэмульсии. Цифры внизу рисунка – значения энергии ${}^6\text{He}$ (E_0 в МэВ) на входе в каждую фотоэмульсию.

Рассмотрим реакцию квазисвободного рассеяния (КСР) протонов на кластерах гало ядра. Исследование реакции КСР проводилось в обратной кинематике. Стопка из четырех ядерных фотоэмульсий (ФЭ) облучалась пучком радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (ОИЯИ). Схема эксперимента (рис. 4.3) очень проста: 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 работы с ФЭ является возможность детектирования вторичных частиц под очень малыми углами (даже нулевыми) относительно направления частиц пучка. Угловое разрешение в нашем эксперименте составляло $\sim 1^\circ$, относительное энергетическое разрешение для вторичных α -частиц с энергией 15 МэВ $\sim 2\text{--}3\%$. Интегральный поток ядер ${}^6\text{He}$ на ФЭ составлял $\sim 10^6$ ч/см², что позволило избежать наложения следов заряженных частиц в ФЭ. После облучения проводилась полная фотохимическая обработка фотоэмульсий [127].

При рассеянии протона на кластерах, входящих в состав гало-ядра ${}^6\text{He}$, вторичными заряженными частицами являются протон и ${}^4\text{He}$. Наиболее простая задача – определение траекторий взаимодействия ${}^6\text{He}$ с водородом при энергии 16–23 МэВ (третья ФЭ в стопке). В этом случае вторичные частицы останавливаются в этой же фотоэмульсии, а их пробеги сопоставимы по длине. Картина ${}^6\text{He}$ - p взаимодействия при этом будет представлять собой трехлучевую звезду (трек первичного ядра ${}^6\text{He}$ и треки вторичных частиц – протона и ${}^4\text{He}$). Определение параметров всех треков позволит восстановить полную кинематику реакции.

4.3.2. Методика использования многослойных фотоэмульсий для регистрации заряженных частиц

Использованный в эксперименте метод многослойных фотоэмульсий является эффективным инструментом изучения ядерных реакций. Особенно это относится к стопкам бесподложечных фотоэмульсий, так называемым эмульсионным камерам. Основные преимущества такой камеры: высокое пространственное разрешение, которое позволяет получать точность при измерении углов заряженных частиц 10^{-3} и даже 10^{-4} радиан, возможность использования в качестве 4 π -детектора образованных в ней заряженных частиц, одновременное детектирование нескольких заряженных частиц без потери в эффективности. Преимущество метода толстослойных

фотоэмульсий (ФЭ) состоит также в том, что в одном облучении (экспозиции) можно исследовать энергетическую зависимость исследуемых процессов в широком диапазоне энергии бомбардирующих частиц от начальной до минимально возможной. Это связано с тем, что при торможении частиц в фотоэмульсии их энергия постепенно уменьшается вследствие ионизационных потерь. Определяя параметры следов заряженных частиц, являющихся продуктами ядерной реакции, можно восстановить кинематику реакции, определить энергии и углы вылета всех заряженных частиц, а следовательно, получить полную информацию, необходимую для определения дифференциальных сечений исследуемых реакций.

Применение ФЭ особенно полезно при измерении очень малых поперечных сечений, когда электронные методы неприменимы из-за низкой эффективности.

Однако, этой методике всегда был присущ один очень серьезный недостаток – это напряженный и утомительный труд при проведении измерений координат треков в эмульсиях, которые выполнялись вплоть до последнего времени визуально на оптических микроскопах с высоким увеличением и с применением иммерсионного масла. Это сильно замедляло темп обработки и предопределяло низкую статистику событий.

Преодоление этого недостатка стало возможным благодаря прогрессу, который был достигнут применением оптических столов с возможностью точного перемещения (с микронной точностью), современных ПЗС камер для съемки изображений и компьютеров для автоматизации всех процессов. Это привело к значительному ускорению процесса поиска, распознавания и определения параметров треков заряженных частиц в фотоэмульсиях, что позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных.

4.3.3. Съемка и оцифровка изображений ФЭ на измерительном комплексе ПАВИКОМ ФИ РАН

Автоматическая съемка и оцифровка изображений ФЭ проводилась на высокоэффективном полностью автоматизированном измерительном комплексе ПАВИКОМ, созданном в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН для обработки фотоэмульсионных детекторов, применяемых в ядерной физике и физике высоких энергий [128]. В настоящей работе была использована установка ПАВИКОМ-2.

В качестве прецизионной механической системы на установке ПАВИКОМ-2 используется стол фирмы Carl Zeiss, пределы автоматического перемещения которого составляют 100 мм × 100 мм, а точность измерения координат – 0.5 микрона. Этот прецизионный стол был смонтирован на микроскопе МПЭ-11 производства ЛОМО. При измерениях в ядерной эмульсии используется увеличение $K = 60^x$, числовая апертура объектива $NA = 1.25$, числовая апертура конденсора $A = 1.2$. Перемещения оптического стола и линейки Z-координаты производятся шаговыми двигателями, управляемыми компьютером.

Оптика микроскопа проектирует изображение объекта на CCD-камеру, обеспечивающую ввод оцифрованных высококачественных изображений в компьютер. На ПАВИКОМ-2 используется CCD-камера со следующими параметрами:

- 256 уровней “градации серого”;
- CCD-матрица размером 597 × 537 ячеек;
- размер ячейки 12.7 × 8.3 микрона.

Для управления установкой ПАВИКОМ-2 и первичной обработки видеоизображений используется персональный РС и специальные пакеты программ, разработанные в ФИ РАН [129].

Сканирование изображений происходило как в плоскости ФЭ (эффективная площадь ФЭ 20 мм × 20 мм), так и по ее глубине. При

увеличении микроскопа 60^{\times} размер единичного кадра на фиксированной глубине в фотоэмульсии составляет $80.5 \text{ мкм} \times 59.5 \text{ мкм}$ (в плоскости ФЭ). Изображения последовательных слоев ФЭ (с шагом по глубине несколько микрон) при фиксированном положении микроскопа в плоскости эмульсии (фиксированы координаты X и Y) входят в состав набора кадров. Для примера, такой набор, полученный с шагом 1 мкм по глубине (координата Z), включает 150 изображений (толщина эмульсии после обработки, проявки и усадки около 150 мкм). Эти изображения с помощью видеокамеры и специального интерфейса передаются в компьютер и оцифровываются. Размер оцифрованного кадра – 384×288 пикселей². Пример такого изображения на фиксированной глубине в ФЭ показан на рис. 4.4. Полученные изображения сохраняются на жестком диске в виде графических файлов, что позволяет использовать разные варианты алгоритма обработки изображения для подбора наиболее эффективного.



Рис. 4.4. Изображение одного кадра размером $80.5 \text{ мкм} \times 59.5 \text{ мкм}$ на фиксированной глубине в ФЭ.

Математическая обработка оцифрованных изображений, введенных в компьютеры, проводилась при помощи библиотеки программ, написанных на языке C^{++} [129]. Алгоритм идентификации трека реализуется в несколько

этапов:

- **Фильтрация.** Для повышения качества изображения проводится предварительная обработка исходных кадров. Ее цель – устранение элементов изображения, мешающих выделению следа (неоднородность освещения, размытость границ и т. д.).



Рис. 4.5. Изображение того же кадра, что и на рис. 4.4 после операции фильтрования.

- **Кластеризация.** На этом этапе проводится выделение кластеров – связанных областей потемнения с характеристиками, присущими следам от заряженных частиц (степень почернения, форма, размеры и т. д.). Результаты фильтрации и кластеризации кадра приведены на рис.4.5 и 4.6.
- **Трекинг.** При дальнейшей обработке полученного набора с целью идентификации треков и определения их характеристик учитывались следующие особенности:
 - 1) Треки ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в эмульсии при рассматриваемой энергии и соответствующем режиме обработки представляют собой сплошные линии. Поэтому следы от них должны появляться на всех кадрах по глубине.
 - 2) Направление пучка исходных частиц почти перпендикулярно

плоскости эмульсии. Поэтому при шаге по глубине в 1 мкм смещение следа начальной частицы (а также вторичной частицы, вылетающей под углами вперед) в плоскости эмульсии (координаты X и Y) на соседних кадрах невелико. Это позволяет более надежно отделить треки друг от друга. С другой стороны, малый шаг приводит к увеличению количества "опорных точек" трека и позволяет повысить точность определения его направления.

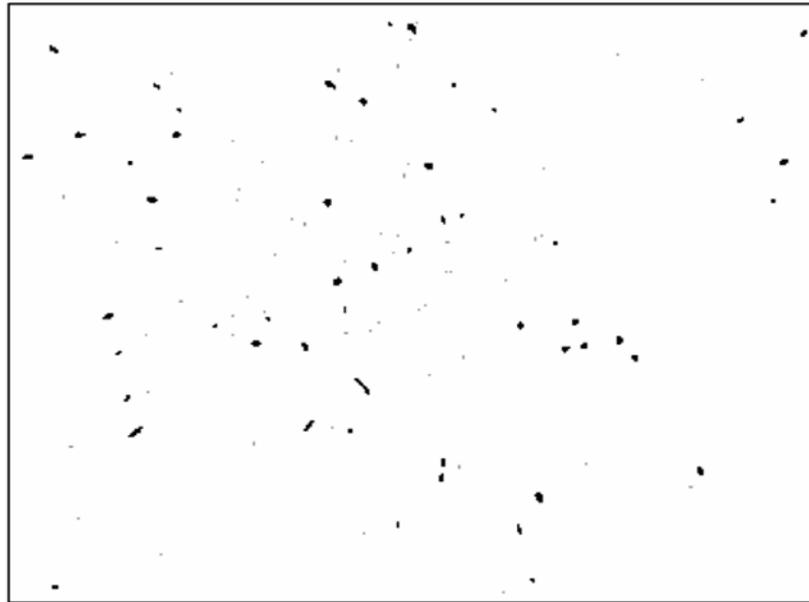


Рис. 4.6. Изображение того же кадра, что и на рис. 4.4 после операций фильтрования и кластеризации.

Полученные в результате кластеризации области рассматриваются в качестве кандидатов на след частицы и обрабатываются следующим образом.

- а) Вычисляются центры масс (ЦМ) каждого кластера. Эти точки (X_j^i, Y_j^i) рассматриваются в качестве оси предполагаемого трека (j – номер слоя, i – номер кластера на слое).
- б) Центры масс (X_0^i, Y_0^i) на самом первом слое выбираются в качестве точек входа частицы.
- в) На втором слое строятся квадратные области поиска с центрами в точках (X_0^i, Y_0^i) и стороной Δ . Внутри этих областей отбираются ЦМ второго слоя. Эти точки рассматриваются как кандидаты на продолжение трека i .

- г) Если в область поиска попадает несколько ЦМ, то программа аппроксимирует уже найденные точки трека и каждую точку из области поиска прямой линией. К продолжению трека она относит ЦМ с наименьшим χ^2 .

В результате описанной процедуры, каждому ЦМ на верхнем слое соответствует набор ЦМ с последующих слоев (траектория). Траектория Длина этого набора N должна быть достаточно велика, учитывая непрерывность следа и количество слоев. Она не всегда совпадает с числом слоев из-за жесткости условий кластеризации, которые приводят к отбраковке части пятен на изображении, принадлежащих треку. Оценка эффективности кластеризации дает ограничение $N > 120$. Проекция всех траекторий одного набора кадров на плоскость (X, Y) показаны на рис. 4.7.

Как видно из рисунка траектории представляют собой непрерывные линии. Иногда наблюдается пересечения линий в плоскости (X, Y) . Иногда это может быть связано с реакцией, когда из точки взаимодействия первичной частицы с ядром атома, входящего в состав фотоэмульсии, выходят две заряженные частицы. Для поиска таких событий были созданы специальные программы анализа траекторий.

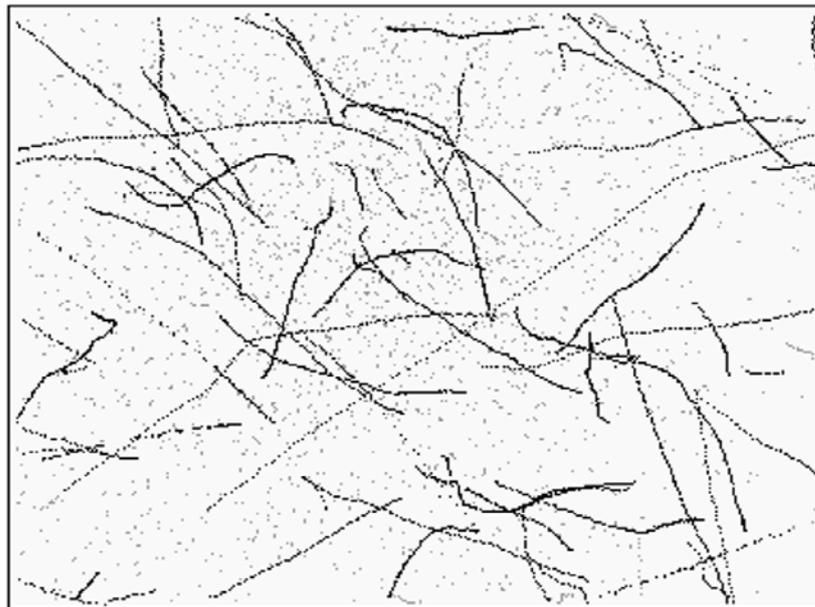


Рис. 4.7. Проекция всех траекторий одного набора кадров (на 150 глубинах) на плоскость ФЭ.

4.3.4. Обработка траекторий и получение кинематических характеристик следов частиц

Дальнейшая обработка траекторий с помощью созданного комплекса программ позволило определять все данные необходимые для восстановления полной кинематики исследуемой реакции: углы вылета вторичных частиц относительно направления первичной частицы, пробег первичной частицы до точки взаимодействия (соответствует энергии первичной частицы в момент взаимодействия), пробег и энергию вторичных частиц.

Полученные на стадии обработки изображений траектории обрабатываются с помощью специальной программы [39]. Характерная траектория, соответствующая искомой реакции, состоит из следа первичной частицы (${}^6\text{He}$), излома траектории - точки взаимодействия (ТВ), исходящего из ТВ следа вторичной частицы (${}^4\text{He}$). При соответствующих условиях (энергия взаимодействия, угол вылета сопутствующей частицы) в случае легкого (${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$) ядра-мишени может также наблюдаться след ядра отдачи (t , ${}^{14}\text{C}$, ${}^{16}\text{N}$, ${}^{18}\text{O}$), соответственно. Траектории до и после точки взаимодействия аппроксимируются прямыми линиями ($X = a_1z + b_1$, $Y = a_2z + b_2$). При этом угол наклона траекторий характеризуется коэффициентами $a_1 = \text{tg}\Theta_X$ и $a_2 = \text{tg}\Theta_Y$. Зависимости Θ_X и Θ_Y от Z показаны на рис. 4.8а,б. Видно, что до и после ТВ углы наклона постоянны, а в ТВ их значения изменяются. Координаты ТВ ($X_{\text{ТВ}}$, $Y_{\text{ТВ}}$, $Z_{\text{ТВ}}$) можно определить по зависимости производной углов наклона $\Theta'_X(z)$ и $\Theta'_Y(z)$ (рис. 4.8в,г), имеющих экстремумы в точке $Z = Z_{\text{ТВ}}$.

После определения точки взаимодействия программа вычисляет угол излома (угол вылета вторичной частицы относительно направления первичной частицы), пробег первичной частицы до точки взаимодействия (соответствует энергии первичной частицы в момент взаимодействия), пробег вторичной частицы после точки взаимодействия (соответствует

энергии вторичной частицы). Таким образом, все данные для полного восстановления кинематики исследуемой реакции могут быть вычислены.

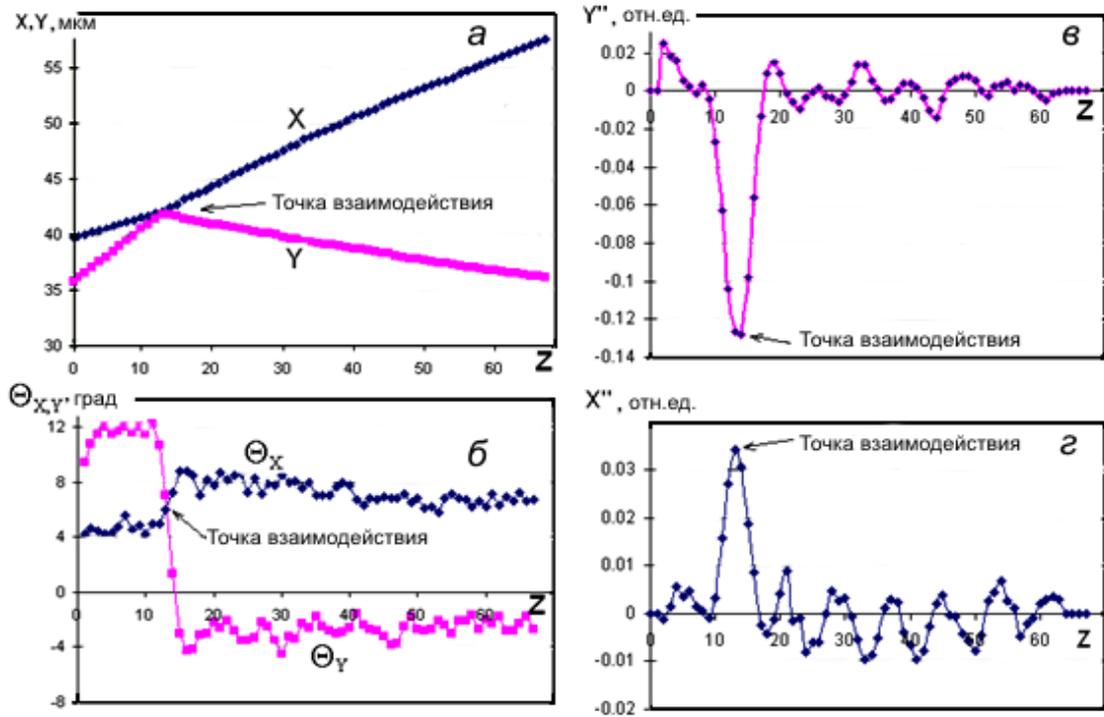


Рис. 4.8. Зависимости параметров траектории от глубины в фотоэмульсии: *a* – проекций траектории $X_i(Z)$ and $Y_i(Z)$, *б* – углов наклона траекторий Θ_X и Θ_Y , *в* – производной угла наклона $\Theta_Y'(Z)$, *г* – производной угла наклона $\Theta_X'(Z)$, стрелками указано положение точки взаимодействия (ТВ).

4.3.5. Поиск и определение характеристик трехлучевых звезд реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах

Как известно, простейшей пробной заряженной частицей, используемой как ядро-мишень, является протон. Для реакции КСР протона на кластерах, входящих в состав гало-ядра ${}^6\text{He}$ в выходном канале реакции заряженными частицами являются протон и ${}^4\text{He}$. При этом в определенной области их энергий пробеги данных ядер могут быть сравнимы, и треки будут представлять собой трехлучевые звезды. Характерная траектория, соответствующая реакции квазисвободного рассеяния (КСР), состоит из следа первичной частицы (${}^6\text{He}$), излома траектории – точки взаимодействия (ТВ) и исходящих из ТВ следов вторичных частиц (${}^4\text{He}$ и протона). Пример

выделенной траектории показан на рис. 4.9 в двух плоскостях – (X, Z) и (Y, Z) , где Z – это координата, перпендикулярная плоскости фотоэмульсии (X, Y) .

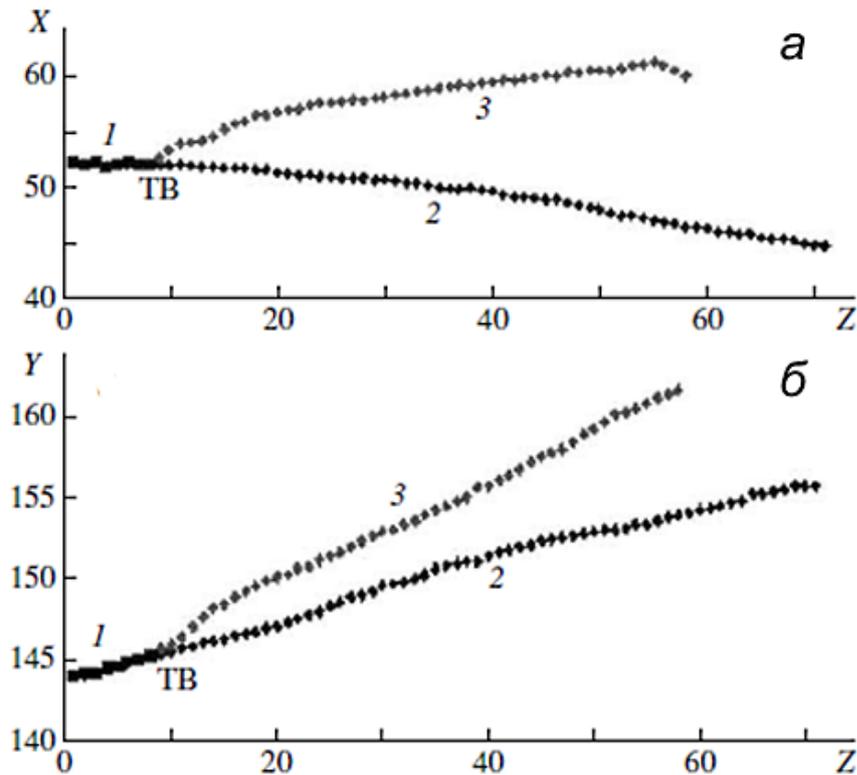


Рис. 4.9. Траектории заряженных частиц в плоскостях (X, Z) (а) и (Y, Z) (б) фотоэмульсии при взаимодействии налетающего гало-ядра ${}^6\text{He}$ с водородом фотоэмульсии. 1 – Трек налетающего ядра ${}^6\text{He}$; 2 – трек вторичного ядра ${}^4\text{He}$; 3 – трек вторичного ядра ${}^1\text{H}$; ТВ – точка взаимодействия. Энергия ${}^6\text{He}$ в ТВ – 21 МэВ. Энергии и углы вылета ${}^4\text{He}$ и ${}^1\text{H}$ равны соответственно: 15.6 и 3.8 МэВ и 0.5° и 9° .

Была проведена обработка экспериментальных данных с целью поиска трехлучевых звезд, соответствующих взаимодействию ${}^6\text{He}$ с водородом при энергии 16–23 МэВ (третья ФЭ в стопке) [41–43]. После определения ТВ созданная программа вычисляет углы вылета вторичных частиц относительно направления первичной частицы, пробег первичной частицы до ТВ и пробеги вторичных частиц после взаимодействия.

Для надежного выделения треков в ФЭ необходимо, чтобы длина трека вторичной частицы (пробег) была не меньше определенного значения (~ 15 – 20 мкм). При этом соответствующие энергии вторичных частиц должны быть не менее 3 МэВ для ${}^4\text{He}$ и не менее 1 МэВ для протона. При обработке

экспериментальных данных выделялись события с углом вылета ${}^4\text{He}$, близким к нулю, по измеренным пробегам протона и α -частицы до остановки восстанавливались их энергии, по пробегу первичной частицы до ТВ (учитывая и пробег в предыдущих ФЭ) восстанавливалась энергия первичной частицы (${}^6\text{He}$) в момент взаимодействия. Таким образом, все данные для полного восстановления кинематики исследуемой реакции были вычислены.

4.4. Экспериментальные данные реакции КСР протона на кластерах ${}^6\text{He}$ и их анализ

4.4.1. Получение экспериментальных данных

Исследование реакции КСР проводилось в обратной кинематике. Стопка из четырех ядерных фотоэмульсий (ФЭ) облучалась пучком радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (ОИЯИ) [41-43]. При этом ядра водорода, входящие в состав фотоэмульсии, служили в качестве ядер-мишеней. Угловое разрешение в нашем эксперименте составляло $\sim 1^\circ$, относительное энергетическое разрешение для вторичных α -частиц с энергией 15 МэВ $\sim 2-3\%$. Изображения последовательных (с шагом нескольких микронов) слоев ФЭ получены на автоматизированном измерительном комплексе ПАВИКОМ в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН [128].

Процедура обработки изображений и поиска траекторий заряженных частиц в ФЭ описана в разделе 4.3. При рассеянии протона на кластерах, входящих в состав гало-ядра ${}^6\text{He}$, вторичными заряженными частицами являются протон и ${}^4\text{He}$, при этом картина ${}^6\text{He}$ -р взаимодействия будет представлять собой трехлучевую звезду (трек первичного ядра ${}^6\text{He}$ и треки вторичных частиц – протона и ${}^4\text{He}$).

Специально созданный для данного эксперимента комплекс программ, позволял вести поиск трехлучевых звезд в ФЭ и определение их параметров. Наиболее простая задача – определение траекторий взаимодействия ${}^6\text{He}$ с

водородом в третьей ФЭ в стопке. В этом случае вторичные частицы останавливаются в этой же фотоэмульсии, а их пробеги сопоставимы по длине. Для каждой звезды пробег первичной частицы (${}^6\text{He}$) до точки взаимодействия в третьей ФЭ плюс суммарная толщина первой и второй ФЭ определяет суммарный пробег ${}^6\text{He}$ до точки взаимодействия, а, следовательно, и энергию снаряда в точке взаимодействия. Программа определяет также углы испускания и пробеги (энергии) вторичных частиц (${}^4\text{He}, p$), определяя полную кинематику эксперимента.

Данные, полученные для третьей ФЭ при энергии ${}^6\text{He}$ $E_0 = 16\text{--}23$ МэВ представлены в виде двумерной диаграммы Далитца (рис. 4.10), где по осям отложены величины энергий ${}^4\text{He}$ и протона, деленные на энергию ядра снаряда (E_0).

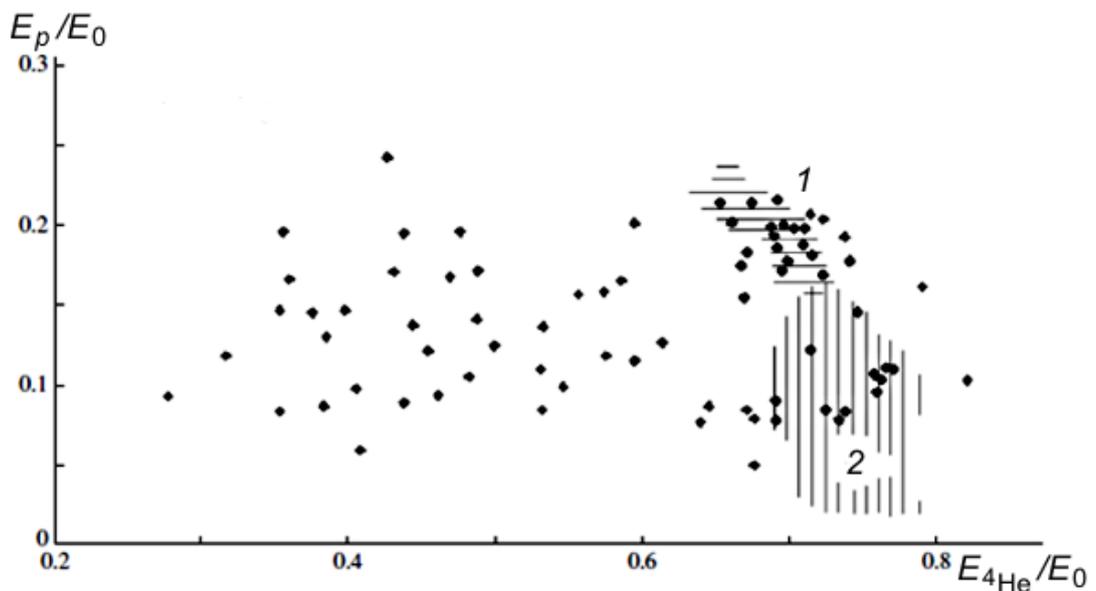


Рис.4.10. Диаграмма Далитца для приведенных энергий ${}^4\text{He}$ и протона. $E_1^* = E_{4\text{He}}^*/E_0$ и $E_2^* = E_p/E_0$; точки – экспериментальные данные, горизонтально и вертикально заштрихованные области 1 и 2 – расчетные кинематические области, разрешенные для КСР на динейтроне и нейтроне, соответственно.

4.4.2. Моделирование реакции КСР

Чтобы определить кинематические области, разрешенные для КСР протона на составляющих гало-ядра ${}^6\text{He}$, были проведены простые кинематические расчеты реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow p' + C + S$, где кластеры C и S

составляют гало-ядро: кластер С принимает участие в КСР, а кластер S является зрителем. На рис. 4.10 горизонтально заштрихованная область 1 показывает часть диаграммы Далитца, разрешенную для рассеяния на динейтроне, а вертикально заштрихованная область 2 – разрешенную для рассеяния на нейтроне.

По определению зритель не рассеивается и продолжает движение с тем же полным импульсом, который он имел в налетающем гало-ядре ${}^6\text{He}$. Были рассмотрены два случая: рассеяние протона на динейтроне и на одиночном нейтроне гало (см. рис. 4.11). В случае рассеяния протона на одном нейтроне (4.11в) зрителем является ядро ${}^5\text{He}$, которое затем последовательно распадается на ${}^4\text{He}$ и нейтрон; в случае рассеяния протона на динейтроне (4.11а) ядро ${}^4\text{He}$ выступает как зритель. Указанные выше условия зрителя ограничивают области, разрешенные для КСР на диаграмме Далитца.

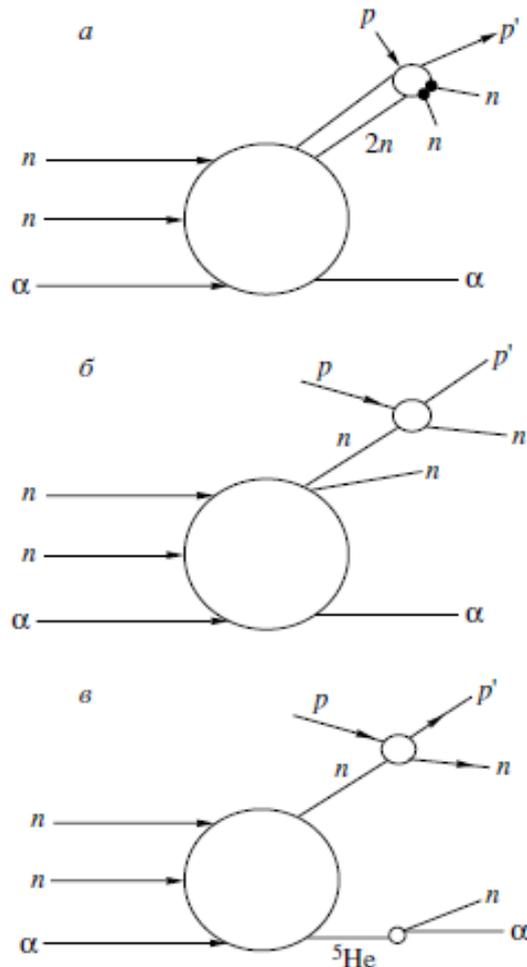


Рис. 4.11. Диаграммы, описывающие процесс рассеяния протона на динейтронном комплексе ядра ${}^6\text{He}$ (а) и на отдельном нейтроне (б, в).

Расчеты проводились в соответствии с условиями эксперимента: энергия падающего ядра ${}^6\text{He}$ в лабораторной системе отсчета в момент его столкновения с протоном – 16–23 МэВ, угол вылета ${}^4\text{He}$ (или ${}^5\text{He}$) – $0^\circ \pm 1^\circ$, угол вылета протона $\leq 10^\circ$. Результаты кинематических расчетов реакции квазисвободного рассеяния протона на нейтроне и динейтронном кластере представлены на рис. 4.10. Отмечены кинематические области для рассеяния протона на нейтроне и динейтроне. В случае рассеяния на нейтроне гало, вылетающее ядро ${}^5\text{He}$ (спектатор) последовательно распадается на ${}^4\text{He}$ и нейтрон. При этом две разрешенные кинематические области соответствуют углам вылета ${}^4\text{He}$ при распаде ${}^5\text{He}$: $\sim 0^\circ$ и 180° в системе СМ, приводящим к углу вылета ${}^4\text{He}$ – $0^\circ \pm 1^\circ$ в лабораторной системе.

4.4.3 Анализ экспериментальных данных

При сравнении экспериментальных данных с кинематическими расчетами (рис. 4.10) можно отметить область концентрации экспериментальных точек, расположенную в кинематической области, разрешенной для квазисвободного рассеяния протона на динейтроне. На рис. 4.12 показана диаграмма плотности экспериментальных точек на диаграмме Далитца – $\frac{N}{\Delta E_1^* \cdot \Delta E_2^*}$ при $\Delta E_1^* = \Delta E_2^* = 0.1$. Для области концентрации экспериментальных точек на диаграмме Далитца ($E_1^* \approx 0.7$ и $E_2^* \approx 0.2$) характерные значения энергии, приобретенной протоном $\Delta E_p \approx 4$ МэВ, что значительно превышает энергию связи двух гало-нейтронов в ядре ${}^6\text{He}$, равную 0.975 МэВ. Соответственное изменение импульса протона при его рассеянии на валентных нейтронах равно $q \cong 0.45 \text{ фм}^{-1}$. Хотя при значениях $R_h = 3 \text{ фм}$, и $R_m = 2 \text{ фм}$ [124], жесткое условие доминирования квазисвободного выбивания динейтрона из ядра ${}^6\text{He}$ $q \gg 1/R_h$ не выполняется, тем не менее, можно рассчитывать, что и при менее жестком условии $q \geq 1/R_h$

“квазисвободный” механизм реакции будет играть заметную роль в рассматриваемой кинематической области.

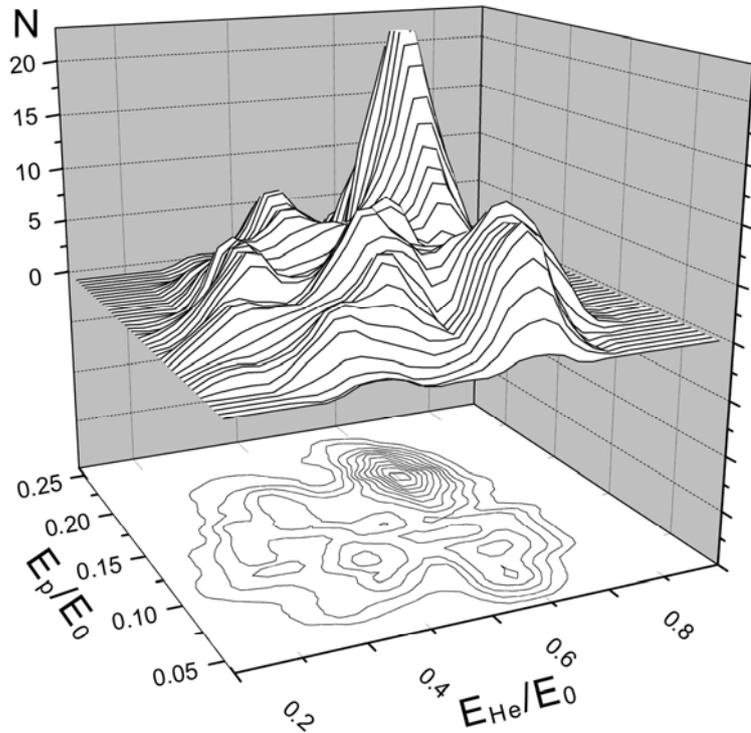


Рис.4.12. Диаграмма плотности экспериментальных точек $\rho = \frac{N}{\Delta E_1^* \cdot \Delta E_2^*}$ на диаграмме Далитца.

В то же время условие упругого рассеяния на динейтроне как на единой системе (а не на составляющих ее нейтронах) в данной кинематической области удовлетворяется в менее строгой форме – $1/R_{nn} \geq q$. Для оценки доли событий такого упругого рассеяния можно использовать соотношение [126]

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{d\sigma^{\text{el}}}{d\sigma^{\text{el}} + d\sigma^{\text{incl}}} = \\ &= \frac{4|\langle 0|e^{iqr}|0\rangle|^2}{2[1 + \langle 0|e^{iq(r_1-r_2)}|0\rangle]} = \frac{2|c(q)|^2}{1 + C(q) + |c(q)|^2}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь $c(q) = \langle 0|e^{iqr}|0\rangle$ – формфактор гало; $C(q) = \langle 0|e^{iq(r_1-r_2)}|0\rangle - |c(q)|^2$ – корреляционная функция валентных нейтронов; $|0\rangle$ – волновая функция основного состояния ядра ${}^6\text{He}$. В области $qR_{nn} \leq 1$ при $qR_h \approx 1.5$ получим $\xi \approx 0.15$. При получении этой оценки мы использовали гауссову параметризацию

формфактора гало $C(q)=\exp(-\frac{1}{3}q^2R_n^2)$ и оценку вклада корреляционной функции при $qR_{nn} \leq 1$ (следуя работе [126]). Эволюция динейтронного кластера после квазисвободного взаимодействия с протоном определяется расплыванием волнового пакета и зависит от nn-взаимодействия. Диаграммы на рис. 4.11а и 4.11б поясняют этот механизм реакции.

Итак, можно предложить следующую качественную картину взаимодействия протона с двухнейтронным комплексом $2n$ ядра ${}^6\text{He}$ в указанной кинематической области. Первая стадия столкновения p и $2n$ происходит в режиме КСР. На этом этапе “выживает” лишь относительно малая доля динейтронов. После столкновения с протоном динейтрон так или иначе претерпевает сложную эволюцию. Поэтому можно сделать заключение, что состояние $(p + 2n)$ -системы, образующееся в результате столкновения, можно рассматривать как “входное состояние”. При этом для налетающего протона режим КСР сохраняется, что оказывается достаточным при инклюзивной постановке задачи рассеяния протона на кластерах, имеющей место в настоящей работе.

Поскольку в эксперименте измеряются как энергия ядра-снаряда, так и энергии и углы вылета двух вторичных заряженных частиц, имеется возможность восстановления недостающей массы в реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + X$. В случае рассеяния протона на динейтроне в спектре недостающей массы должна возникнуть соответствующая структура с массой равной массе двухнейтронной компоненты гало ${}^6\text{He}$. На рис. 4.13а показан спектр масс $(M_X - 2m_n)$ для экспериментальных событий, расположенных в кинематической области $E_1^* \approx 0.7$ и $E_2^* \approx 0.2$. Положение и ширина пика на рисунке составляют соответственно 0.5 и 1 МэВ. На рис.4.13б показан спектр масс для остальных экспериментальных точек на диаграмме Далитца, который соответствует фазовому пространству для рассматриваемой реакции в кинематической области данного эксперимента.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что экспериментальные события реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + X$ содержат значительный вклад от рассеяния протона на динейтроне ($X = 2n$).

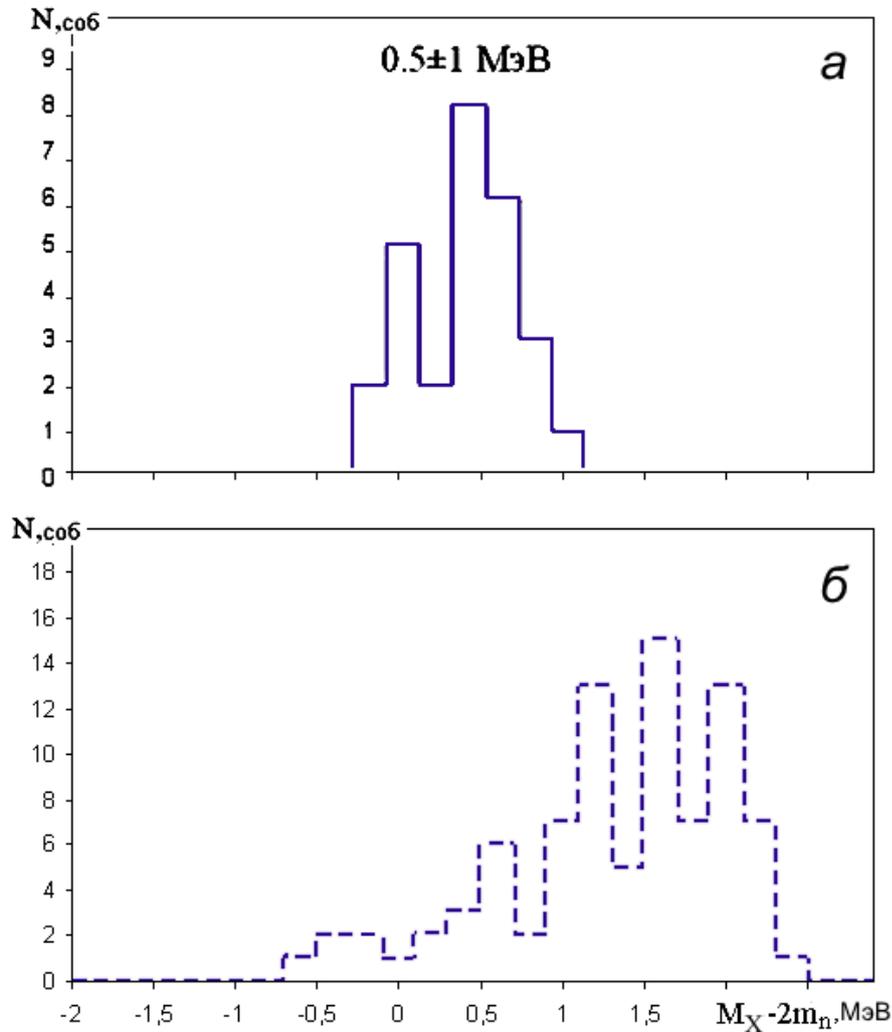


Рис.4.13. Спектры недостающей массы ($M_x - 2m_n$) в реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + X$. *a* – для экспериментальных событий, расположенных в кинематической области $E_1^* \approx 0.7$ и $E_2^* \approx 0.2$ диаграммы Далитца; *б* – для остальных экспериментальных точек на диаграмме Далитца.

4.5. Возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона

В предыдущих разделах главы было представлено исследование реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах ядра ${}^6\text{He}$ [43,44,46]. Были обнаружены события кинематически соответствующие реакции рассеяния протона на динейтронном кластере. Представляется интересным

продолжение этих работ с другими гало-ядрами. В теоретической работе [130] рассматривалась кластерная структура ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. При этом для ${}^6\text{He}$ рассматривается конфигурация ${}^4\text{He} + {}^2n$ (динейтрон), а для ${}^8\text{He}$ два варианта – ${}^6\text{He} + {}^2n$ (динейтрон) и ${}^4\text{He} + {}^2n + {}^2n$ (динейтронный конденсат). Для ядра ${}^8\text{He}$ можно также рассмотреть конфигурации ${}^6\text{He} + n + n$ (cigar-like) и ${}^4\text{He} + {}^4n$ (тетранейтронная конфигурация).

Более сложная структура ядра ${}^8\text{He}$ дает и большую возможность рассмотрения кластерной структуры ядра, как комбинаций различных нейтрон-нейтронных корреляций – динейтрон, динейтронный конденсат и др. с различными корами (${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$) (рис. 4.14).

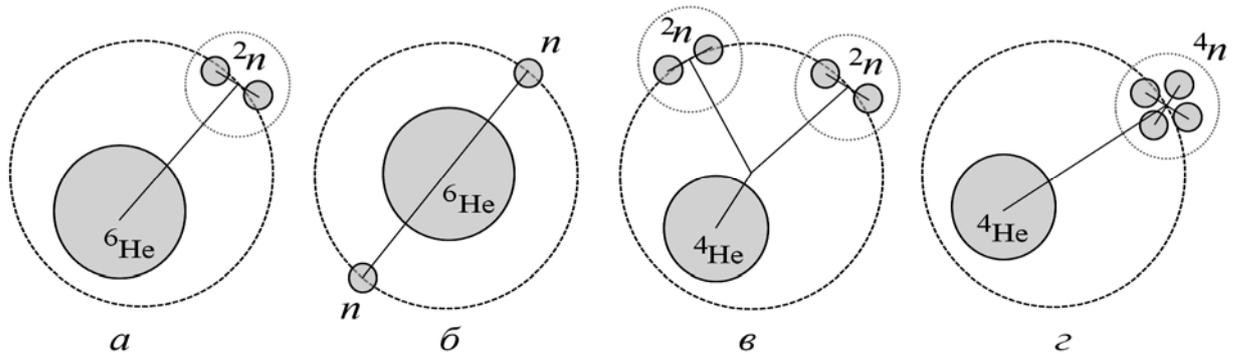


Рис. 4.14. Схематическое представление некоторых вариантов кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$ с кором ${}^4\text{He}$ или ${}^6\text{He}$: *а* – ${}^6\text{He} + {}^2n$ -динейтрон, *б* – ${}^6\text{He} + (n + n)$ -cigar-like, *в* – ${}^4\text{He} + ({}^2n + {}^2n)$ -динейтронный конденсат и *г* – ${}^4\text{He} + {}^4n$ -тетранейтрон (*г*).

Для экспериментальной проверки роли таких конфигураций в ядре ${}^8\text{He}$ можно предложить исследование реакции квазисвободного рассеяния (КСР) протона на кластерах этого ядра (нейтроне, динейтроне и коре) в обратной кинематике (снаряд – ${}^8\text{He}$). При этом один из кластеров может быть рассмотрен как зритель, регистрируемый практически под нулевым углом и со скоростью, которую он имел в ядре снаряде, а протон (от водорода в составе мишени) будет квазисвободно рассеиваться на другом кластере.

4.5.1. Кинематическое моделирование реакции КСР

Для расчета кинематики реакций с 3 – 6 частицами в конечном состоянии нами модернизирована программа кинематического моделирования [18]. В программе учитывается для произвольно заданных кинематических переменных (энергий и углов вылета вторичных частиц) выполнение уравнений сохранения энергии и импульса.

Расчет событий квазисвободного рассеяния (КСР) проводился в рамках спектаторной модели. Чтобы определить кинематические области, разрешенные для КСР протона на составляющих гало-ядра ${}^8\text{He}$, было проведено кинематическое моделирование реакции ${}^8\text{He} + p \rightarrow p' + C + S$, где кластеры C и S составляют гало-ядро, кластер C принимает участие в КСР, а кластер S является спектатором. По определению, спектатор не рассеивается и продолжает движение с тем же полным импульсом, который он имел в налетающем гало-ядре ${}^8\text{He}$. Это накладывает ограничения на угол вылета и энергию спектатора (его скорость в ядре-снаряде). Угол спектатора берется близким к первоначальному углу ядра-снаряда $0^\circ \pm 2^\circ$, а энергия спектатора E_S берется пропорционально отношению массы спектатора m_S к массе ядра-снаряда m_1 с некоторым разбросом ΔE :

$$E_S = (E_1 + Q) \cdot m_S / m_1 \pm \Delta E \quad (4.2).$$

Так как в эксперименте предполагается регистрация заряженных частиц – ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и протона, то наиболее интересная информация может быть получена из анализа двумерных диаграмм $E_p - E_{\text{He}}$, $\Theta_p - \Theta_{\text{He}}$, $E_p - \Theta_p$ и $E_{\text{He}} - \Theta_{\text{He}}$.

4.5.2. Моделирование фонового процесса – ${}^8\text{He}$ - p развала

Фоновыми процессами при исследовании вариантов структуры с кором ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ являются реакции развала ${}^8\text{He}$ протоном – ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$ и ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n + n + n$, соответственно. Кинематическое моделирование этих реакций велось, соответственно, для четырех и шести конечных частиц. При этом в расчете все параметры (углы вылета и энергии)

берутся в пределах, разрешенных кинематикой реакции. В качестве выходных данных для сравнения с экспериментом может быть рассмотрена двумерная диаграмма $E_p - E_{\text{He}}$ (рис. 4.15). На рисунке хорошо видно, что области 1 и 2, соответствующие различной кластеризации ядра ${}^8\text{He}$ с корами ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$, носят обособленный характер и позволяют даже по результатам измерения реакций развала делать определенные выводы о структуре ядра ${}^8\text{He}$ – кор ${}^6\text{He}$ или ${}^4\text{He}$. Далее можно рассмотреть реакцию КСР протона на составляющих гало-ядра ${}^8\text{He}$ и определить кинематические области, разрешенные для этих процессов. Наблюдение в эксперименте событий, соответствующим этим областям, даст информацию уже о структуре самого нейтронного гало.

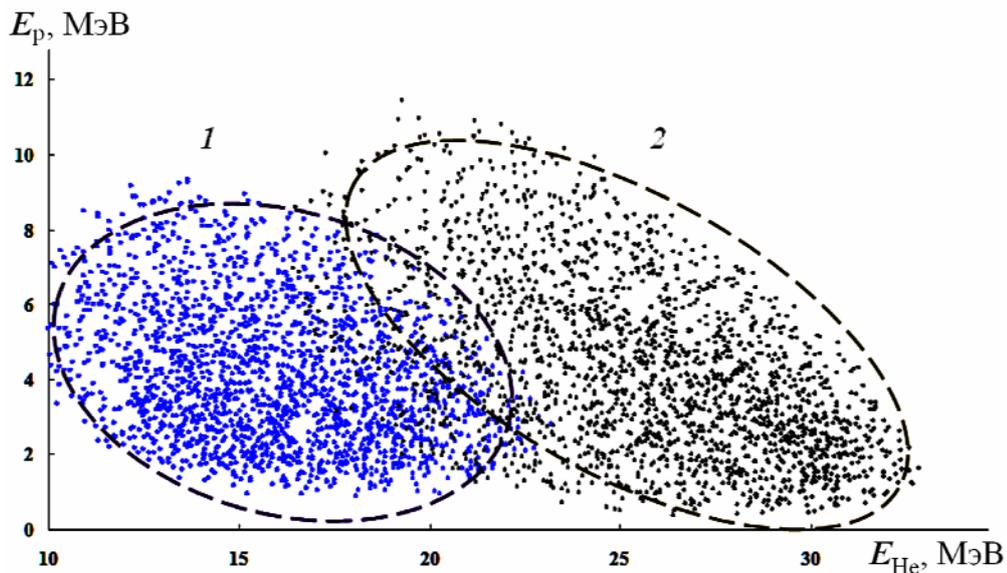


Рис. 4.15. Двумерная диаграмма $E_p - E_{\text{He}}$ в координатах энергий протонов и ядер гелия для реакций развала: 1 – ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n + n + n$ и 2 – ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$. Энергия налетающего ядра ${}^8\text{He}$: $E_1 = 40$ МэВ.

4.5.3. Моделирование КСР для ${}^8\text{He}$ -кластеризации с кором ${}^6\text{He}$

В табл. 4.1 представлены варианты кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$ с ядром ${}^6\text{He}$ в качестве кора, для которых проводилось кинематическое моделирование реакций КСР.

Для конфигурации ${}^6\text{He} + {}^2n$ (динейтрон) сначала рассмотрим рассеяние протона на ${}^6\text{He}$ -коре. При этом динейтрон рассматривается как спектатор, движущийся в направлении совпадающим с направлением ядра снаряда (${}^8\text{He}$) с энергией $E({}^2n) \approx (E_1 + Q) \cdot 2/8$.

Таблица 4.1. КСР и кластерная структура ядра ${}^8\text{He}$ с кором ${}^6\text{He}$

Структура	Спектатор	Кластер	КСР	Конечное состояние
${}^6\text{He} + {}^2n$ динейтрон	${}^6\text{He}$	2n	$p - {}^2n$	${}^6\text{He} + p + {}^2n$
${}^6\text{He} + {}^2n$ динейтрон	2n	${}^6\text{He}$	$p - {}^6\text{He}$	${}^6\text{He} + p + {}^2n$
${}^6\text{He} + n + n$ cigar-like	${}^7\text{He}^*$ ${}^7\text{He}^* \rightarrow {}^6\text{He} + n$	n	$p - n$	${}^6\text{He} + p + n + n$
Фоновый процесс – развал				${}^6\text{He} + p + n + n$

Учет условий спектаторной модели приводит к выделению из всей кинематической области диаграммы $E_p - E_{\text{He}}$ (рис. 4.15, область 2) области, отвечающей квазисвободному рассеянию протона на коре ${}^6\text{He}$ (рис. 4.16, *a*). На рис. 4.16 серыми точками показаны области событий, соответствующие фоновому процессу – реакции развала ядра ${}^8\text{He}$ (1) и темными точками показаны области событий, соответствующие КСР на коре ${}^6\text{He}$ (2).

При моделировании реакции рассеяния протона на динейтроне в качестве спектатора рассматривается кор ${}^6\text{He}$ с энергией $E({}^6\text{He}) \approx (E_1 + Q) \cdot 6/8$. Результаты моделирования этой реакции показаны на аналогичных диаграммах рис. 4.17.

Для конфигурации ${}^6\text{He} + n + n$ (cigar-like) рассматривается рассеяние протона на одиночном нейтроне ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^7\text{He} + p' + n$; ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$. При этом спектатором является ядро ${}^7\text{He}$, которое затем распадается на ${}^6\text{He}$ и нейтрон. Как и для предыдущих случаев, при расчете учтены условия спектаторной модели: угол вылета спектатора берется $0^\circ \pm 2^\circ$, а энергия $E({}^7\text{He}) \approx (E_1 + Q) \cdot 7/8$. Таким образом, в конечном состоянии, как и ранее, будут частицы p , ${}^6\text{He}$ и n – и таким образом фоновая диаграмма (рис. 4.18,

область 1) будет та же, что и на рис. 4.15 (область 2). Однако схема расчета отличается – на первом этапе рассчитывается реакция с тремя частицами в конечном состоянии ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^7\text{He}^* + p' + n$, а затем рассчитывается последующий распад ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$ (с учетом двухчастичной кинематики). Результаты моделирования показали, что этим процессам отвечают события, которые на диаграмме $E_p - E_{\text{He}}$ и на других аналогичных диаграммах (рис. 4.18) сгруппированы в кинематических областях 2.

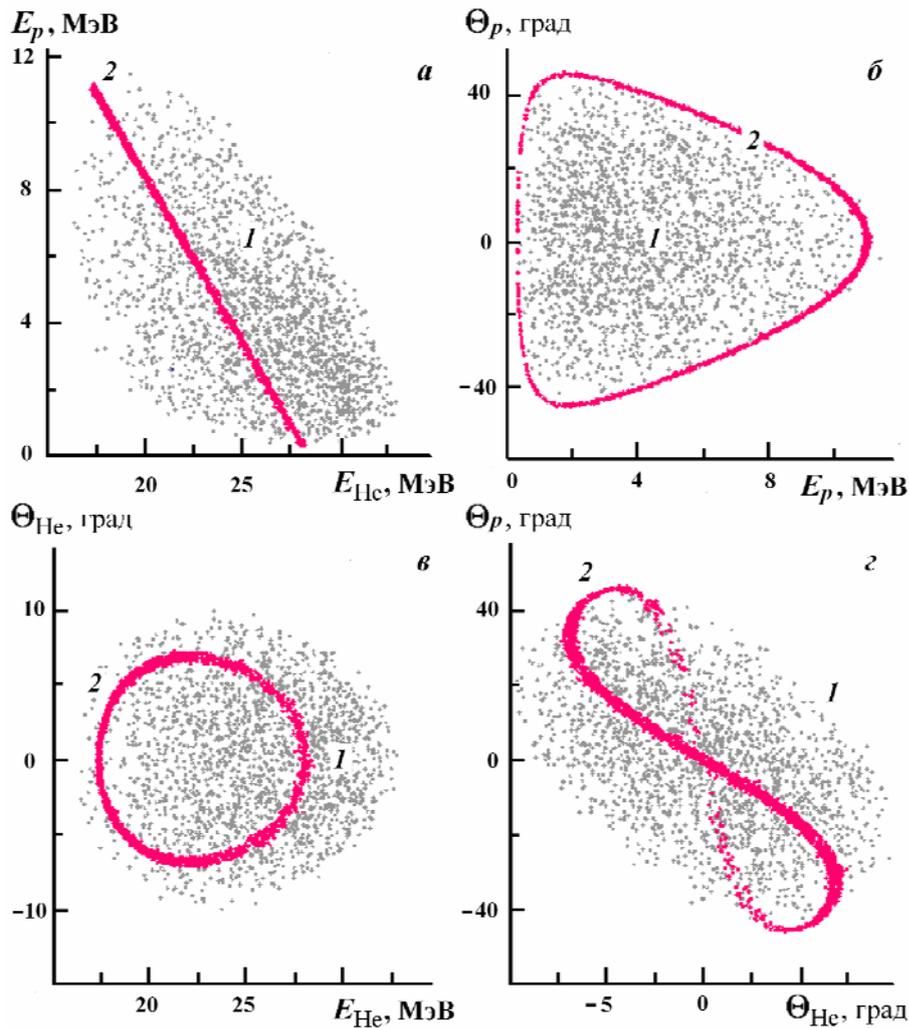


Рис. 4.16. Двумерные диаграммы кинематического моделирования реакции КСР протона на коре ${}^6\text{He}$ –: *а* – $E_p - E_{\text{He}}$ в координатах энергий протонов и ядер гелия, *б* – $\Theta_p - E_p$ в координатах углов вылета и энергий протонов, *в* – $\Theta_{\text{He}} - E_{\text{He}}$ в координатах углов вылета и энергий ядер гелия и *г* – $\Theta_p - \Theta_{\text{He}}$ в координатах углов вылета протонов и ядер гелия. Цифрами указаны области: 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$, 2 – КСР $p - {}^6\text{He}$. Энергия налетающего ядра ${}^8\text{He}$: $E_1 = 40$ МэВ.

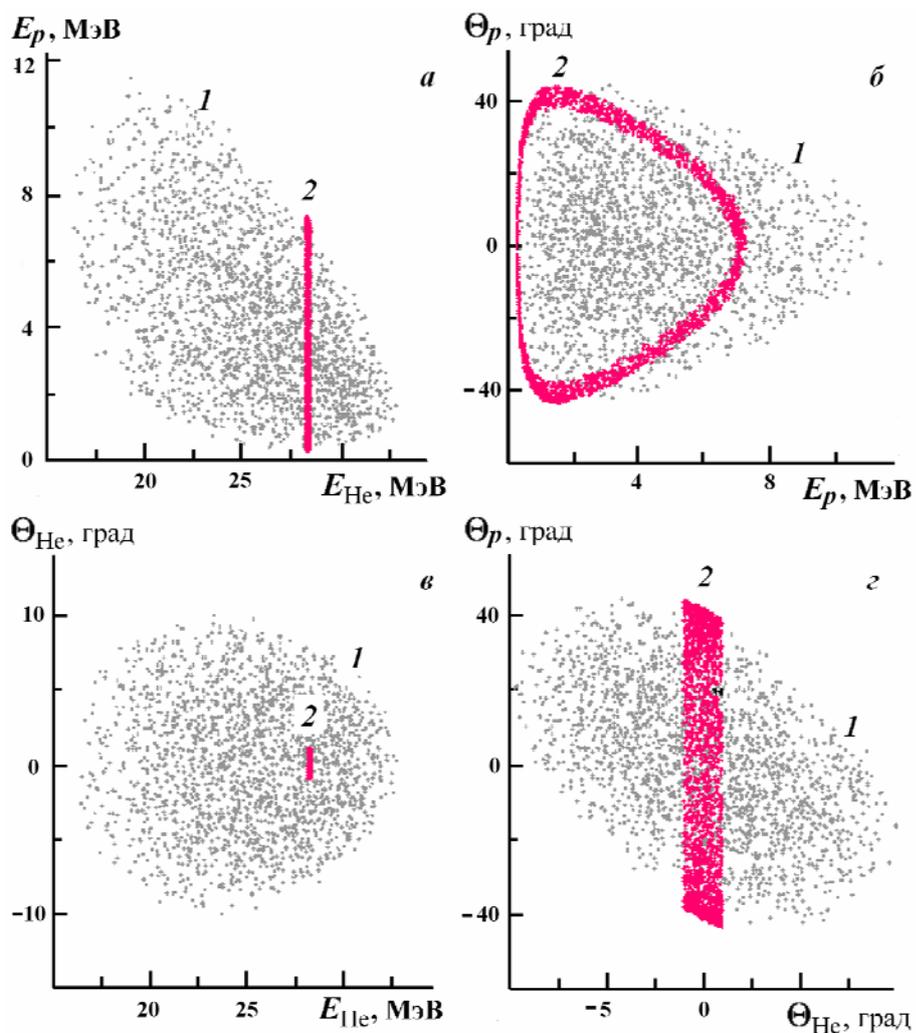


Рис. 4.17. Двумерные диаграммы кинематического моделирования реакции КСР протона на динейтроне 2n . Диаграммы приведены в тех же координатах и для тех же условий, что и на рис. 4.16. Цифрами указаны области: 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$, 2 – КСР $p-{}^2n$.

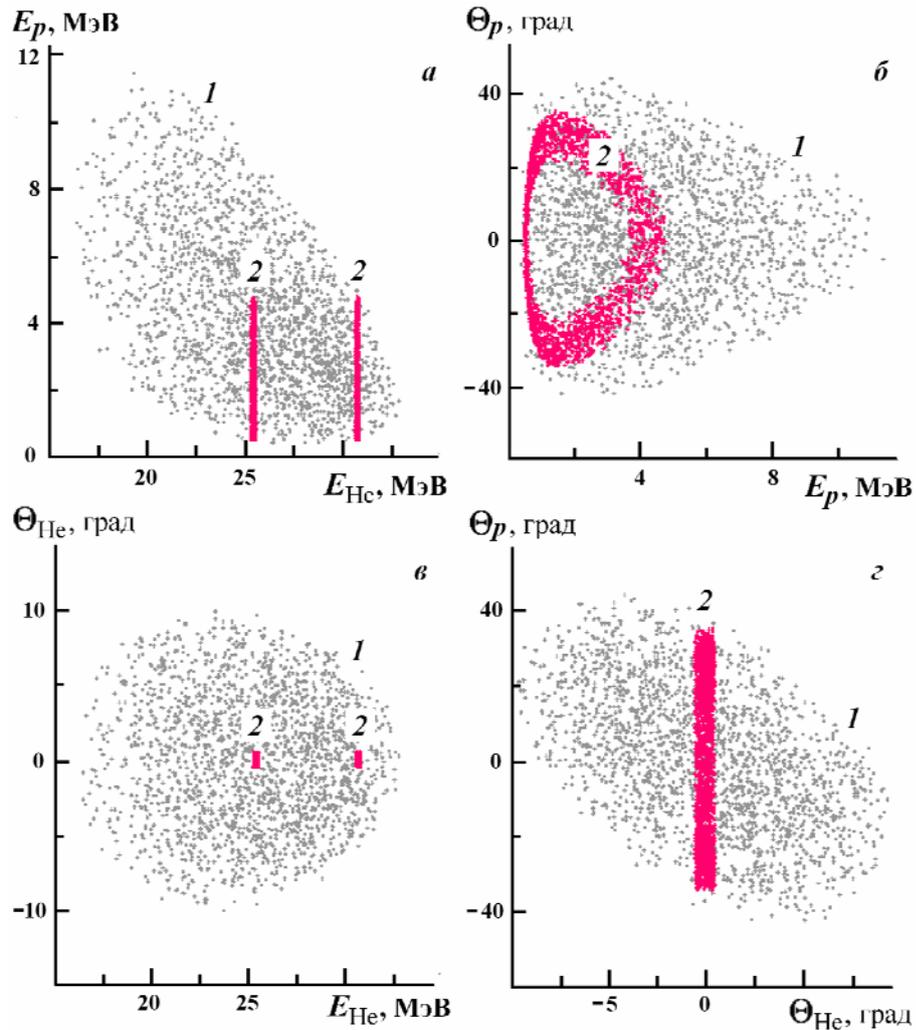


Рис. 4.18. Двумерные диаграммы кинематического моделирования реакции КСР протона на нейтроне (cigar-like-конфигурация). Диаграммы приведены в тех же координатах и для тех же условий, что и на рис. 4.16. Цифрами указаны области: 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$, 2 – КСР $p-n$.

На рис. 4.19 наиболее наглядно заметны различия в расположении на диаграммах $E_p - E_{He}$ и $\Theta_p - \Theta_{He}$ кинематических областей событий, соответствующих реакциям КСР протонов на разных кластерах ядра ${}^8\text{He}$: нейтроне (область 4), динейтроне (область 3) или коре ${}^6\text{He}$ (область 1).

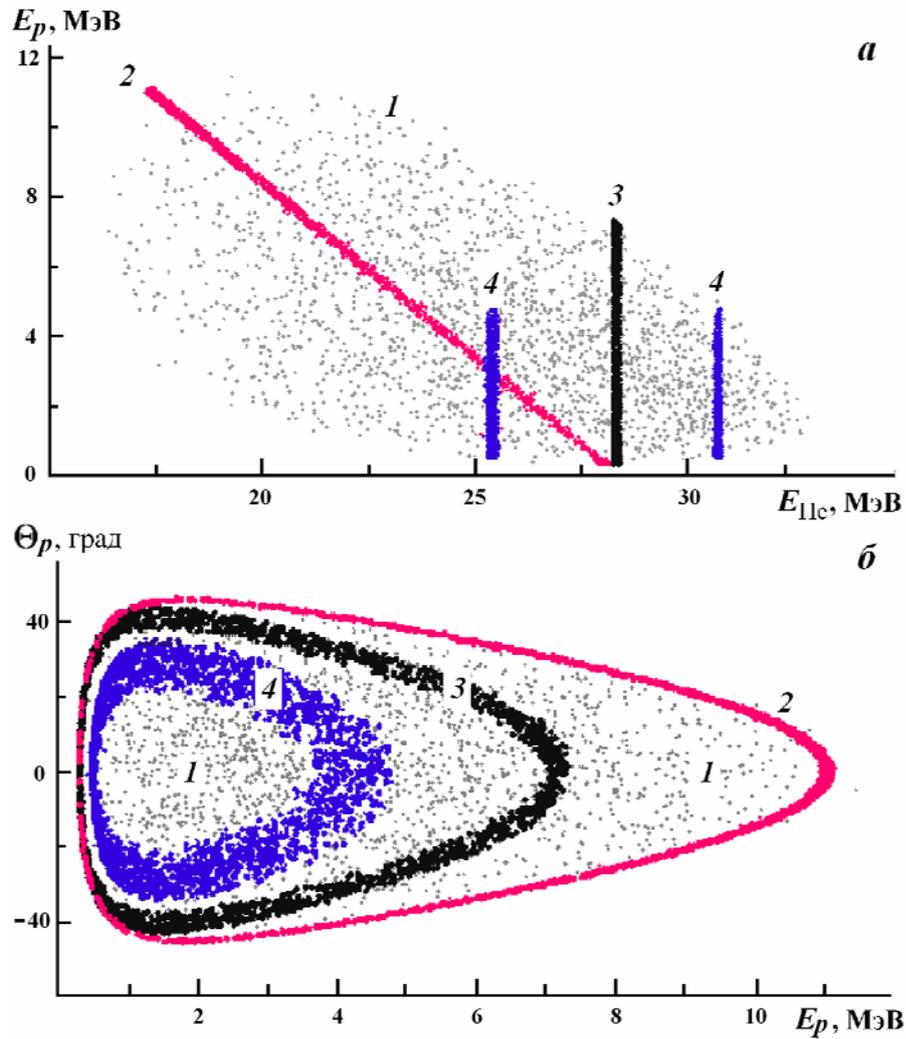


Рис. 4.19. Результаты кинематического моделирования для кластеризации ${}^8\text{He}$ с кором ${}^6\text{He}$ – двумерные диаграммы в координатах, как на рис. 4.16. На рисунке: области 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$, 2 – КСР $p-{}^6\text{He}$, 3 – КСР $p-{}^2n$, 4 – КСР $p-n$.

4.5.4. Моделирование КСР для ${}^8\text{He}$ -кластеризации с кором ${}^4\text{He}$

В табл. 4.2 представлены варианты кластерной структуры для ядра ${}^8\text{He}$ с ядром ${}^4\text{He}$ в качестве кора, использовавшиеся при кинематическом моделировании реакций КСР.

Два оставшихся варианта структуры ${}^8\text{He}$ предполагают кор этого ядра – ${}^4\text{He}$. Кластерами в этом случае будут или два динейтрона (динейтронный конденсат ${}^2n + {}^2n$ [16]), либо (маловероятно) тетранейтрон 4n . Фоновым процессом будет демократический развал ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n + n + n$. Двумерная диаграмма $E_p - E_{\text{He}}$ фонового процесса, полученная с помощью

программы кинематического моделирования многочастичного развала, показана на рис. 4.15 (область 1).

Таблица 4.2. КСР и кластерная структура ядра ${}^8\text{He}$ с кором ${}^4\text{He}$

Структура	Спектатор	Кластер	КСР	Конечное состояние
${}^4\text{He} + {}^4n$ тетранейтрон	${}^4\text{He}$	4n	$p - {}^4n$	${}^4\text{He} + p + {}^4n$
${}^4\text{He} + {}^4n$ тетранейтрон	4n	${}^4\text{He}$	$p - {}^4\text{He}$	${}^4\text{He} + p + {}^4n$
${}^4\text{He} + {}^2n + {}^2n$ динейтронный конденсат	${}^6\text{He}^*$ ${}^6\text{He}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2n$	2n	$p - {}^2n$	${}^4\text{He} + p + {}^2n + {}^2n$
Фоновый процесс – развал				${}^4\text{He} + p + n + n + n + n$

Расчет квазисвободного рассеяния снова проводится в спектаторной модели – угол вылета спектатора ${}^4\text{He}$ близок к 0° , а его кинетическая энергия близка к $4/8$ максимальной энергии. Двумерные диаграммы $E_p - E_{\text{He}}$ и $\Theta_p - \Theta_{\text{He}}$ для случая рассеяния протона на тетранейтроне показана на рис. 4.20 (область 3). Для КСР на коре ${}^4\text{He}$ кинематические события будут группироваться в области 2.

В случае динейтронного конденсата протон выбивает один динейтрон, второй динейтрон с кором ${}^4\text{He}$ переходит в состояние, лежащее выше развала ${}^6\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ и 2n . Последовательно испускается второй динейтрон, а затем оба динейтрона распадаются по каналу ${}^2n \rightarrow n + n$. Диаграммы для квазиупругого рассеяния протона на одном динейтроне конденсата, с последующим испусканием второго динейтрона, показаны на рис. 4.20 (области 4).

Остальные зависимости кинематических переменных, полученные при моделировании с кором ${}^4\text{He}$ схожи с зависимостями, показанными на рис. 4.16 – 4.18.

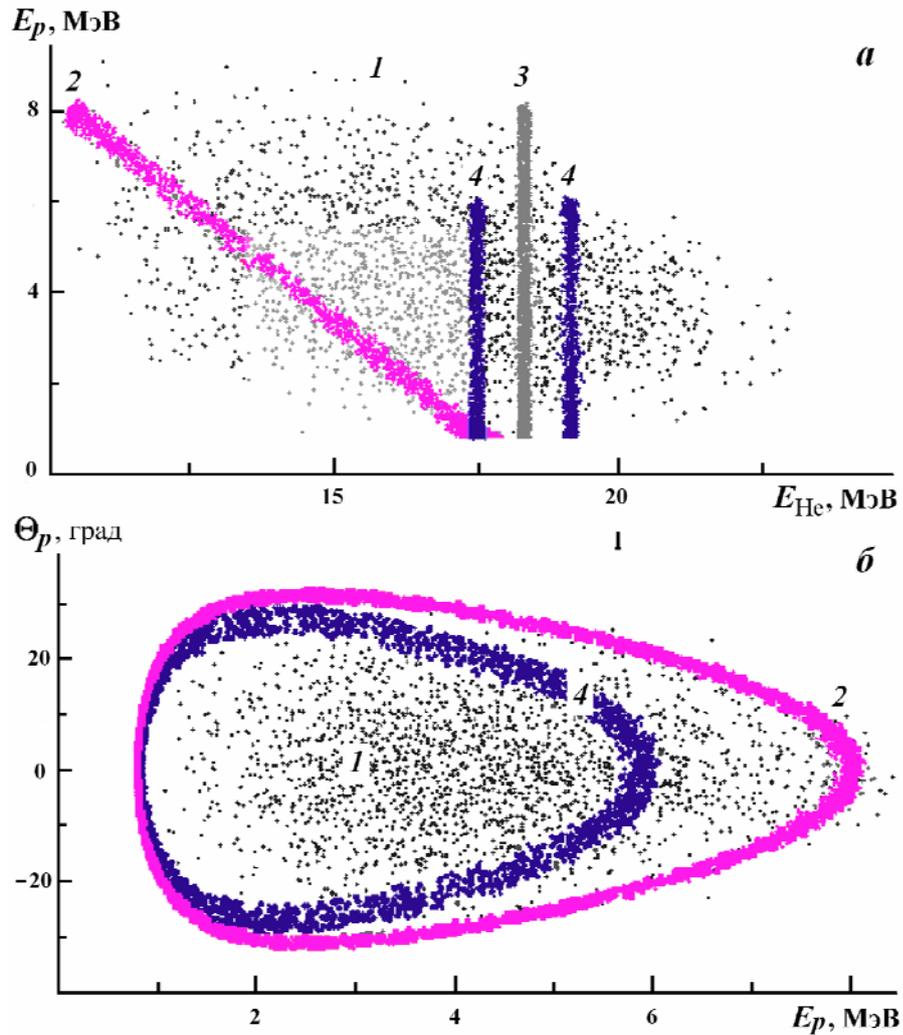


Рис. 4.20. Результаты кинематического моделирования для кластеризации ${}^8\text{He}$ с кором ${}^4\text{He}$ – двумерные диаграммы в координатах, как на рис. 4.16. На рисунке: области 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n + n + n$, 2 – КСР $p-{}^4\text{He}$, 3 – КСР $p-{}^4n$, 4 – КСР $p-{}^2n$.

4.5.5. Сравнение результатов кинематического моделирования и предложение эксперимента

На рис. 4.21 приведена сводная диаграмма результатов кинематического моделирования для реакций ${}^8\text{He} + p$, на которой наиболее наглядно проявляются кинематические области, соответствующие энергиям частиц из реакций для случаев различной кластеризации ядра ${}^8\text{He}$. Видно, что, во-первых процессы на структурах с кором ${}^6\text{He}$ занимают область 1, отличную от процессов с кором ${}^4\text{He}$ (область 2). Во-вторых, и внутри этих областей возможно разделение процессов, для которых гало состоит из одного или двух кластеров, например 2n (динейтрон) или $n + n$ (cigar-like), 4n

(тетранейтрон) или ${}^2n + {}^2n$ (динейтронный конденсат). Такое наглядное проявление кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$ и самого нейтронного гало дает хорошую возможность наблюдать это проявление в реальном эксперименте.

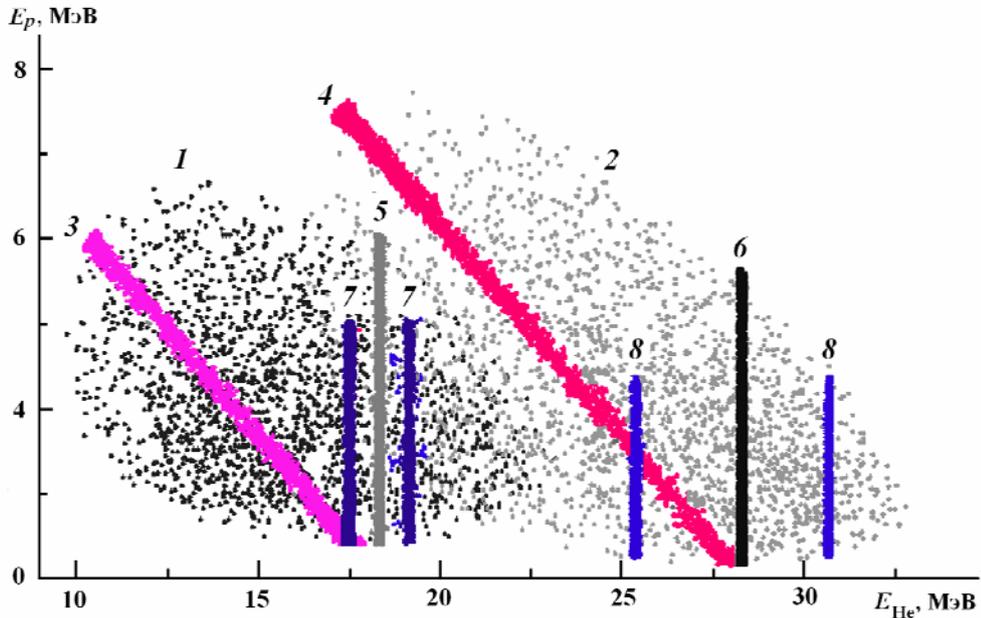


Рис. 4.21. Двумерная диаграмма $E_p - E_{\text{He}}$ в координатах энергий протонов и ядер гелия. На рисунке: области 1 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n + n + n$, 3 – КСР $p-{}^4\text{He}$, 5 – КСР $p-{}^4n$, 7 – КСР $p-{}^2n$, соответствуют кластеризации ${}^8\text{He}$ с кором ${}^4\text{He}$; области 2 – область фоновых событий для реакции развала ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + p + n + n$, 4 – КСР $p-{}^6\text{He}$, 6 – КСР $p-{}^2n$, 8 – КСР $p-n$, соответствуют кластеризации ${}^8\text{He}$ с кором ${}^6\text{He}$. Энергия налетающего ядра ${}^8\text{He}$: $E_1 = 40$ МэВ.

Эксперимент такого типа можно провести на пучке ${}^8\text{He}$. Эксперимент очень простой и состоит в регистрации заряженных частиц из реакций ${}^8\text{He} + p$. Наиболее просто это можно реализовать при облучении фотоэмульсии пучком ${}^8\text{He}$. Условия – энергия ${}^8\text{He} \sim 40 - 60$ МэВ. Максимальное интегральное число частиц ${}^8\text{He}$ падающих на пластинку $\square 10^6 \text{ см}^{-2}$, желательный размер пластинки $\square 3 \text{ см} \times 3 \text{ см}$. Затем фотоэмульсии обрабатываются и исследуются треки соответствующие звездам ${}^8\text{He} - {}^6\text{He} + p$ или ${}^8\text{He} - {}^4\text{He} + p$. В первом случае это соответствует структурам ядра ${}^8\text{He}$ с кором ${}^6\text{He}$, а во втором – структурам с кором ${}^4\text{He}$. Определяются параметры звезд и получаем двумерные диаграммы, которые затем анализируются на

наличие событий в областях, соответствующих рассеянию на определенных кластерах.

Таким образом, проведенное моделирование реакции взаимодействия протона с ядром ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике при энергии ${}^8\text{He} - 40$ МэВ позволило получить угловые и энергетические распределения вторичных частиц при различном представлении кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$. Наглядно показано, что существуют выделенные области в угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, которые однозначно связаны с реакциями на определенных кластерах и соответствуют определенным кластерным конфигурациям гало-ядер. Сделаны предложения возможных экспериментов.

4.6. Возможность определения энергии квазисвязанного nn -состояния в реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$

4.6.1. Постановка задачи

Известно, что в свободном состоянии не существует связанного динейтрона, дипротона и даже синглетного дейтрона, имеются только виртуальные синглетные состояния с энергиями порядка 0.1–0.2 МэВ над порогом развала. 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 ${}^6\text{He}$, динейтронная компонента в котором исследовалась, как теоретически, например, в [10–12, 16], так и экспериментально в упругом рассеянии различных радиоактивных легких ядер [13–15]. Двухнейтронное гало в ${}^{11}\text{Li}$ было впервые обнаружено в [13], однако детали ядерной структуры и взаимодействия кор–гало до сих пор полностью не выяснены. Кроме упомянутых ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ интерес может представлять и исследование других гало-ядер, например, ${}^8\text{He}$, в котором

система кор–гало может существовать как ${}^6\text{He} + 2n$, ${}^4\text{He} + 2n + 2n$ или даже ${}^4\text{He} + 4n$.

В ядрах с двухнейтронным гало может существовать дополнительное взаимодействие между кором и динейтроном, приводящее к дополнительному связыванию двух нейтронов. Основная идея предлагаемых нами экспериментов 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 “спектатором”, который в адиабатическом приближении вылетает из зоны реакции без существенных искажений того состояния, который имел первоначально. Можно ожидать, что измеренные nn -корреляции, в частности энергии nn -квазисвязанного состояния, окажутся совсем не те, которые присущи свободной nn -системе.

В работе рассмотрена возможность исследования nn -корреляций в реакциях подхвата кора из ядер ${}^6\text{He}$ или ${}^{11}\text{Li}$:



с регистрацией как заряженной частицы ${}^6\text{Li}$ (${}^{11}\text{Be}$), так и нейтрона (или двух нейтронов) от распада синглетного nn -состояния.

4.6.2. Кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$

Для проверки возможности извлечения данных о нейтрон-нейтронных корреляциях в гало-ядрах проводилось моделирование реакций передачи кора от гало-ядер дейтрону. В качестве примера приведены результаты моделирования для ядра-снаряда ${}^6\text{He}$.

Кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$ проводилось в два этапа. На первом этапе моделируется “квазибинарная” ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + nn$ реакция. При этом, в расчетах “затравочная” масса nn -системы берется как сумма масс двух нейтронов и энергии nn -синглетного

состояния E_{nn} , для которой взято значение 0.15 ± 0.05 МэВ. Оценка энергии E_{nn} соответствует существующим данным по nn -длине рассеяния и возможным отклонением от этого значения. Расчет проводился для энергии ${}^6\text{He}$ -пучка 60 МэВ. Анализ рассчитанных угловых (рис. 4.22а) и энергетических (рис. 4.22б) зависимостей “квазибинарной” реакции позволил выбрать углы вылета фрагментов – $\Theta_{nn} = 14^\circ$, $\Theta_{\text{Li}} = 60^\circ$, $\Phi_{nn-\text{Li}} = 180^\circ$.

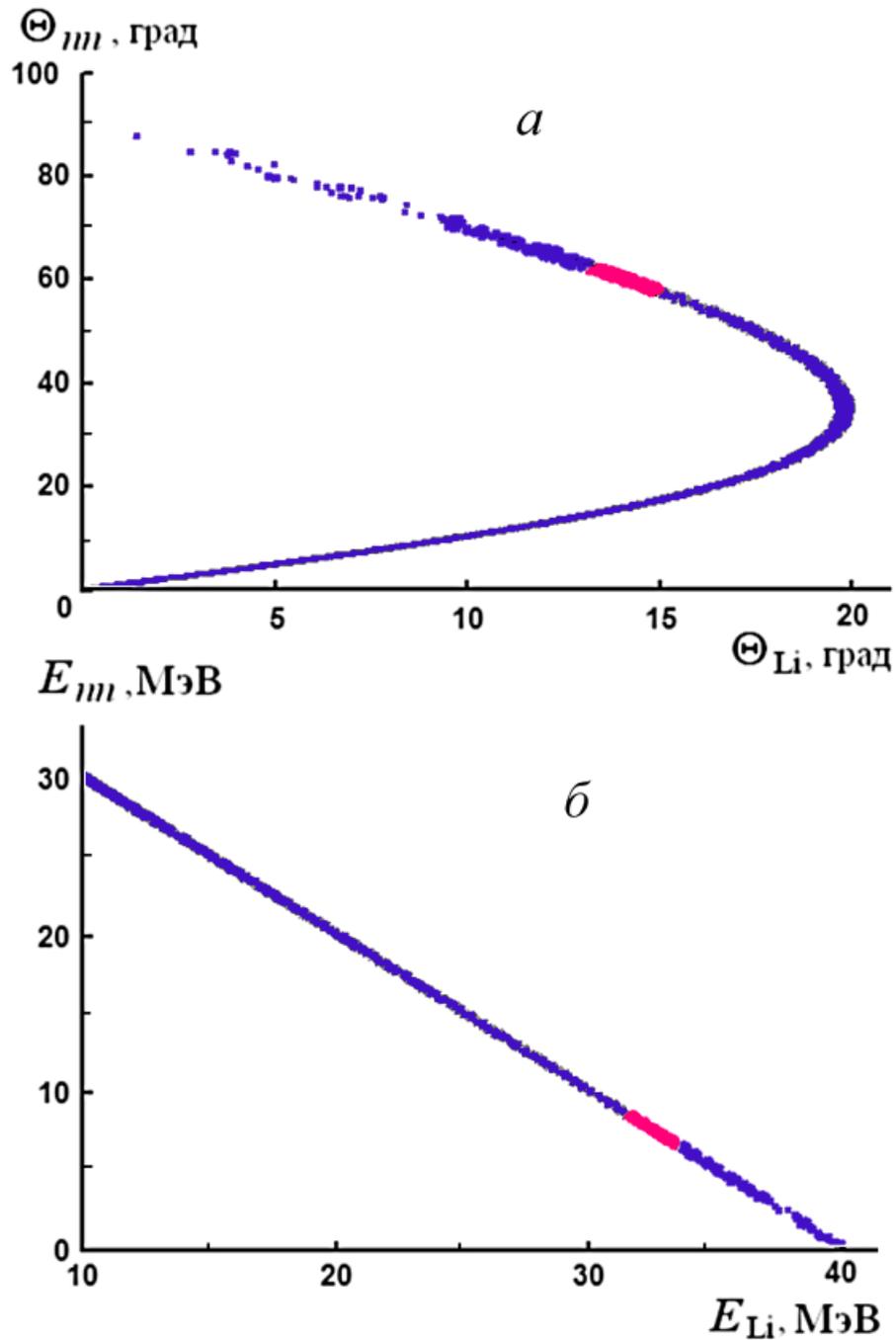


Рис. 4.22. Результаты моделирования квазибинарной реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$: а – двумерная диаграмма $\Theta_{\text{Li}} - \Theta_{nn}$; б – двумерная диаграмма $E_{\text{Li}} - E_{nn}$. Точки – события, отвечающие выбранной геометрии эксперимента.

Углы выбраны так, чтобы соответствующая энергия ${}^6\text{Li}$ была достаточно большой ($E_{\text{Li}} \approx 32$ МэВ) для уменьшения ионизационных потерь, а энергия nn -системы ($E_{nn} \approx 7.5$ МэВ) была относительно небольшой для уменьшения погрешности в определении энергии нейтрона по времени пролета. События для выбранных углов вылета pp - и nn -систем выделены серым цветом на рис. 4.22. Таким образом, в результате моделирования “квазибинарной” реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + nn$ определяются “затравочные” значения углов вылета ядра ${}^6\text{Li}$ и двухнейтронной системы.

На втором этапе моделировалась трехчастичная реакция ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$. При этом условием эксперимента (и моделирования) являлась регистрация в совпадении двух частиц – ${}^6\text{Li}$ и нейтрона под углами равными или близкими к углам вылета фрагментов (${}^6\text{Li}$ и nn), определенными в “квазибинарной” кинематике.

Кинематическое моделирование реакции с тремя частицами в конечном состоянии проводилось при энергии пучка ${}^6\text{He}$ 60 МэВ и углах регистрации $\Theta_n = 14^\circ$, $\Theta_{\text{Li}} = 60^\circ$, $\Phi_{n-\text{Li}} = 180^\circ$. В результате моделирования получался массив событий со всеми параметрами (энергиями, импульсами и углами вылета) для всех вторичных частиц, которые были использованы для построения различных двумерных диаграмм и спектров. На рис. 4.23а представлена рассчитанная двумерная диаграмма $E_n - E_{\text{Li}}$ для всех событий полного развала, а на рис. 4.23б представлен соответствующий энергетический спектр одного из нейтронов.

Для каждого отобранного события относительная энергия нейтрон-нейтронной системы, т.е. превышение энергии nn -системы над суммой масс двух нейтронов, рассчитывается по формуле:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Delta\Theta \right), \quad (4.5)$$

где E_1 и E_2 – кинетические энергии нейтронов, а $\Delta\Theta$ – угол их разлета в лабораторной системе. Отметим, что при развале возбужденного состояния

nn -системы с энергией E_{nn} , вылетающие нейтроны будут обладать относительной энергией, равной энергии уровня.

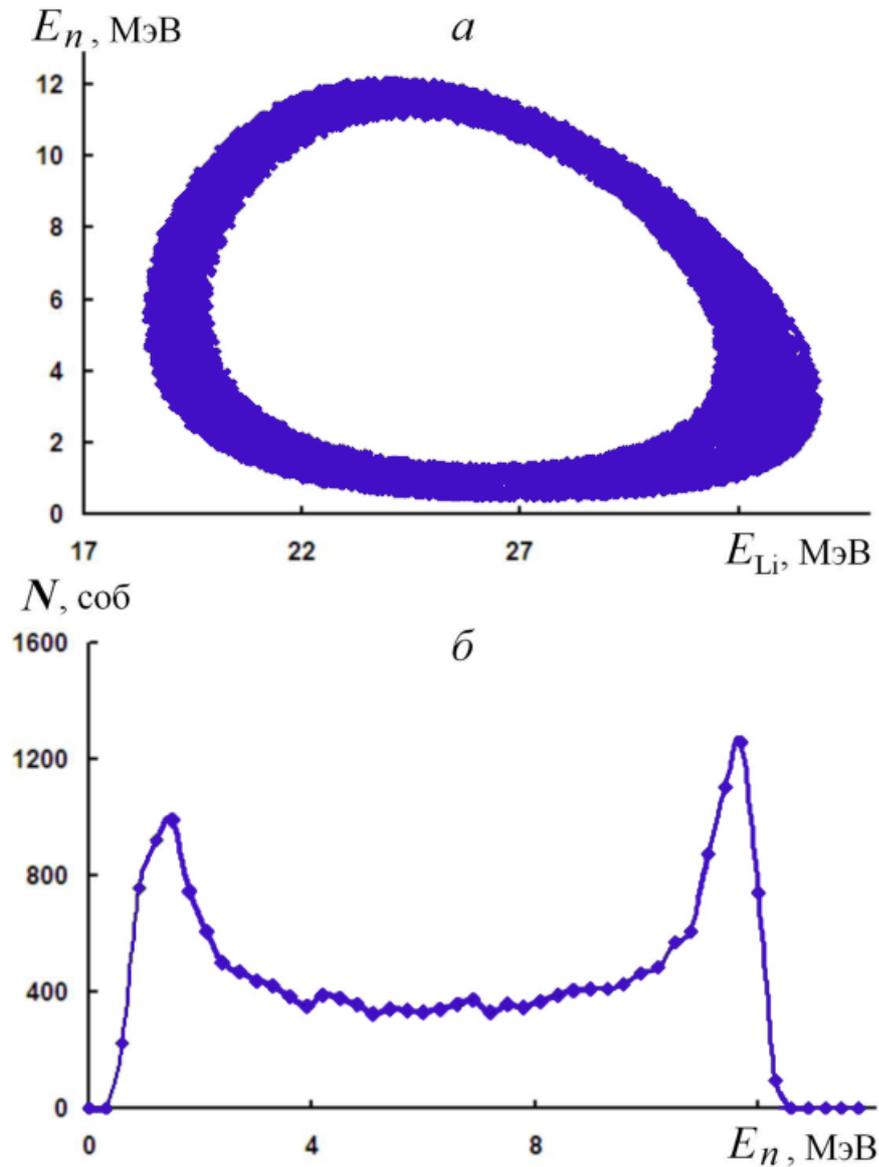


Рис. 4.23. Результаты моделирования реакции ${}^6\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$: *a* – двумерная диаграмма $E_n - E_{\text{Li}}$, *б* – энергетический спектр нейтрона.

На рис. 4.24 представлена моделированная зависимость относительной энергии nn -системы от энергии ${}^6\text{Li}$. Видно, что, представляющая интерес в эксперименте область малых относительных энергий ($\varepsilon \sim 0 - 300$ кэВ) достигается при максимальных энергиях ядра ${}^6\text{Li}$. Таким образом, исследование этой области возбуждения, позволяет применить

дополнительное условие на отбор событий (как при моделировании, так и в эксперименте), например, $E_{Li} > 30$ МэВ.

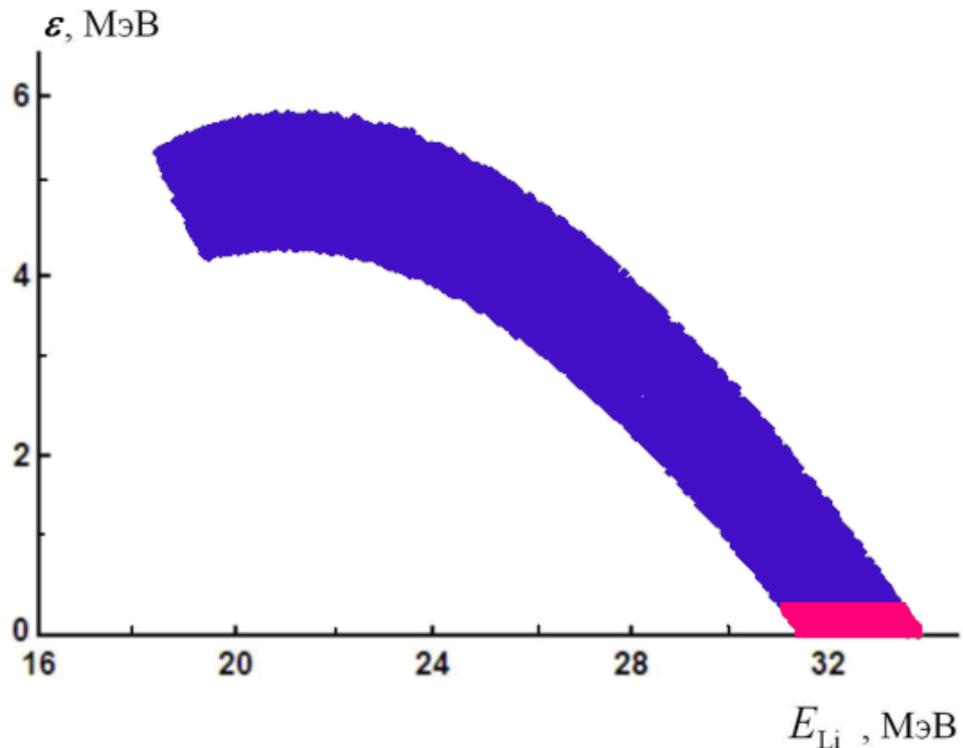


Рис. 4.24. Двумерная диаграмма $\varepsilon - E_{Li}$, красная область соответствует относительной энергии nn -системы $\varepsilon < 300$ кэВ.

4.6.3. Определение энергии квазисвязанной nn -системы

Для определения энергии квазисвязанного состояния nn -пары будет применена методика, позволяющая определить эту энергию по форме энергетического спектра нейтрона, испускаемого при развале этого состояния [21]. При условии детектирования нейтрона под углом вылета nn -системы в двухчастичной реакции, попасть в детектор может только нейтрон, вылетевший в системе ц.м. или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$). Проведем отбор моделированных событий с определенным значением относительной энергии. На рис. 4.25 видно, что события, отвечающие развалу квазисвязанного состояния nn -системы с энергией, например, $E_{nn} = 90 \pm 5$ кэВ, приводит к структуре, как в двумерных диаграммах, например, $E_{n1} - E_{Li}$ (рис. 4.25а), так и в энергетическом спектре нейтронов (рис. 4.25б).

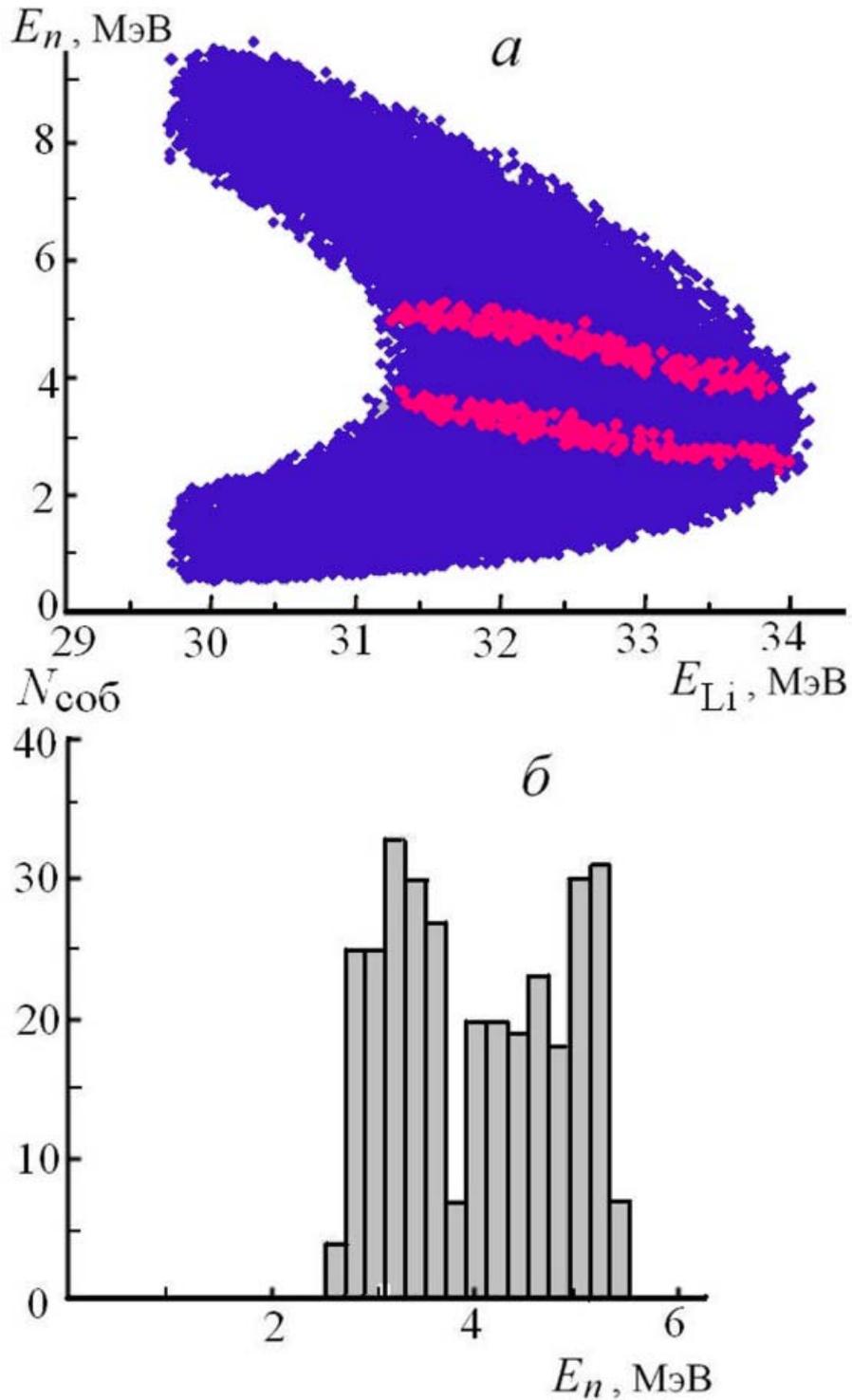


Рис. 4.25. Результаты моделирования: *a* – двумерная диаграмма $E_{nn}-E_{Li}$, светлый участок выделяет события, соответствующие развалу nn -состояния с энергией $E_{nn} = 90 \pm 5$ кэВ; *б* – энергетический спектр нейтронов из развала этого nn -состояния.

Однако, хотя на двумерной диаграмме (рис. 4.25*a*) видны четко разделенные области с определенным расстоянием между ними, энергетический спектр, получаемый как проекция на ось E_n , может не дать

четкой картины (рис. 4.25б), особенно в случае малых значений E_{nn} . В этом случае может быть проведена оптимизация энергетического спектра путем поворота осей координат на некоторый угол и переходу к новым смешанным координатам:

$$E'_1 = E_1 \cos \alpha - E_2 \sin \alpha \quad (4.6)$$

$$E'_2 = E_1 \sin \alpha + E_2 \cos \alpha, \quad (4.7)$$

где α – угол поворота, E_1 и E_2 – кинетические энергии нейтрона и ${}^6\text{Li}$ до поворота и E'_1 и E'_2 – координаты после поворота (рис. 4.26). Видно, что после поворота осей пики в спектре разделяются лучше и можно определить расстояние между ними. Проведенное моделирование показало, что для экспериментальных условий, приведенных выше, расстояние между пиками в энергетическом спектре нейтронов зависит от энергии квазисвязанного состояния nn -пары и при изменении E_{nn} от 50 до 250 кэВ возрастает от ~ 1 МэВ до 3 МэВ.

Таким образом, исследование энергетических (времяпролетных) спектров нейтронов, регистрируемых под углом близким к углу вылета nn -системы в совпадении с заряженной частицей, позволит получить информацию об энергии квазисвязанного состояния, т.е. о степени корреляции нейтронов в гало-ядрах. Методика извлечения такой информации проверена в исследовании нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^S + (pp)^S \rightarrow n + n + p + p$ при энергии дейтронов 15 МэВ на циклотроне НИИЯФ МГУ. Данная реакция может проходить через образование в промежуточном состоянии синглетных пар – $(nn)^S$ и $(pp)^S$. В кинематически полном эксперименте с регистрацией двух протонов и нейтрона было получено значение энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы. Значение энергии состояния $E_{nn} = 76 \pm 6$ кэВ было определено из χ^2 -анализа экспериментального времяпролетного спектра нейтрона от развала $(nn)^S$ -системы и результатов моделирования, зависящих от этой энергии [58-59].

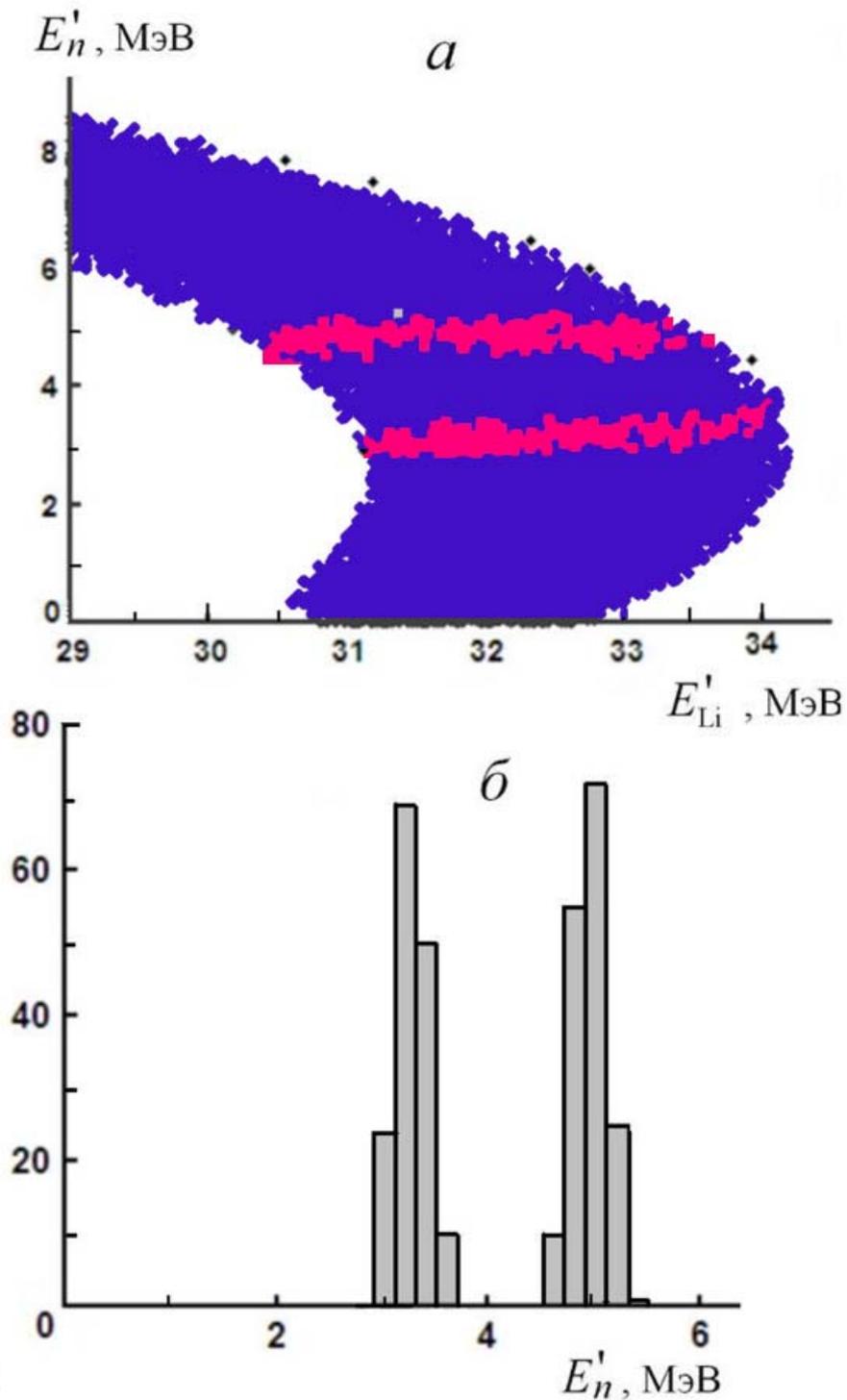


Рис. 4.26. То же, что и на рис. 4.25, но после процедуры поворота осей согласно формулам (4.6, 4.7).

4.6.4. Предложение эксперимента для обнаружения nn -корреляций в гало-ядрах

Для определения энергии nn квазисвязанных состояний в гало-ядрах предлагается проведение исследования реакций передачи кора на пучках радиоактивных нейтроноизбыточных ядер. При исследовании реакций (4.3–

4.4) будет использован пучок ${}^6\text{He}$ (${}^{11}\text{Li}$) с энергией $\sim 5\text{--}10$ МэВ/нуклон и тонкая мишень из дейтерированного полиэтилена. В эксклюзивном эксперименте будут регистрироваться как заряженная частица (${}^6\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$), так и один или два нейтрона. Углы регистрации должны соответствовать кинематике двухчастичной реакции с вылетом динейтрона и заряженной частицы. Заряженные частицы (${}^6\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$) будут регистрироваться телескопом кремниевых детекторов с возможностью разделению событий по типу частицы, используя $\Delta E - E$ диаграммы ионизационных потерь. Энергия заряженных частиц будет найдена по суммарной потере энергии в телескопе. Нейтроны будут детектироваться жидкими сцинтилляторами, с возможностью n - γ разделения по форме сигнала, а их энергия будет определяться по времени пролета на базе 1–2 м. относительно стартового сигнала с кремниевого детектора.

В эксперименте будут получены времяпролетные спектры нейтронов, регистрируемых в совпадении с заряженными частицами. Из анализа формы временных спектров нейтронов будут определены энергии nn -квасисвязанных состояний. На основе определения этих энергий (и в случае их отличия от значений для свободных nn -пар) будут проведены оценки эффективного притяжения, возникающего между нейтронами гало в поле третьей частицы (кора).

4.7. Выводы

Предложен экспериментальный метод изучения структуры двухнейтронного гало в реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах гало-ядер. Реакция изучается в обратной кинематике на пучке ${}^6\text{He}$, облучающем стопку ядерных фотоэмульсий. Стопка из четырех ядерных фотоэмульсий (ФЭ) облучалась пучком радиоактивных гало-ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 60 МэВ в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ). При этом ядра водорода, входящие в состав ФЭ, служили в качестве ядер-мишеней.

Создана методика, позволяющая выделять события рассеяния протонов (ядер водорода) на кластерах ядра ${}^6\text{He}$. При этом картина ${}^6\text{He}$ - p взаимодействия представляет собой трехлучевую звезду (трек первичного ядра ${}^6\text{He}$ и треки вторичных частиц – протона и ${}^4\text{He}$). Для каждой звезды определяются пробег (энергия) первичной частицы (${}^6\text{He}$) до точки взаимодействия, углы испускания и пробеги (энергии) вторичных частиц (${}^4\text{He}$, p).

Проведено кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He}+p\rightarrow p'+C+S$, где кластеры C и S составляют гало ядро: кластер C принимает участие в КСР, а кластер S является спектатором. Рассмотрены два случая: рассеяние протона на динейтроне и на одиночном нейтроне гало.

При сравнении экспериментальных данных с кинематическими расчетами 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.

Рассмотрена возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона. Проведено моделирование реакции взаимодействия протона с ядром ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике при энергии ${}^8\text{He}$ – 40 МэВ. Получены угловые и энергетические распределения вторичных частиц при различном представлении кластерной структуры ядра ${}^8\text{He}$. Наглядно показано, что существуют выделенные области в угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, которые однозначно связаны с реакциями на определенных кластерах и соответствуют определенным кластерным конфигурациям гало-ядер.

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. Показано, что исследование формы энергетических спектров нейтронов в совпадении с заряженной частицей, позволит получить информацию об энергии квазисвязанного состояния, т.е. о степени корреляции нейтронов в гало-ядрах. В случае их отличия от значений для свободных nn -пар будут проведены оценки эффективного притяжения, возникающего между нейтронами гало в поле третьей частицы (кора).

Материал главы основан на работах [38-48, 60, 63].

Глава 5. Получение данных об энергии виртуального состояния nn -системы в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$

5.1. Эксперименты по прямому определению энергии синглетного состояния

Известно, что нарушение зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил, т.е. различие ядерных nn - и pp -взаимодействий, является малым эффектом, который согласно современным представлениям связан с различием масс u - и d -кварков, их зарядов и магнитных моментов. Так как синглетное s -состояние двух нуклонов почти связано (существует виртуальное состояние с энергией, близкой к нулю), длины рассеяния a_{nn} и a_{pp} (после исключения кулоновских эффектов), как и величины энергий соответствующих синглетных состояний, весьма чувствительны к небольшим различиям nn - и pp -потенциалов. При этом энергия виртуального уровня E_{NN} связана с длиной нуклон-нуклонного рассеяния a_{NN} и радиусом действия ядерных сил r_{NN} соотношением [112]:

$$\frac{1}{a_{NN}} = -\left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{NN} \frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots \quad (5.1).$$

Таким образом, для получения количественной оценки эффекта НЗС, необходимы точные данные об энергиях синглетных двухнуклонных состояний. Такая информация может быть получена при исследовании реакций с двумя нуклонами в конечном состоянии.

В работе [131] энергия pp -синглетного состояния определялась в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s \rightarrow n + n + p + p$. В неполном кинематическом эксперименте измерялись энергии и углы вылета двух протонов. Получено значение $E_{pp}^s = 450 \pm 50$ кэВ (несвязанное, лежащее выше порога развала на два протона). Основываясь на результатах этого эксперимента, в работе [132] была определена энергия синглетного “динейтрона” $E_{nn}^s = -210 \pm 140$ кэВ. Авторами nn -состояние было определено как виртуально связанное с энергией связи ~ 0.2 МэВ.

Энергия “синглетного дейтрона” np^s определялась в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow d^s + d^s \rightarrow p + n + p + n$ в кинематически полном эксперименте с регистрацией

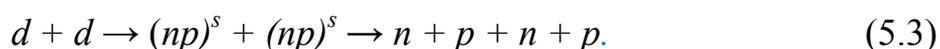
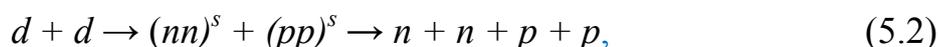
трех частиц [133]. Для энергии синглетного np -состояния E_{np} было получено значение 52 ± 12 кэВ.

Значение энергии синглетного np -состояния, пересчитанное из значения np -длины рассеяния $a_{np} = -23.5 \pm 0.8$ фм [84] при помощи соотношения (5.1), составляет $E_{np} = 67 \pm 5$ кэВ. Видно, что в пределах ошибок расхождение значений не существенное.

В работе [134] было заявлено о наблюдении эмиссии динейтрона при распаде нейтроноизбыточного ядра ^{16}Be . “Динейтронный” характер распада подтверждался, по мнению авторов, близкими углами разлета двух нейтронов. Однако позднее в работе [135] было отмечено, что nn -взаимодействие в конечном состоянии, не включенное в описание распада, приводит к корреляции углов вылета и без необходимости включения динейтронного распада. Возможно, определение энергии квазисвязанного состояния могло бы позволить говорить о динейтроне, связанном в ядре ^{16}Be (о динейтронном кластере).

Таким образом, следует отметить, что результаты имеющихся на данный момент работ по определению энергий синглетных двухнуклонных состояний недостаточно полны и требуют уточнения.

В работе [136] рассматривалась реакция dd -развала, которая может идти с образованием в промежуточном состоянии различных синглетных двухнуклонных систем $(nn)^s$, $(pp)^s$, $(np)^s$:



В работе было отмечено, что доминирующим механизмом реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ является образование и распад синглетных дейтронов по схеме $d + d \rightarrow d^* + d^* \rightarrow p + p + n + n$, сопровождаемый переворотом спинов и изоспинов обоих дейтронов (двойным спин-флипом). В работе [5] нами было предложено определение энергий синглетных квазисвязанных nn , pp и np -состояний двухнуклонной системы в реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ в рамках единой экспериментальной схемы. В работе [21] нами было показано,

что в реакциях с образованием и развалом квазисвязанного nn -состояния и при условии, что детектирование нейтрона происходит под углом вылета nn -системы в двухчастичной реакции, попасть в детектор могут только “развальные” нейтроны, вылетающие в системе ц.м. nn -системы или вперед ($\sim 0^\circ$), или назад ($\sim 180^\circ$). В результате получается специфический энергетический (и соответствующий ему временной) спектр, характеризующийся двумя пиками с расстоянием между ними, зависящим от энергии квазисвязанного состояния.

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 по форме спектра “развального” нейтрона в полном кинематическом эксперименте.

5.2. Кинематическое моделирование реакции dd -развала

Для определения кинематики эксперимента, необходимых параметров экспериментальной установки и возможности определения энергии виртуального nn -состояния проведено моделирование реакции dd -развала.

5.2.1. Моделирование двухчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + (pp)$

Моделирование кинематики реакции dd -развала при энергии дейтронов 15 МэВ [61] проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалась “квази-двухчастичная” реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow nn + pp$, при этом “затравочные” массы двухнуклонных nn и pp систем берутся в достаточно широком диапазоне $m_{2n} = 2m_n + E_{nn} \pm \Delta_n$ и $m_{2p} = 2m_p + E_{pp} \pm \Delta_p$, где $E_{nn} = 0.16$ МэВ и $E_{pp} = 0.4$ МэВ – средние значения энергий синглетных уровней, соответствующие существующим средним оценкам a_{nn} и a_{pp} в литературе (пересчитанные по соотношению (5.1), а $\Delta_n = 0.1$ МэВ и $\Delta_p = 0.2$ МэВ – интервалы возможных отклонений от средних величин. При этом выбор кинематики не будет зависеть от конкретных значений энергий синглетных состояний. Анализ

двумерных диаграмм $\Theta_{2p} - \Theta_{2n}$ (рис. 5.1) и $E_{2p} - E_{2n}$ (рис. 5.2) полученных при моделировании двухчастичной реакции позволил выбрать оптимальную геометрию с углами вылета двухнуклонных систем ($\Theta_{2p} = 27^\circ$, $\Theta_{2n} = -36^\circ$, $\Phi = 180^\circ$). В этой геометрии соответствующая энергия $2p$ -системы достаточно велика ($E_{2p} \approx 6.5$ МэВ) для уменьшения ионизационных потерь протонов, а энергия $2n$ -системы ($E_{2n} \approx 4$ МэВ) “относительно невелика” для уменьшения погрешности в определении времени пролета нейтрона. Оптимальные углы вылета и энергии $2p$ - и $2n$ -систем отмечены стрелками на рис. 5.1–5.2.

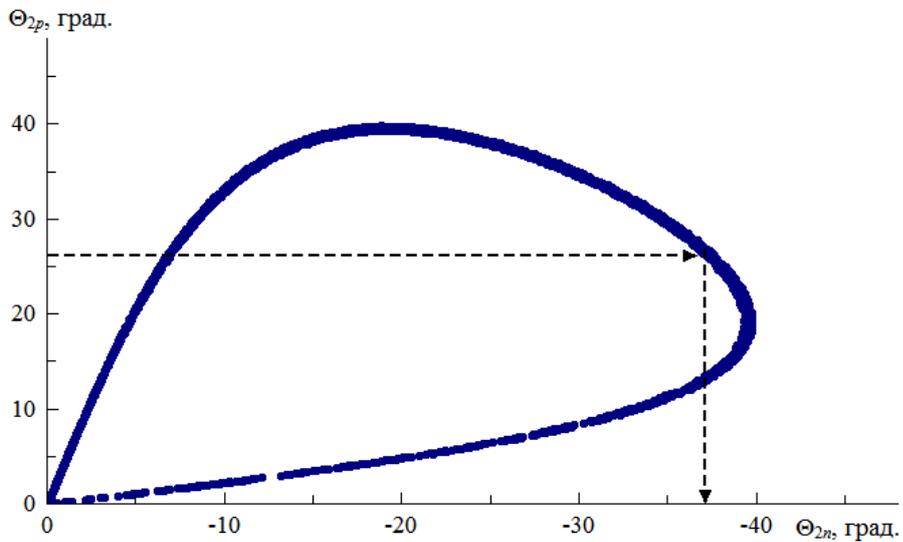


Рис. 5.1. Моделированная двумерная диаграмма $\Theta_{2p} - \Theta_{2n}$ для реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$ при энергии дейтронов 15 МэВ. Стрелками отмечены оптимальные углы вылета двухнуклонных систем.

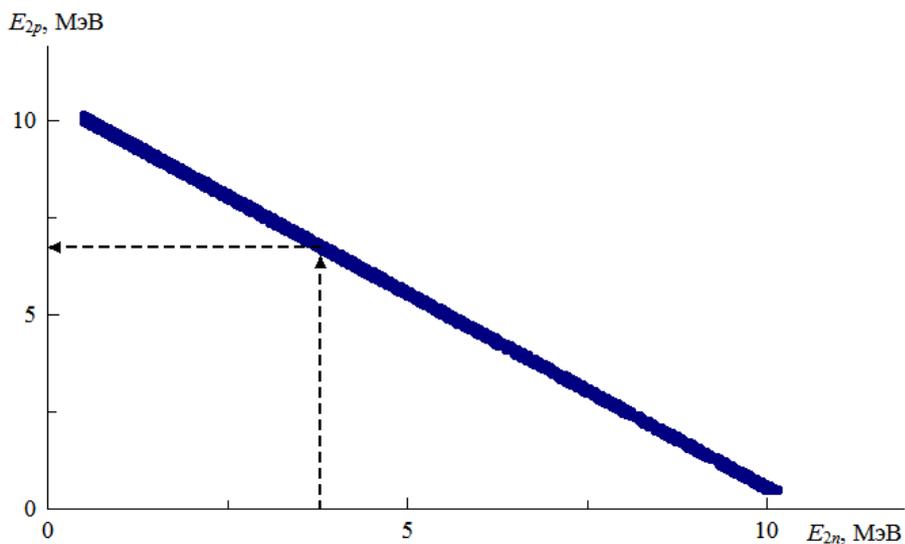


Рис. 5.2. Моделированная двумерная диаграмма $E_{2p} - E_{2n}$ для реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$ при энергии дейтронов 15 МэВ. Стрелками отмечены сопряженные кинетические энергии двухнуклонных систем.

5.2.2. Моделирование четырехчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$

Анализ диаграмм, полученных на первом этапе и представленных на рис. 5.1 и 5.2, позволил выбрать углы регистрации двух протонов и нейтрона – $\Theta_n \approx 36^\circ$ и $\Theta_p \approx 27^\circ$. При этом предполагалось условие, что оба протона регистрируются одним детектором, а нейтрон регистрируется под углом близким к углу вылета динейтронной системы.

Далее проводилось кинематическое моделирование реакции с четырьмя частицами в конечном состоянии – $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$. Кинематика рассчитывалась при следующих условиях: энергия налетающих дейтронов – 15 МэВ, углы регистрации – $\Theta_n = 36^\circ \pm 1.2^\circ$, $\Theta_{p1} = \Theta_{p2} = 27^\circ \pm 1.2^\circ$. При этом разброс углов вылета при моделировании определялся аксептансом, применяемых в эксперименте детекторов. Программа отбирала из событий с произвольно заданными на входе энергиями всех частиц и углом вылета нерегистрируемого второго нейтрона, только события, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. На выходе программы получался массив событий с определенными энергиями и углами вылета всех вторичных частиц. Эти параметры будут использованы для построения различных двумерных диаграмм и спектров.

5.2.2.1. Моделирование относительной энергии двух нейтронов

Приняв во внимание условие регистрации двух протонов одним телескопом, рассмотрим результаты моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ для вторичных нейтронов. Так на рис. 5.3а представлена моделированная двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$ для всех событий реакции, а на рис. 5.3б представлен спектр относительной энергии двухнейтронной системы ε (4.5).

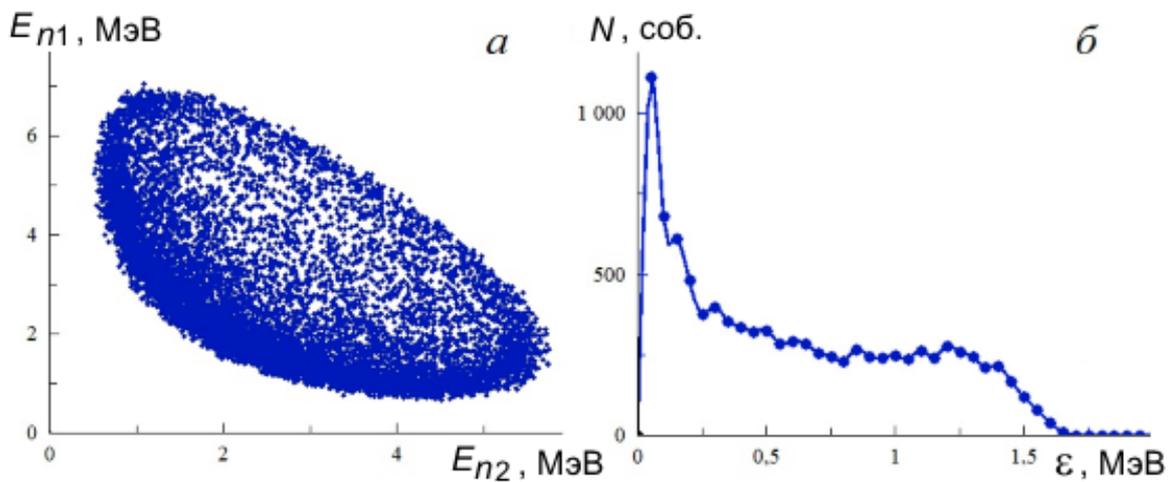


Рис. 5.3. Моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ при энергии $E_d = 15$ МэВ: *а* – двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$; *б* – спектр относительной энергии двух нейтронов ϵ . Углы регистрации: $\Theta_n = -36^\circ \pm 1.2^\circ$; $\Theta_{2p} = 27^\circ \pm 1.5^\circ$.

Для каждого события с вылетом двух нейтронов относительная энергия nn -системы, т.е. превышение полной энергии над суммарной массой двух нейтронов, рассчитывается по формуле (4.5) через кинетические энергии и угол разлета нейтронов. На рис. 5.4 представлена моделированная зависимость относительной энергии двух нейтронов от суммарной энергии двух протонов. Видно, что для всех кинематически разрешенных событий развала два нейтрона могут иметь относительную энергию в интервале от 0 до ~ 1.8 МэВ. При этом, представляющая интерес область малых энергий возбуждения ($\epsilon \sim 0-300$ кэВ) соответствует максимальной суммарной энергии протонов. Таким образом, для исследования представляющей интерес области относительной энергии $\epsilon = 0-300$ кэВ, следует применить дополнительный отбор событий (как при моделировании, так и в эксперименте) с условием $E_{p1} + E_{p2} > 4.5$ МэВ. Можно напомнить, что в эксперименте с регистрацией двух протонов одним детектором величина $E_{p1} + E_{p2}$ и будет определяться.

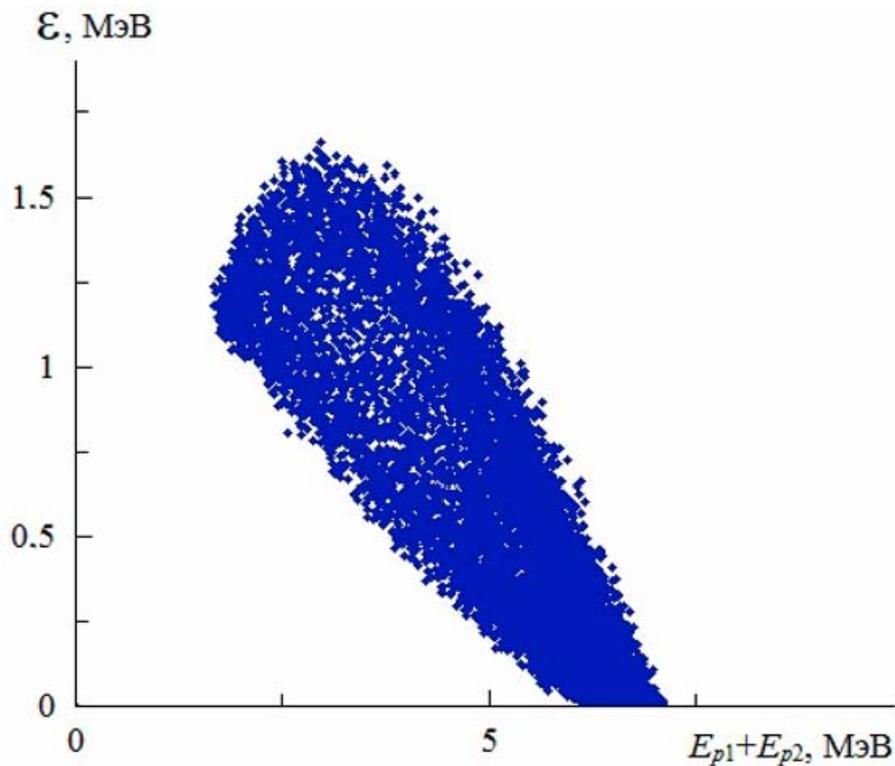


Рис. 5.4. Моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$: Двумерная диаграмма $\varepsilon - (E_{p1} + E_{p2})$. Параметры моделирования те же, что и на рис. 5.3.

5.2.2.2. Моделирование энергетического (временного) спектра нейтронов

На рис. 5.5 представлены результаты моделирования – двумерные диаграммы $E_{n1} - E_{n2}$ и энергетические спектры нейтронов для всех кинематически разрешенных событий dd -развала и событий с относительной энергией в интервале $\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma$. Видно, что отбор событий с определенной относительной энергией nn -системы приводит к структуре как в двумерной диаграмме, (рис. 5.5а), так и в энергетическом спектре нейтронов(рис. 5.5б).

Ранее [21, 50] нами было показано, что в реакциях с образованием и распадом квазисвязанных NN -состояний и при условии, что детектирование частицы происходит под углом соответствующим вылету NN -системы в двухчастичной реакции, получается специфический энергетический спектр (и соответствующий ему спектр времени пролета), характеризующийся двумя пиками с расстоянием между ними, зависящим от энергии квазисвязанного состояния E_{nn} . Такая форма спектра обусловлена тем, что

попасть в детектор могут только частицы от развала, вылетающие в системе ц.м. или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$).

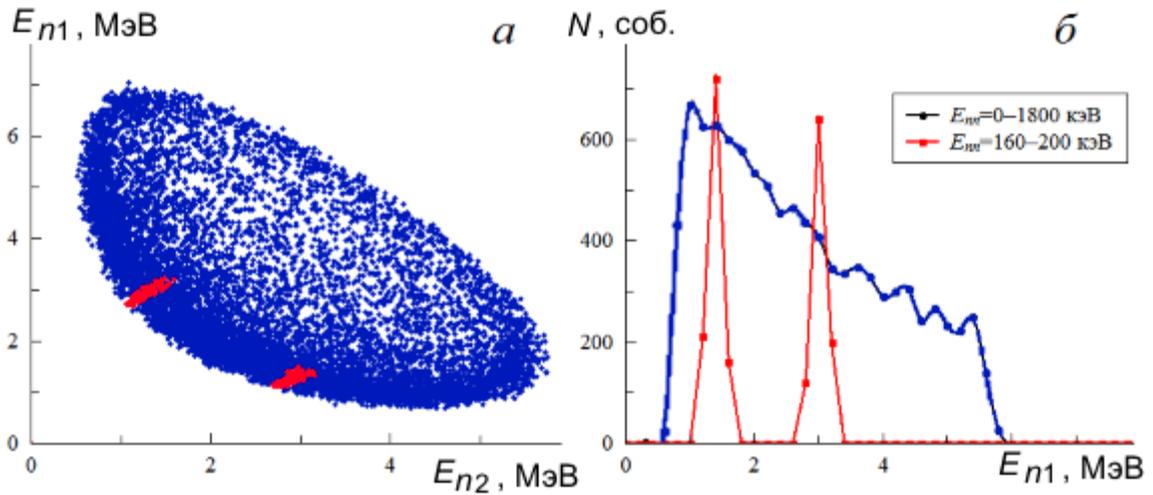


Рис. 5.5. Результаты моделирования: *a* – двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$. Черным цветом указаны все события без отбора по ε , красным цветом отмечены события с $\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma = 180 \pm 20$ кэВ; *б* – энергетический спектр нейтронов: черная линия соответствует всем событиям без отбора по ε , красная линия – событиям с $\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma = 180 \pm 20$ кэВ. Параметры моделирования те же, что и на рис. 5.3.

В эксперименте для нейтронов будут получены времяпролетные спектры. Поэтому представленные далее расчеты будут касаться временных спектров с времяпролетной базой $L=0.79$ м. На рисунке 5.6 показаны моделированные времяпролетные спектры для определенной относительной энергии двух нейтронов ε в интервале $E_{nn} \pm \Gamma$ (соответствующей развалу виртуального nn -состояния с определенной энергией E_{nn}). Видно, что отбор событий с различными энергиями состояния приводит к спектрам с различными временными интервалами между пиками – чем больше энергия виртуального nn -состояния, тем больше расстояние между пиками.

Сравнение временных спектров нейтронов, отобранных для определенного значения энергии виртуального nn -состояния, например для $E_{nn} = 120$ кэВ, и различных интервалов $\Gamma = 20; 70; 110$ кэВ (рис. 5.7), показывает, что изменение величины интервала влияет в основном на

“замытие” области между пиками и небольшому смещению пика с большим значением времени пролета к середине распределения.

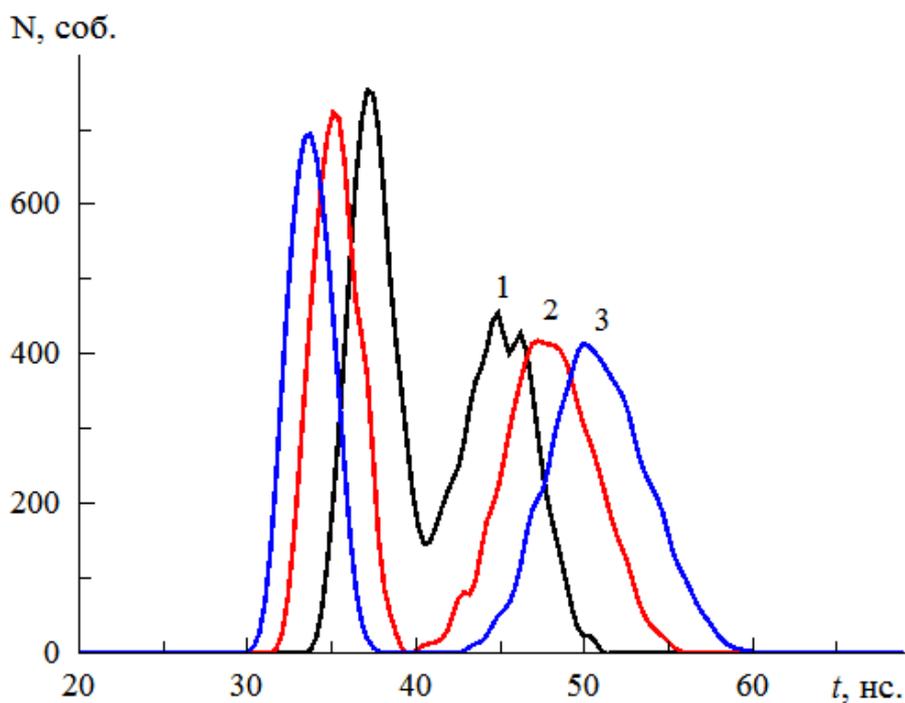


Рис. 5.6. Моделированные времяпролетные спектры нейтронов для событий с $\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma$: 1 — $E_{nn} = 50$ кэВ, $\Gamma = 30$ кэВ; 2 — $E_{nn} = 120$ кэВ, $\Gamma = 70$ кэВ; 3 — $E_{nn} = 200$ кэВ, $\Gamma = 100$ кэВ.

Таким образом моделирование реакции dd -развала показало, что при определенных кинематических условиях эксперимента форма временного спектра нейтронов чувствительна к величине энергии виртуального nn -состояния.

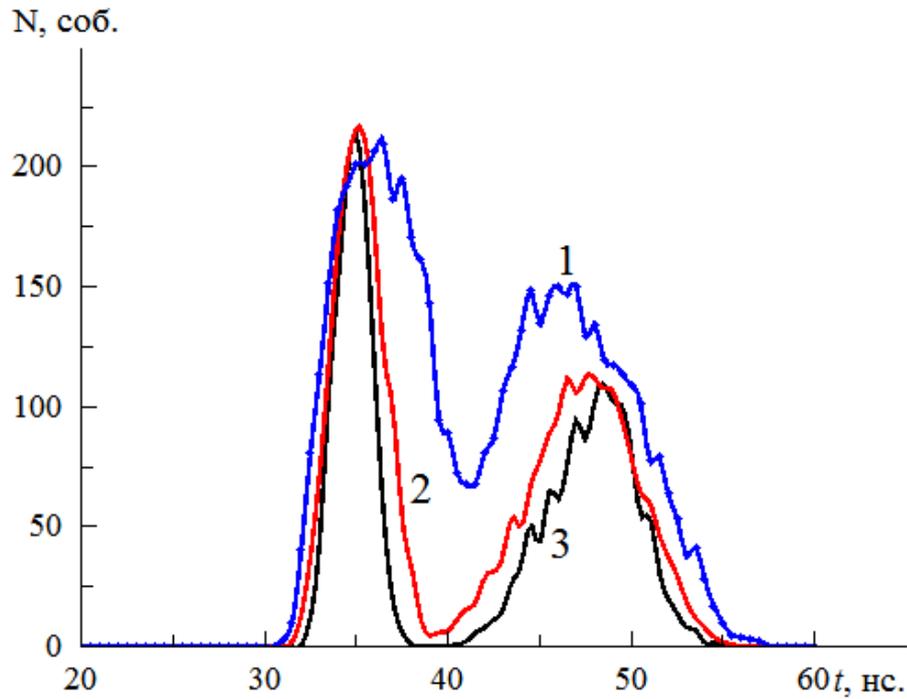


Рис. 5.7. Моделированные времяпролетные спектры нейтронов для событий с $\varepsilon = E_{mn} \pm \Gamma$: $E_{mn} = 120$ кэВ и 1 – $\Gamma = 30$ кэВ, 2 – $\Gamma = 70$ кэВ и 3 – $\Gamma = 110$ кэВ.

5.3. Экспериментальная установка

5.3.1. 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 потере 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).

Результаты моделирования показали также, что для получения данных об энергии квазисвязанного состояния двух нейтронов с хорошей точностью необходимы следующие параметры системы:

- а) относительное разрешение по энергии заряженных частиц не хуже 0.01 (для выделения сорта частиц по $\Delta E-E$ диаграммам),
- б) относительное разрешение по энергии нейтронов не хуже 0.03 (что соответствует, например, временному разрешению 0.6 нс при времяпролетной базе 1–2 м),
- в) возможность нейтрон-гамма разделения событий в нейтронном детекторе с показателем качества разделения (т.н. FOM) не хуже 1.

5.3.2. Системы сбора на основе ЦСП

При измерениях с регистрацией нескольких частиц возникает необходимость получения достаточно большого объема информации об амплитудных и временных параметрах сигналов, полученных с различных детекторов. Это требует в свою очередь значительного количества аналоговой и цифровой аппаратуры.

В последнее время различными фирмами налажено производство цифровых сигнальных процессоров или дигитайзеров – Digital Pulse Processors (DPP) [137]. При этом, применение дигитайзеров позволяет получить компактную мобильную систему сбора данных, расположить ее около детектирующей аппаратуры, работать с минимальным мертвым временем. В описываемом эксперименте такая система сбора строилась на блоках DT5742 [138] и DT5720 [139] фирмы CAEN. Внешний вид блоков показан на рис. 5.8.

Это многоканальные блоки позволяют непосредственно принимать сигналы от предусилителей или фотоумножителей детекторов, оцифровывать сигналы с детекторов и преобразовывать их в пакет сжатых данных для передачи на основной компьютер.



Рис. 5.8. Цифровые сигнальные процессоры фирмы CAEN: блок DT5742 (левый рисунок) и блок DT5720 (правый рисунок).

Дигитайзеры заменяют одновременно несколько модулей – аналоговых и цифровых (формирователей, усилителей, пиковых детекторов, амплитудно-цифровых преобразователей (АЦП) либо зарядово-цифровых преобразователей (ЗЦП), дискриминаторов и т.д.). Буферная память дигитайзеров позволяет значительно снизить “мертвое время”. При помощи алгоритмов, реализованных в перепрограммируемых управляющих микропроцессорах, возможна обработка сигналов в “on-line” режиме.

Принцип действия цифрового сигнального процессора таков же, как у цифрового осциллографа: входной сигнал непрерывно оцифровывается параллельным аналого-цифровым преобразователем и при срабатывании триггера запуска в буферной памяти сохраняется определенное количество событий, соответствующее заданному заранее времени накопления. Отличие заключается в наличии закольцованной системы хранения данных АЦП, из которой происходит заполнение буферной памяти для переноса выделенных событий, программируемого режима “on-line” обработки и относительной дешевизне одного канала регистрации. Для экспериментов с совпадательными событиями особенно важна многоканальность этих блоков в соединении с внутренне перестраиваемой организацией совпадений.

5.3.3. Схема установки на пучке дейтронов ускорителя У-120

Исследование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{He} + n + n$ проводилось на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ [115] (рис. 5.9).

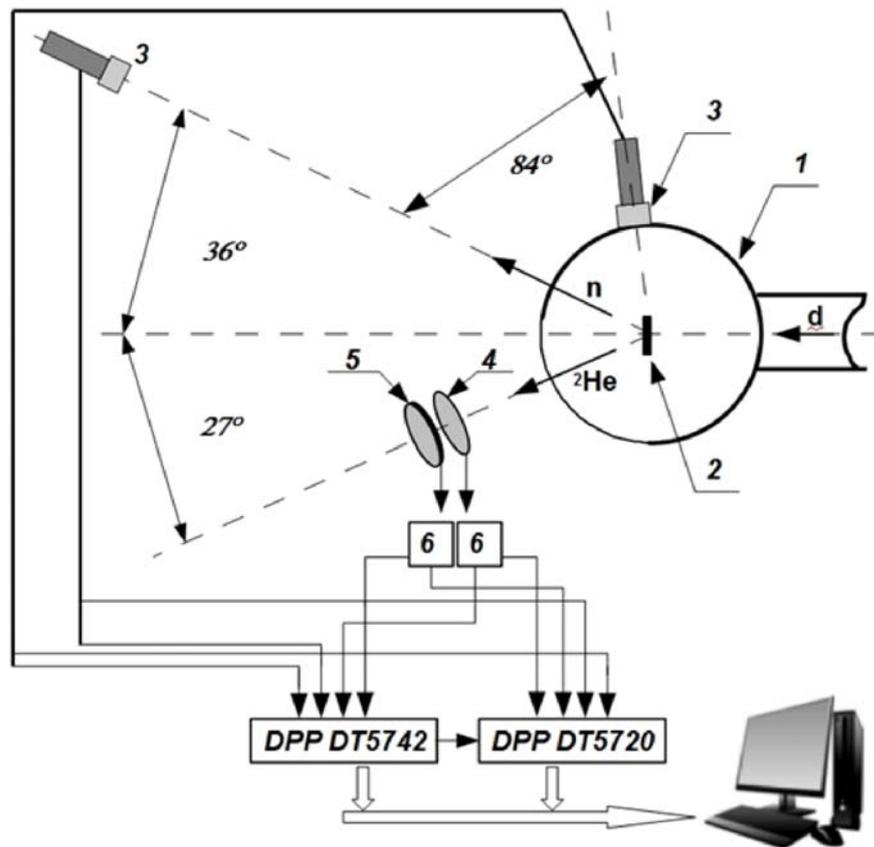


Рис. 5.9. Схема экспериментальной установки для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{He} + n + n$: 1 – камера рассеяния, 2 – CD_2 -мишень, 3 – нейтронные детекторы, 4 – ΔE -детектор, 5 – E -детектор, 6 – предусилители Si-детекторов с амплитудными и временными выходами.

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 ($\text{Ø}23$ 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 $\sim 2\text{--}10$ нА. В качестве мишени использовалась пленка из дейтерированного полиэтилена толщиной ~ 2 мг·см $^{-2}$. Погрешность определения толщины мишени не превышала 5%. В эксперименте, в совпадении детектировались две частицы – заряженная частица ($p+p$) и нейтрон. Неопределенность в углах детектирования заряженных частиц и

нейтронов определялась аксептансами детекторов и составляла $\pm 1.5^\circ$ и $\pm 1.2^\circ$, соответственно. Такое же значение аксептанса детекторов учитывалось при моделировании.

В нашей системе сбора данных временной сигнал от E -детектора запускал быстрый блок DT5742, на который также поступали временные сигналы от ΔE -детектора и нейтронного детектора. Триггерный сигнал блока DT5742 в свою очередь запускал блок DT5720, на входы которого поступали амплитудные сигналы от всех детекторов. Действительному событию соответствовал случай, когда на оба блока поступали сигналы от трех детекторов: ΔE , E и нейтронного детектора.

5.3.4. Регистрация заряженных частиц

Два протона регистрировались ΔE – E телескопом, расположенным под углом 27° . В качестве ΔE - детектора был использован полностью обедненный поверхностно-барьерный кремниевый детектор фирмы ORTEC толщиной ~ 25 мкм, а в качестве E -детектора кремниевый детектор ORTEC с толщиной 316 мкм. Расстояние между этими детекторами составляло ~ 1 см. Сигналы с кремниевых детекторов подавались на гибридные предусилители ORTEC N242A, имеющих два выходных сигнала – временной и амплитудный. Подача напряжения смещения на детекторы осуществлялось при помощи блока CAEN SP5600.

5.3.4.1. Энергетическая калибровка детекторов телескопа

Для амплитудного анализа в нашей системе регистрации использовался ЦСП DT5720. Этот блок имеет следующие характеристики: 4 детекторных входа, $250 \cdot 10^6$ выборок/с (шаг 4 нс, 16000 каналов), разрешение по амплитуде 2^{12} и память на 1250 событий. Осциллограммы сигналов с кремниевых детекторов записывались, и затем анализировались в режиме *offline*. В результате обработки с помощью созданных программ для каждого сигнала с

детекторов, определялось время срабатывания детектора и амплитуда сигнала. Временная информация использовалась для отбора совпадающих событий в детекторах, например события в детекторах ΔE и E от одной заряженной частицы давали приблизительно одну и ту же временную отметку. Амплитуда сигнала с детектора, после калибровки, давала информацию об энергетических потерях в детекторе.

Для энергетической калибровки детекторов заряженных частиц в области энергий до 7-8 МэВ обычно измеряют спектр калибровочного альфа-источника с заранее известными энергиями альфа-частиц. Чтобы избежать потерь энергии альфа-частиц в слое воздуха между источником и детектором, и связанных с этим изменений в их энергии измерение спектра проводится в вакуумной камере. На рис. 5.10а показан измеренный в вакууме энергетический спектр альфа-частиц источника ^{226}Ra . В полученном спектре амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) идентифицируют пики и получают энергетическую калибровку $E = f(N_{\text{кан}})$, где E – энергия в МэВ, $N_{\text{кан}}$ – номер канала АЦП (рис. 5.10б).

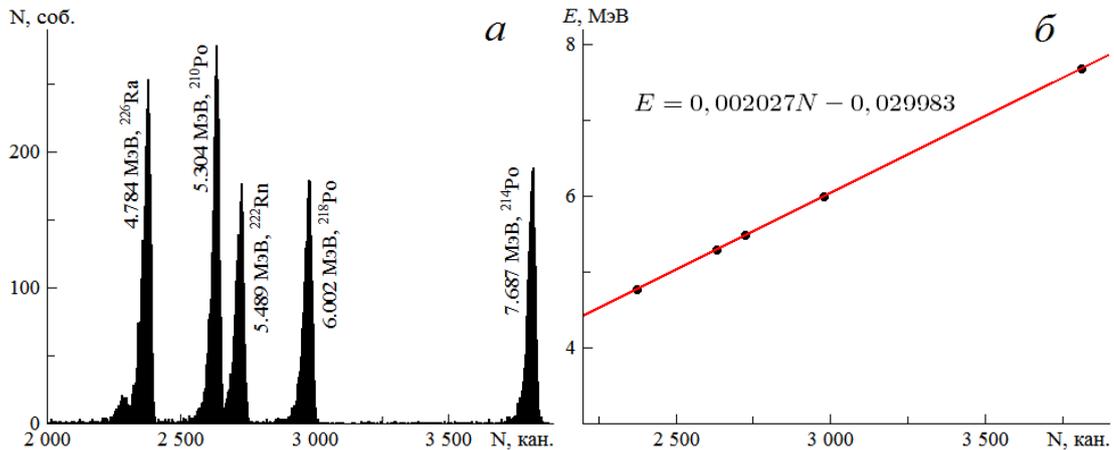


Рис. 5.10. Энергетическая калибровка кремниевого детектора в вакуумной камере. а – энергетический спектр радия-226 и его продуктов распада; б – калибровочная кривая кремниевого детектора.

Однако в эксперименте детекторы были установлены вне камеры рассеяния, и при этом альфа-частицы, зарегистрированные в детекторах, за счет потерь в воздухе на пути источник-детектор (минимальное расстояние 5

мм) имеют энергии отличные от тех, что были бы в вакууме. Таким образом, после установки детекторов в их рабочие положения, не имеется возможности проведения проверочных калибровок в вакуумной камере.

Для этого была создана вычислительная программа, которая позволила моделировать спектр альфа-частиц источника после прохождения различных поглощающих слоев, учитывая геометрию источник–детектор (Приложение 2), и таким образом проводить калибровку детекторов на воздухе. Проведение энергетической калибровки детекторов перед и после измерения на пучке дейтронов позволяло определять суммарную энергию $\Delta E + E$ в телескопе с точностью порядка 10-20 кэВ.

Калибровка кремниевых детекторов проводилась как с помощью альфа-источников, так и по точкам поворота протонного и дейтронного локусов для детекторов заданной толщины. Для этого сравнивались значения потерь в ΔE и E детекторах с значениями моделированных потерь в экспериментальных условиях, рассчитанных по программе, описанной в Приложении 1 к этой главе. Особенно это важно для калибровки ΔE детектора, потери в котором значительно ниже чем энергии доступные для калибровки с помощью α -источника.

5.3.4.2. Выделение событий с регистрацией двух протонов одним телескопом

Известно, что на двумерной диаграмме $\Delta E - E$ обычно видны локусы, соответствующие как однозарядным частицам (протонам, дейтронам), так и двухзарядным частицам (^3He и ^4He). Используя созданную нами программу расчета ионизационных потерь в системе детекторов с учетом всех поглощающих слоев на пути частицы (выходное окно камеры, слои воздуха, потери в ΔE -детекторе) мы могли моделировать $\Delta E - E$ диаграмму для прохождения одно- и двух-зарядных частиц.

Используя программу моделирования реакции $d + ^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ для угла установки $\Delta E - E$ телескопа (27°) и угла установки нейтронного

детектора 36° были рассчитаны события регистрации обоих протонов одним детектором. Соответственно, для каждого смоделированного события были рассчитаны энергии каждого протона. Затем эти энергии были использованы как входные данные для расчета ионизационных потерь. Суммарная диаграмма получалась при условии прохождения заряженной частицы в E -детектор. При этом значительное число событий соответствовало суммарным потерям двух протонов.

На рис. 5.11 показана экспериментальная двумерная ΔE – E диаграмма, полученная в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{p} + {}^2\text{n}$ при условии совпадения сигналов от ΔE , E и нейтронного детектора. На рисунке видны локусы ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, а также протонный и дейтронный локусы. Показана также область диаграммы для событий, полученных в результате моделирования одновременного прохождения двух протонов через ΔE – E телескоп в экспериментальных условиях (углы регистрации и совпадение с нейтроном). Видно, что имеется значительное количество ΔE – E событий попадающих в эту область, находящуюся, в основном, выше протонного и дейтронного локусов.

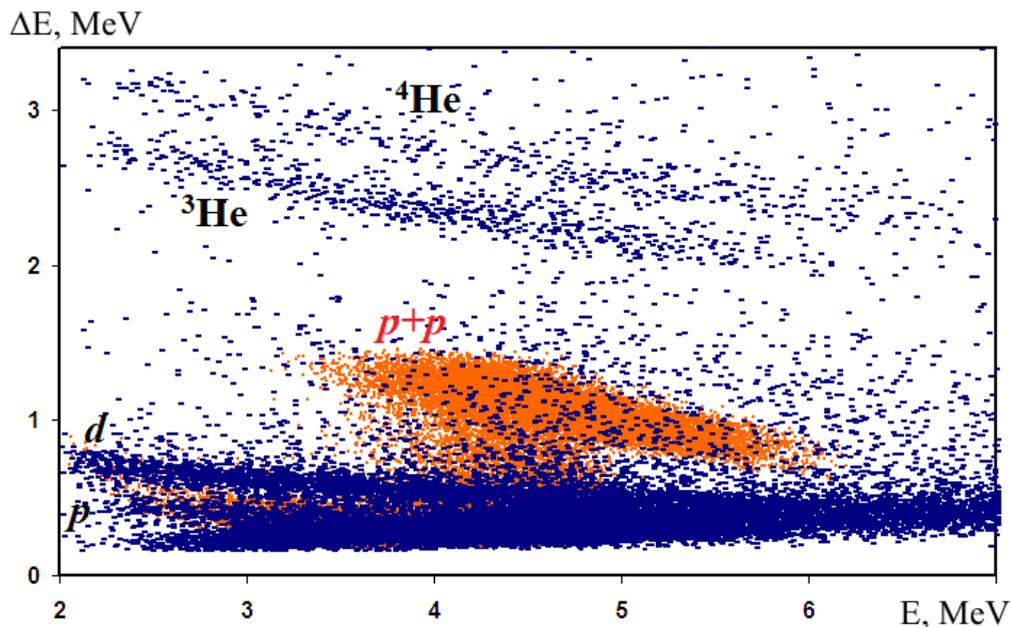


Рис. 5.11. Двумерная ΔE – E диаграмма, полученная в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{p} + {}^2\text{n}$ при условии совпадения сигналов от ΔE , E и нейтронного детектора. Красная область – моделирование прохождения двух протонов через ΔE – E телескоп.

5.3.5. Детектирование нейтронов в установке

Нейтроны детектировались под углом 36° (соответствующим кинематике двухчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow pp + nn$) жидким водородосодержащим сцинтиллятором EJ-301 (аналог NE-213), находящимся на ~ 0.8 м от мишени. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от ΔE -детектора. Для временной калибровки системы еще один нейтронный детектор располагался под углом 84° для регистрации нейтрона из двухчастичной реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$.

5.3.5.1. Оцифровка сигналов нейтронного детектора

Дигитайзер DT5742 имеет следующие характеристики: количество входов $16+1$, максимальная частота оцифровки $5 \cdot 10^9$ выборок $\cdot \text{с}^{-1}$ (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 2^{12} , буферная память на 128 событий. Малый шаг временной развертки (цена канала времяпролетного спектра) 0.2 нс позволил использовать его для временного анализа.

В эксперименте с регистрацией в совпадении нейтрона и заряженной частицы на входы DT5742 подаются сигналы непосредственно с ФЭУ нейтронного детектора и с временных выходов предусилителей кремниевых детекторов. Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора TR0 по сигналу нейтронного либо ΔE -детектора. Доступный диапазон записи по времени – 200 нс ($1024 \cdot 0.2$ нс). Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнении передавались в основной компьютер. На рис. 5.12 представлен пример записываемых осциллограмм.

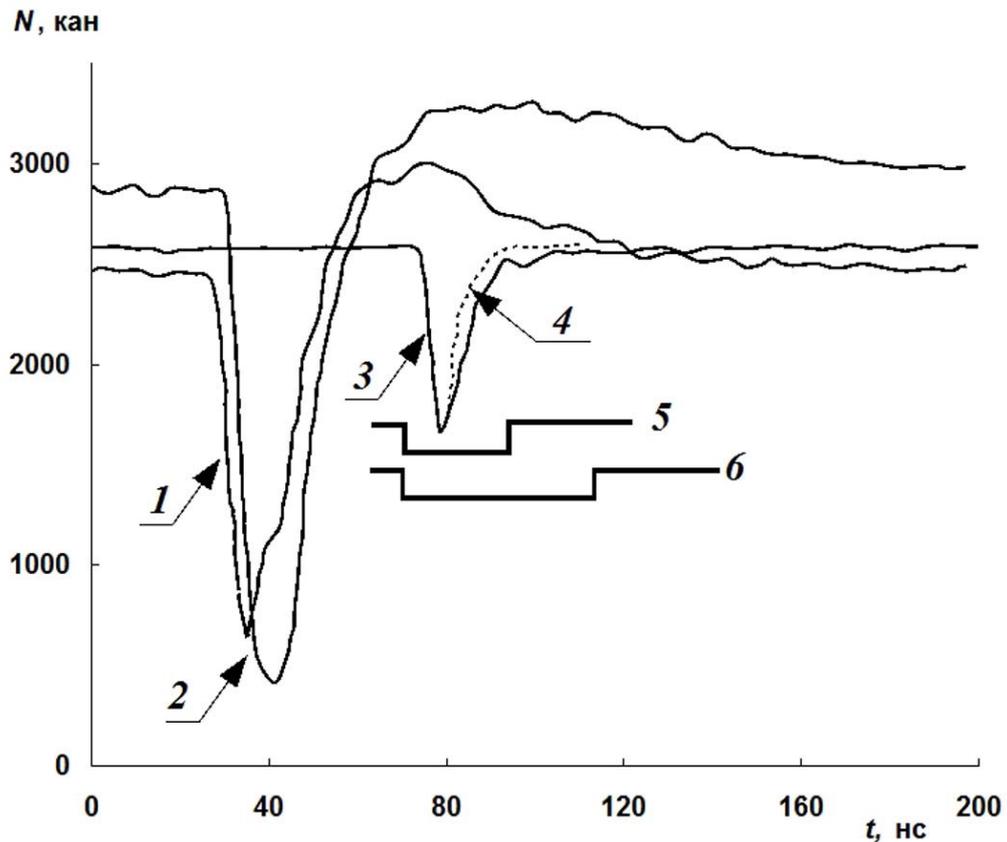


Рис. 5.12. Пример записываемых сигналов на DT5742. Здесь: 1, 2, 3 – сигналы ΔE -, E - и нейтронного детектора, соответственно. Штриховая линия 4 – форма сигнала от гамма-кванта, 5 и 6 – временные интервалы, обычно выбираемые для анализа по форме импульса.

Обработка информации велась только в режиме “off-line”. Она состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах (несколькими способами: со следящим порогом, аппроксимацией формы импульса и т.д.), из цифрового анализа формы импульсов для разделения событий от различных типов частиц, отбора совпадающих событий и получения окончательных энергетических и временных спектров.

5.3.5.2. Временная калибровка нейтронного канала в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$

Для калибровки времяпролетных спектров нейтронный детектор перемещался на угол 83° для регистрации нейтрона из двухчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ [56]. Результаты кинематического моделирования

реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ при энергии пучка дейтронов 15 МэВ показаны на рис. 5.13. Выбранные углы регистрации гелионов (27°) и нейтронов (-83°) и соответствующие этим углам энергия нейтронов отмечены на диаграммах $\Theta_n - \Theta_{\text{He}}$ и $\Theta_n - E_n$ стрелками. В эксперименте стартовый сигнал в блок DT5742 поступал с E -детектора (${}^3\text{He}$), а стоповый – с нейтронного детектора.

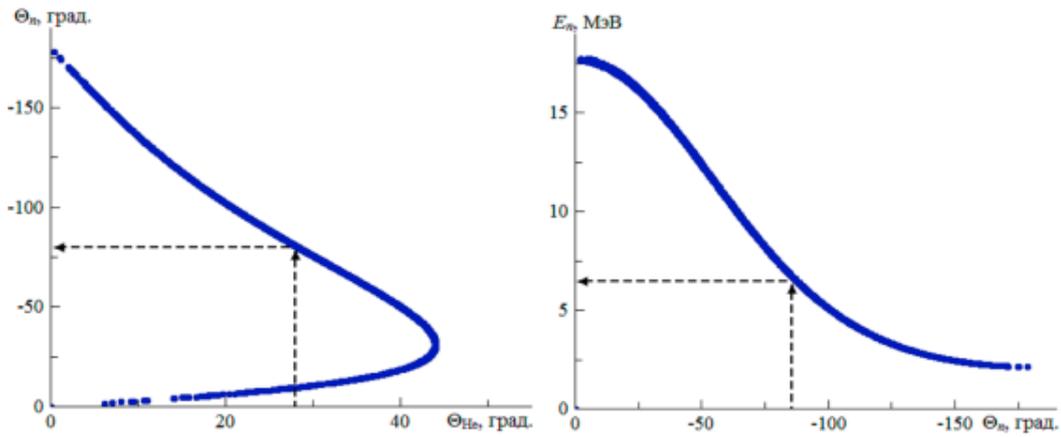


Рис. 5.13. Двумерные диаграммы кинематического моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ при энергии дейтронов 15 МэВ: слева - $\Theta_n - \Theta_{\text{He}}$, справа - $\Theta_n - E_n$. Стрелками показаны выбранные углы регистрации и соответствующая энергия нейтронов.

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. 5.14).

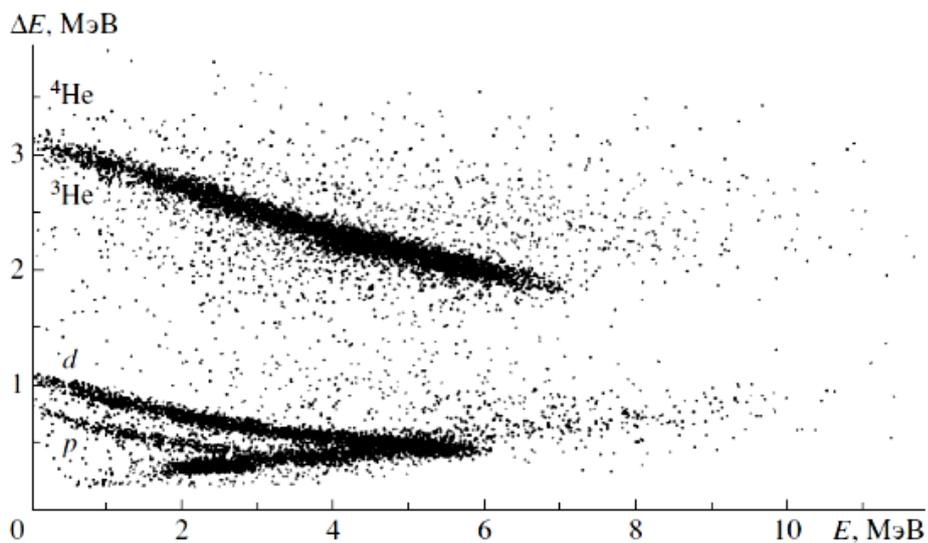


Рис. 5.14. Экспериментальная $\Delta E - E$ диаграмма, полученная при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора (-83°). На

диаграмме отмечены локусы, соответствующие протонам, дейтронам, ^3He и ^4He .

Для каждого отобранного события с помощью блока DT5742 определялась разность времен $\Delta t = t_n - t_{\text{He}}$ между сигналами нейтронного и E -детектора.

Спектр разности времен представлен на рис. 5.15.

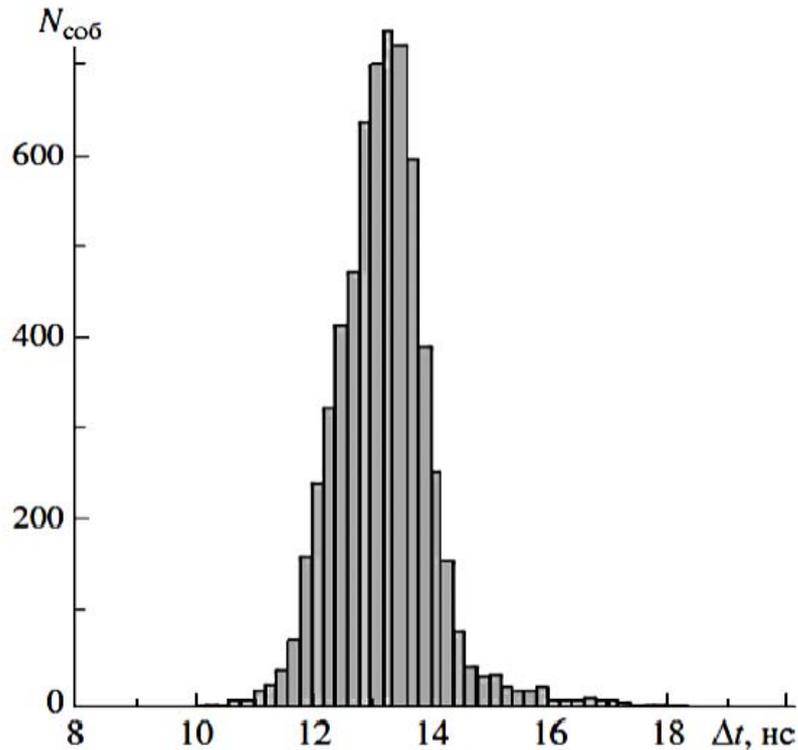


Рис. 5.15. Временной спектр $N(\Delta t)$.

Полученное время (~ 13 нс) характеризует разницу аппаратных задержек в каналах детекторов заряженных частиц и нейтронов, поскольку расстояния до центров детекторов были выбраны таким образом, чтобы частицы (^3He и нейтрон) имели практически одинаковое время пролета от мишени до детектора. Ширина временного пика составляет ~ 1.5 нс, что в значительной степени обусловлено разбросом (± 2.5 см) места образования протона отдачи нейтроном в достаточно длинном водородосодержащем детекторе.

Полученная разность аппаратных задержек была использована далее для калибровки установки по времени.

5.3.5.3. Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами

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. 5.13 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. 5.13) в осциллограмме сигнала, строится следующая функция:

$$PSD = \frac{QL - QS}{QL} \quad (5.4),$$

где QS – сумма оцифрованных амплитуд 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 $A-PSD$, где A – амплитуда импульса. На ней образуются две отдельные области, принадлежность к которым и определяет тип частицы.

Цифровой анализ формы сигнала при использовании дигитайзеров был опробован нами ранее в [54, 56] и подробно описан в Приложении 2 к этой главе. На рис. 5.16 показаны двумерные диаграммы $A-PSD$, полученные для нейтронного детектора в описанном выше эксперименте $d+{}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}+n$. На верхнем рисунке показана диаграмма, полученная для всех событий в нейтронном детекторе, а на нижнем та же диаграмма представлена для совпадательных событий ${}^3\text{He}-n$.

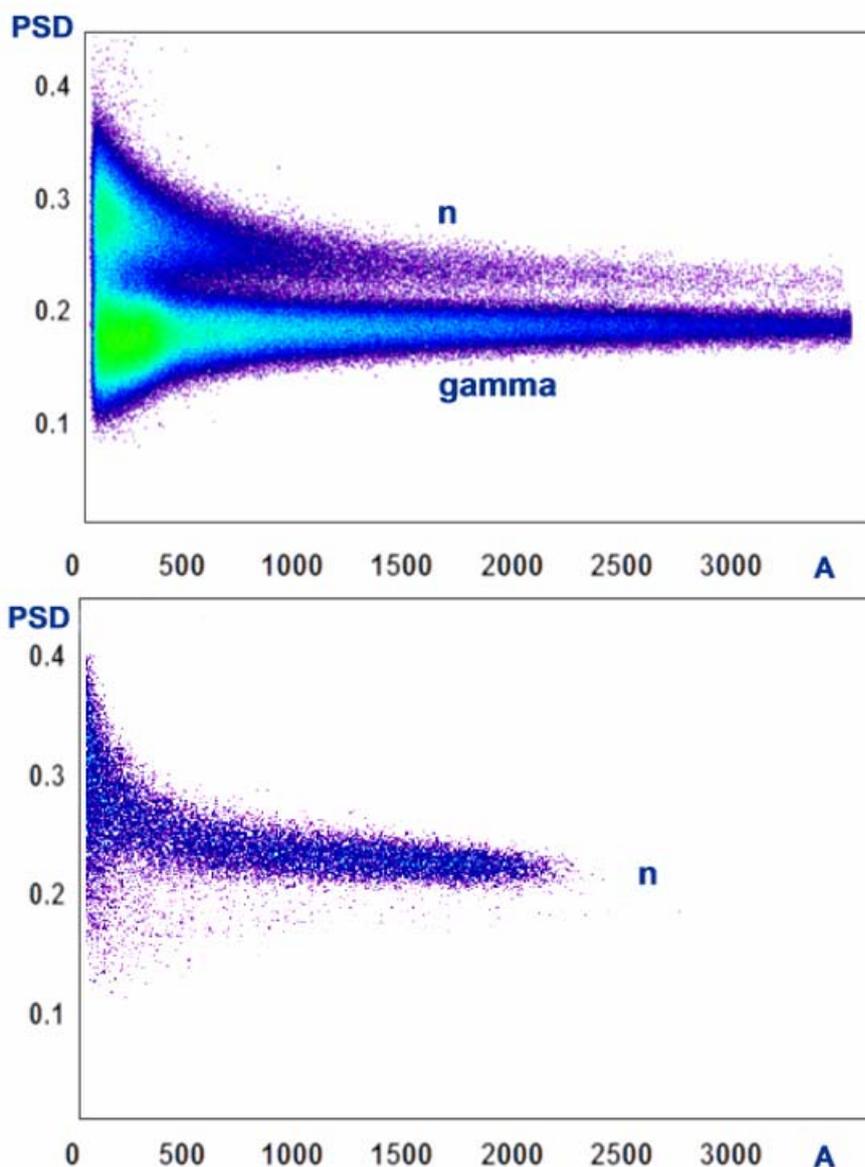


Рис. 5.16. Двумерные диаграммы A – PSD для сцинтиллятора EJ-315, расположенного под углом регистрации 83° : вверху – без совпадений с ΔE - E -телескопом, внизу – в совпадении с ^3He событиями в ΔE - E телескопе, расположенном под углом 27° .

Можно видеть, что даже для несовпадательных событий при значительном вкладе γ -событий возможно однозначное n - γ разделение. Включение совпадений ^3He - n практически полностью исключает γ -события. Таким образом, запись осциллограммы для каждого нейтронного сигнала позволяет в режиме “*offline*” определять все его параметры – амплитуду, время возникновения и параметр PSD и проводить, как определение энергии

нейтрона (по времени пролета), так и отбор нейтронных событий от вызванных γ -квантами.

5.4. Извлечение данных об энергии nn -синглетного уровня в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$

Для получения экспериментального времяпролетного спектра нейтронов были проведены следующие процедуры:

1. Отбор событий, дающих сигналы в трех детекторах – ΔE , E и нейтронном детекторе, при этом ΔE – E -телескоп и нейтронный детектор были установлены на углах, определенных на стадии моделирования;
2. Отбор событий по области, соответствующей одновременной регистрации двух протонов в ΔE – E -телескопе (см. рис. 5.11);
3. Для каждого отобранного по пп. 1 и 2 события определение времени пролета нейтронов, используя временные метки образования сигналов в E - и нейтронном детекторе и результаты временной калибровки установки (раздел 5.3.5.2).

Полученный в результате указанных процедур времяпролетный спектр показан на рис. 5.17.

Экспериментальный спектр сравнивался с результатами моделирования, учитывающими все условия эксперимента. Как при отборе экспериментальных событий, так и при моделировании вводилось ограничение на энергию двух протонов $E_{p1} + E_{p2} > 4.5$ МэВ, которое соответствовало области относительной энергии nn -системы $\varepsilon \approx 0$ –300 кэВ. При моделировании отбирались события с определенными значениями относительной энергии nn -системы в интервале $\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma$, и полученные моделированные времяпролетные спектры нейтронов для различных значений энергии E_{nn} виртуального состояния nn -системы сравнивались с экспериментальным времяпролетным спектром (рис. 5.17).

При этом на первом этапе для каждого значения E_{nn} моделировался времяпролетный спектр для различных значений параметра Γ .

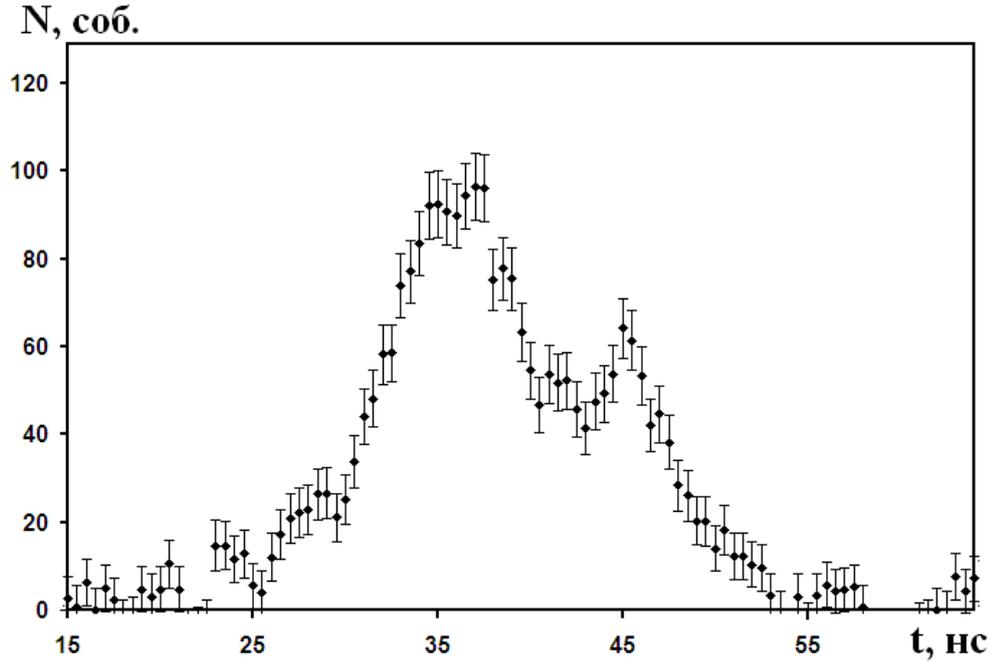


Рис. 5.17. Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$.

Затем проводилась процедура χ^2 подгонки, в процессе которой определялось оптимальное значение параметра Γ для каждого значения E_{nn} . В процессе подгонки минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных $N^{\text{exp}}(t)$ и моделированных $N_{E_{nn}, \Gamma}^{\text{mod}}(t)$ точек временного спектра, даваемое выражением

$$\chi^2(E_{nn}, \Gamma) = \sum_t \frac{(N_{E_{nn}, \Gamma}^{\text{mod}}(t) - A \cdot N^{\text{exp}}(t))^2}{(\Delta N^{\text{exp}}(t))^2}, \quad (5.5)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и моделированного спектров по всей области суммирования t , а $\Delta N^{\text{exp}}(t)$ — статистическая ошибка экспериментальных данных. Для представленных данных интервал суммирования по времени пролета составлял 31–48 нс и включал большую часть наблюдаемой структуры временного спектра. Изменение интервала суммирования незначительно влияла на результаты подгонки. Для каждого

фиксированного значения E_{nn} оптимальная величина Γ^{opt} выбиралась по минимуму χ^2 (5.5) (рис. 5.18). При этом, для каждого значения E_{nn}^i находилось минимальное значение $\chi_{\min}^2(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$.

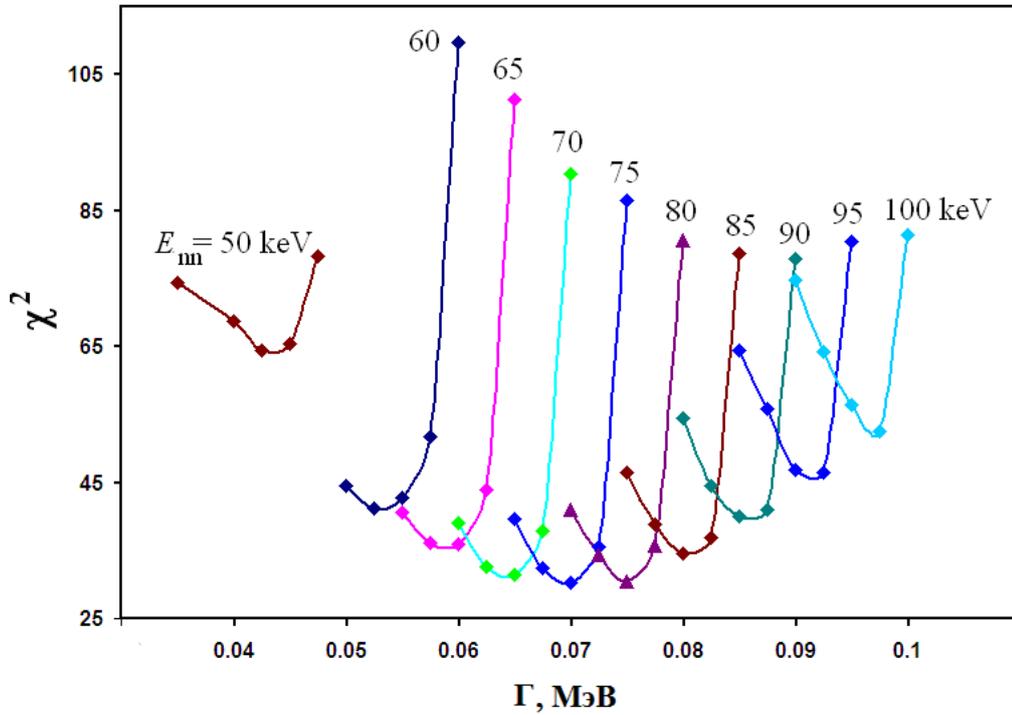


Рис. 5.18. Зависимость $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma)$ от величины Γ^i для различных значений E_{nn}^i . Значения χ^2 получены с использованием формулы (5.5).

На рис. 5.19 экспериментальный времяпролетный спектр сравнивается с различными моделированными спектрами – без выделения по относительной энергии ($\varepsilon = 0-1300$ кэВ) и с выделением интервала по относительной энергии ($\varepsilon = E_{nn} \pm \Gamma$): 1 – $E_{nn} = 160$ кэВ, $\Gamma = 150$ кэВ; 2 – $E_{nn} = 80$ кэВ, $\Gamma = 70$ кэВ и 3 – $E_{nn} = 40$ кэВ, $\Gamma = 35$ кэВ. Для вариантов, с выделением интервала по ε моделирование проводилось для указанных значений E_{nn} с оптимальным значением параметра Γ^{opt} .

На рис. 5.20 представлены минимальные значения $\chi_{\min}^2(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$, полученные на первом этапе подгонки, в зависимости от значений энергии виртуального состояния E_{nn}^i . χ^2 данные подгонялась квадратичным

полиномом, при этом минимальное значение χ^2_{\min} определяет наиболее вероятную величину энергии виртуального состояния, а ошибка в определении E_{nn} дается формулой:

$$\Delta E_{nn} = |E_{nn}(\chi^2_{\min}) - E_{nn}(\chi^2_{\min} + 1)|. \quad (5.6)$$

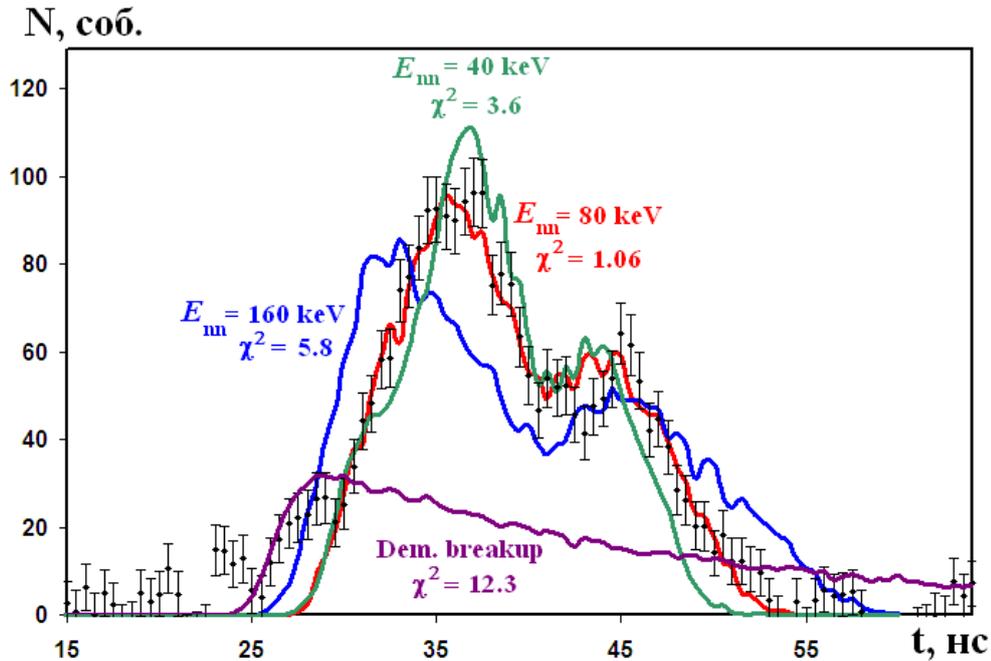


Рис. 5.19. Экспериментальный и моделированные времяпролетные спектры нейтронов. Моделирование: сиреневая линия – без выделения по ϵ , с выделением по ϵ ($\epsilon = E_{nn} \pm \Gamma$): синяя линия – $E_{nn} = 160$ кэВ, $\Gamma = 150$ кэВ; красная – $E_{nn} = 80$ кэВ, $\Gamma = 70$ кэВ, зеленая – $E_{nn} = 40$ кэВ, $\Gamma = 35$ кэВ.

Как видно из рис. 5.20 минимальное значение полинома достигается при $E_{nn} = 76$ кэВ, ошибка в определении этой величины составляет ± 6 кэВ. Таким образом, сравнение экспериментального спектра с результатами моделирования дает наиболее вероятное значение энергии синглетного состояния, образованного в промежуточном состоянии реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^{\text{S}} + {}^2p^{\text{S}} \rightarrow n + n + p + p - E_{nn} = 76$ кэВ ± 6 кэВ, $\Gamma = 70$ кэВ ± 2 кэВ. Этому значению энергии синглетного состояния, согласно формуле (5.1), можно сопоставить значение синглетной длины nn -рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6$ фм [58]. Полученное значение nn -длины рассеяния в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ при энергии дейтронов 15 МэВ значительно отличается от значений длин

рассеяния в экспериментах по nd -развалу ($a_{nn} = -19$ фм до $a_{nn} = -16$ фм). Подробный анализ данного результата, а также данных полученных в реакции $n+{}^2\text{H}\rightarrow p+n+n$, будет проведен в Главе 6.

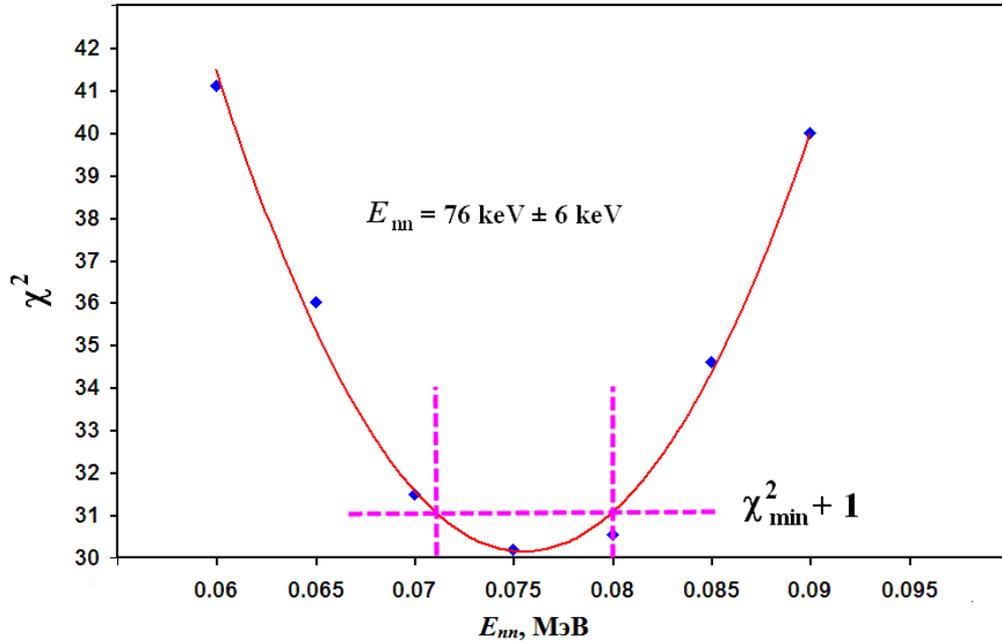


Рис. 5.20. Зависимость $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma^{\text{opt}})$ от величины E_{nn}^i . Кривая – подгонка квадратичным полиномом.

5.5. Выводы

Рассмотрена постановка эксперимента по определению длины nn -рассеяния в реакции $dd\rightarrow pp+nn$ при энергии дейтронов 15 МэВ. Результаты моделирования этой реакции показали, что при условии регистрация двух протонов и нейтрона (под определенными углами с определением их энергий), энергия синглетного состояния nn -системы может быть определена из формы энергетического спектра нейтрона от развала этого состояния.

Проведенное моделирование позволило определить геометрию эксперимента и параметры детектирующей аппаратуры. Определены оптимальные углы регистрации протона и нейтронов, диапазоны энергии регистрируемых частиц.

С учетом результатов моделирования создана экспериментальная установка для исследования реакции $d+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p+p$ на пучке

дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ. Создана и протестирована система сбора информации на основе комбинации цифровых сигнальных процессоров – CAEN DT5742 и 5720, предназначенная для определения энергий нескольких заряженных и нейтральных частиц. Разработан метод отбора двухпротонных событий, зарегистрированных в ΔE - E детекторе заряженных частиц.

Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов (в совпадении нейтрона с двухпротонным сигналом) сравнивался с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. На основе проведенного χ^2 -анализа экспериментальных и смоделированных данных получено значение энергии синглетного nn -состояния $E_{nn} = 76 \text{ кэВ} \pm 6 \text{ кэВ}$, соотнесенное с величиной nn -длины рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6 \text{ фм}$.

Полученное в реакции dd -развала значение nn -длины рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6 \text{ фм}$ значительно отличается от значений длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу (от $a_{nn} = -19 \text{ фм}$ до $a_{nn} = -16 \text{ фм}$). Подробный анализ данного результата, а также данных полученных в реакции nd -развала, будет проведен в Главе 6.

Материал главы основан на работах [49-59,61].

5.6. Приложения

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

Для энергетической калибровки детекторов заряженных частиц обычно измеряют спектр калибровочного альфа-источника с заранее известными энергиями. Ранее, на рис. 5.10а был показан измеренный в вакуумной камере экспериментальный спектр альфа-частиц источника ^{226}Ra . Однако в эксперименте детекторы были установлены вне камеры рассеяния, и при этом альфа-частицы, зарегистрированные в детекторах, за счет потерь в воздухе по пути в детектор имеют энергии отличные от тех, что были бы в

вакууме. Таким образом, после установки детекторов в их рабочие положения, не имеется возможности проведения проверочных калибровок в вакуумной камере.

Для проведения оперативных калибровок детекторов, работающих в воздушной среде, была создана вычислительная программа, позволяющая учитывать ионизационные потери частиц (в частности, альфа-частиц) в различных поглощающих слоях между источником излучения и детектором (в том числе и воздуха). При этом учитываются как геометрические факторы – расстояние источник-детектор, размеры детектора, и угол вылета частиц Θ относительно линии, соединяющей центр источника и центры детекторов, так и энергетическое разрешение детекторов. Для частицы, вылетевшей из источника под углом Θ , толщина любого слоя x_0 соответственно увеличивается

$$x = \frac{x_0}{\cos \Theta}.$$

Перед получением окончательных энергетических спектров альфа-частиц в детекторах проводится отбор моделируемых событий по условию попадания астиц в детектор

$$\operatorname{tg} \Theta \cdot l \leq R,$$

где l – расстояние от источника до детектора (и соответственно толщина поглощающего слоя), R – радиус детектора.

На рис. 5.21 – 5.23 показаны результаты моделирования альфа-спектра Ra-226 в вакууме (Рис. 5.21) и в воздухе при толщине слоя воздуха 5 мм (Рис. 5.22) и 10 мм (Рис. 5.23). Видно смещение линий спектра, зависящее от толщины слоя. На рис. 5.24 – 5.26 показаны результаты моделирования спектра для различных слоев воздуха (2, 5 и 10 мм) для ΔE -детектора (толщина 24 микрон). Можно наблюдать значительное различие в этих спектрах, обусловленное как ионизационными потерями в воздухе, так и геометрическим фактором.

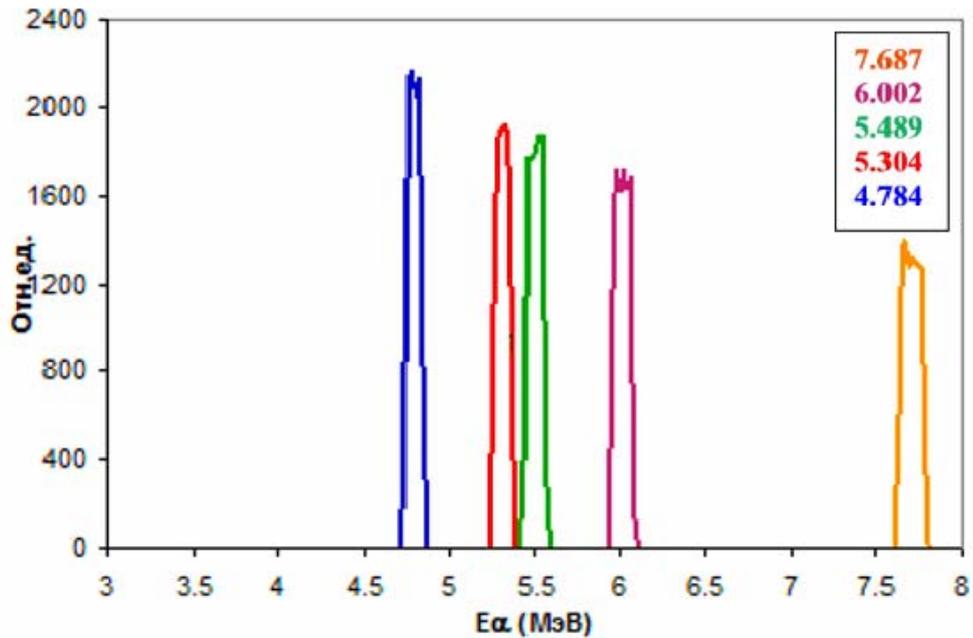


Рис.5.21. Спектр альфа-частиц в вакууме. Детектор 315 микрон, расстояние $l = 5$ мм, радиус детектора $R = 4$ мм. Для наглядности расчеты для каждой линии спектра показаны разными цветами.

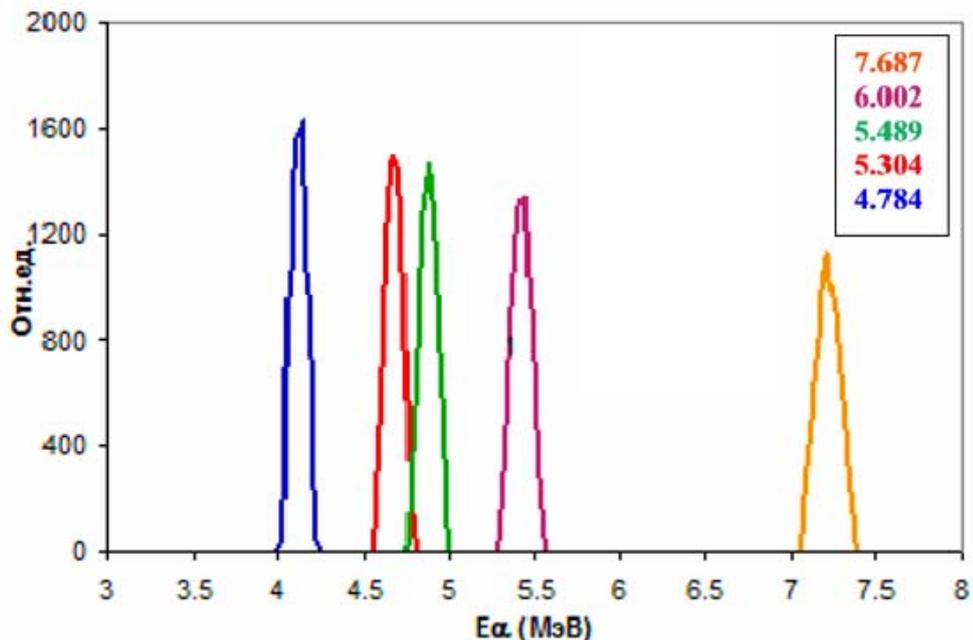


Рис.5.22. Спектр альфа-частиц в воздухе. Расстояние и размеры детектора те же.

Так, при расстоянии источник-детектор 2 мм, в спектре (рис. 5.24) есть высокоэнергетичный (~ 7.5 МэВ) вклад от линии 7.687 МэВ, хотя пробег альфа-частиц с такой энергией значительно больше толщины детектора

(даже с учетом дополнительного слоя воздуха (2 мм), и потери в детекторе должны были быть значительно меньше (~3-3.5 МэВ).

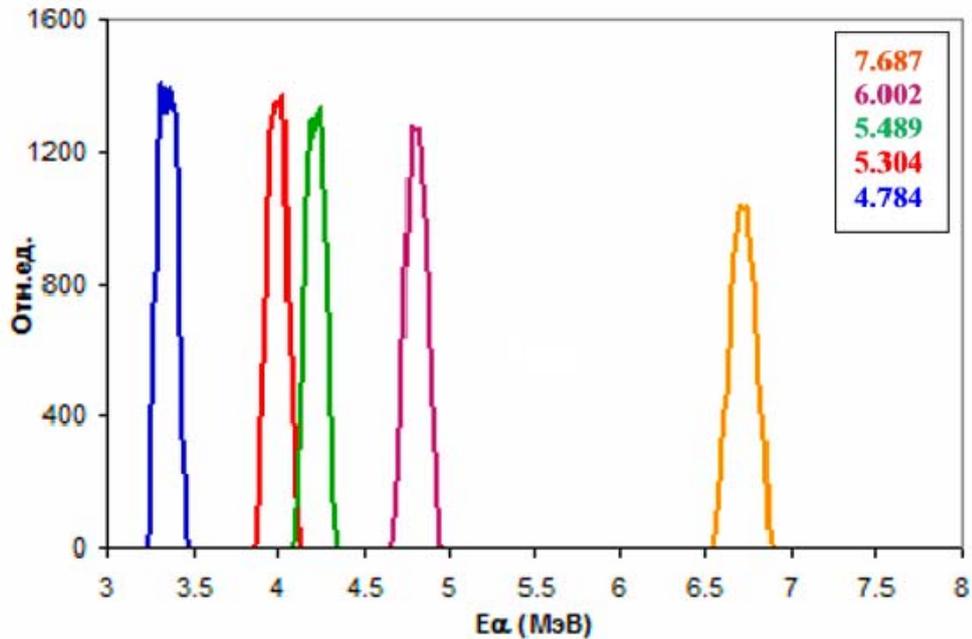


Рис.5.23. Спектр альфа-частиц в воздухе. Слой воздуха 10 мм, размеры детектора те же

Высокие ионизационные потери можно объяснить “косыми” прохождениями через детектор, увеличивающими эффективную толщину детектора. Это подтверждается расчетами для больших толщин слоя воздуха (рис. 5.25 и 5.26), когда потери от альфа-частиц с первичной энергией 7.687 МэВ составляют в ΔE -детекторе ~3-4.5 МэВ. При этом структура спектра значительно изменяется с увеличением толщины слоя.

Таким образом, использование данной программы позволяет оперативно (без снятия с установки и перемещения в вакуумную камеру) проводить энергетическую калибровку детекторов заряженных частиц при наличии различных поглощающих слоев веществ между источником и детектором.

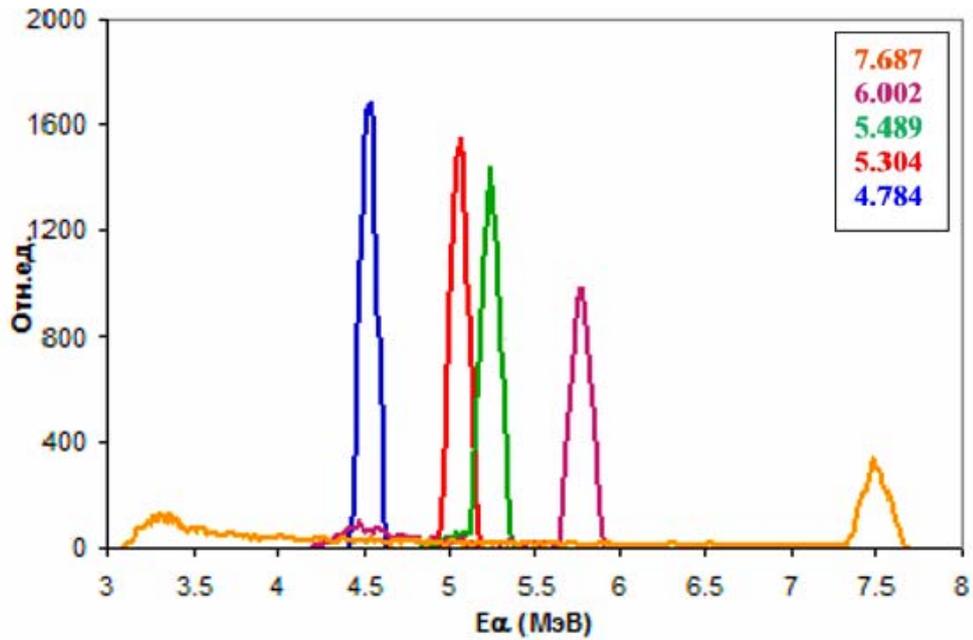


Рис.5.24. Спектр альфа-частиц в воздухе. Детектор 24 мкм, слой воздуха 2 мм, радиус детектора 4 мм.

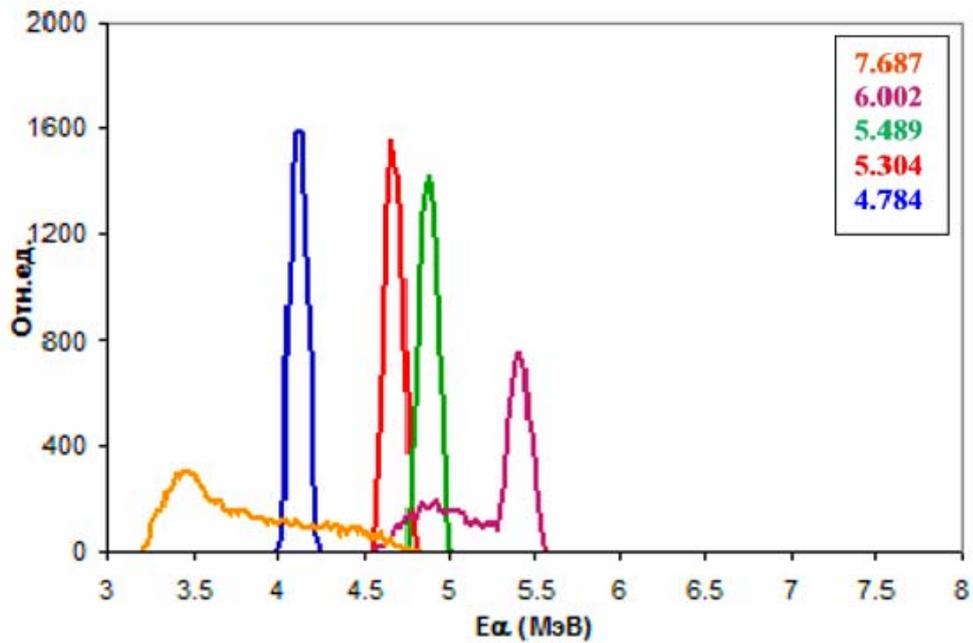


Рис. 5.25. Спектр альфа-частиц в воздухе. Детектор 24 мкм, слой воздуха 5 мм, радиус детектора 4 мм.

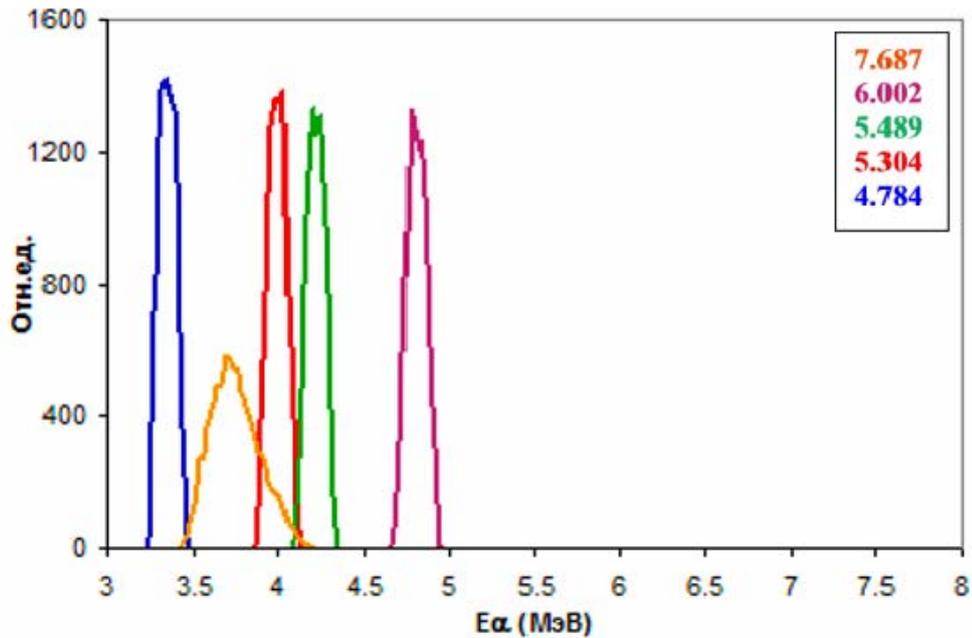


Рис. 5.26. Спектр альфа-частиц в воздухе. Детектор 24 мкм, слой воздуха 10 мм, радиус детектора 4 мм.

5.6.2. Разделение событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами

Так как нейтронные детекторы могут работать в условиях значительного фона гамма-излучения, то сцинтилляторы, на базе которых они созданы, должны обладать способностью к n - γ разделению. Световое излучение таких сцинтилляционных детекторов состоит из быстрой, а также существенно более медленной компоненты распада, которые связаны с де-возбуждением различных состояний атомов в сцинтилляторе. В органических сцинтилляторах относительные заселенности этих состояний сильно зависят от ионизационных потерь энергии (dE/dx) частицы взаимодействующей с веществом сцинтиллятора.

Гамма-лучи взаимодействуют в сцинтилляторе, в основном через процесс атомного комптоновского рассеяния или образования пар. В обоих случаях вторичными частицами, производящими ионизацию вещества сцинтиллятора являются электроны.

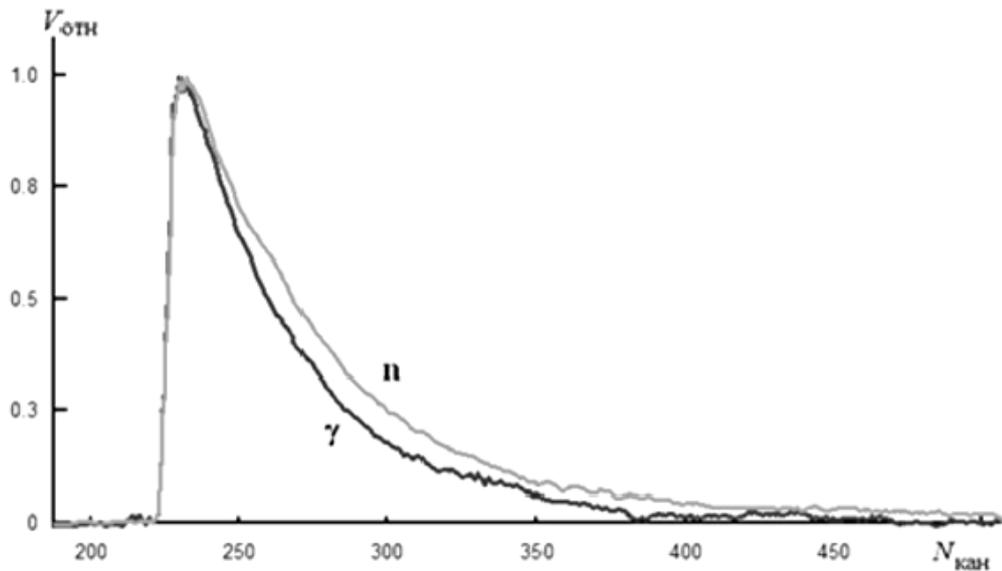


Рис. 5.27. Оциллограммы приведенных к единичной амплитуде импульсов с ФЭУ при облучении кристалла стибьбена гамма-квантами и нейтронами. $N_{\text{кан}}$ – номер временного канала, $V_{\text{отн}}$ – относительная амплитуда импульса.

Нейтроны регистрируются в сцинтилляторе, образуя вторичные заряженные частицы, в основном протоны, в результате упругого рассеяния нейтронов на водороде, входящем в состав органического сцинтиллятора. Эти два различных процесса для гамма-лучей и нейтронов приводят к значительной разнице в величине ионизационных потерь и в относительной доле медленной компоненты распада в сигнале (соответственно для электронов и протонов). Это различие становится основой для разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов по форме импульса в органических сцинтилляторах. На рис. 5.27 показаны импульсы с ФЭУ сцинтилляционного детектора, полученные при его облучении гамма-квантами и нейтронами. Отличие в форме импульсов проявляется в более медленном спаде импульса для нейтрона, чем для гамма-кванта.

После оцифровки в качестве параметров сигнала характеризующих его форму обычно рассматриваются параметры: A – максимальная амплитуда импульса, QS – сумма оцифрованных амплитуд в коротком временном интервале, QL – сумма оцифрованных амплитуд в широком временном интервале, охватывающем всю медленную компоненту спада (рис. 5.28).

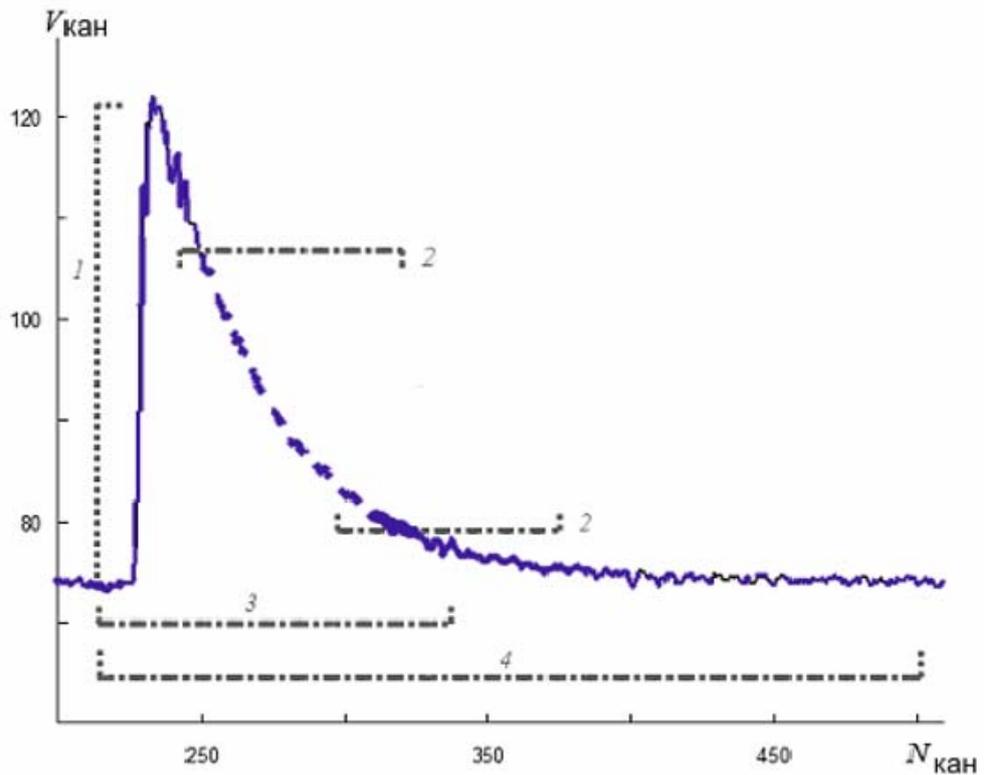


Рис. 5.28. Осциллограмма сцинтилляционного импульса и характеризующие его параметры. $N_{\text{кан}}$ — номер временного и $V_{\text{кан}}$ — номер амплитудного канала ЦСП. Точечная линия 1 определяет максимальную амплитуду A импульса, а штрихпунктирные линии 2 определяют область действия формулы (5.7), 3 — диапазон суммирования оцифрованных амплитуд в коротком временном интервале QS , 4 — диапазон суммирования оцифрованных амплитуд в широком временном интервале QL .

Они используются в методах n - γ разделения [140] — интегрирования заряда и по времени высвечивания. Из двух последних параметров, обычно, формируется параметр разделения

$$PSD = \frac{QL - QS}{QL}, \quad (5.6)$$

имеющий различное значение для импульсов, вызванных нейтронами и гамма-квантами.

Можно рассмотреть и другие параметры разделения. Так форма спада импульса может быть описана функцией, характеризуемой параметром разделения TAU :

$$f(t) = A \cdot e^{-t/TAU}, \quad (5.7)$$

где $f(t)$ – значение величины импульса в момент времени t , A – максимальная амплитуда, TAU – постоянная времени высвечивания медленной компоненты импульса сцинтиллятора. Можно также использовать параметр QL/A , характеризующий эффективную ширину импульса и тем самым отличающийся для нейтронов и гамма-квантов. Постоянная времени высвечивания TAU и эффективная ширина импульса QL/A также являются параметрами разделения, т.к. определяют форму импульса. При n - γ разделении обычно используют проекцию двумерной диаграммы $PSD-A$ на ось PSD (рис. 5.29).

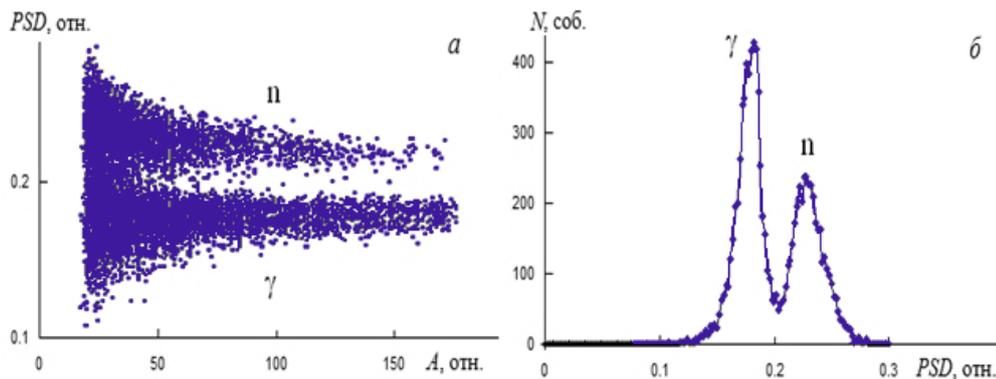


Рис. 5.29. Типичная диаграмма нейтронных и γ -событий в координатах $PSD-A$ (а), полученных при облучении кристалла стибьена нейтронами и гамма-квантами $PuBe$ -источника, и ее проекция на ось PSD (б) с показателем качества (5.8) $FOM \sim 1$. N – число событий.

Для количественного сравнения качества n - γ разделения используют параметр FOM – показатель качества разделения [141]:

$$FOM = \frac{\Delta Peak}{FWHM_n + FWHM_\gamma}, \quad (5.8)$$

где $\Delta Peak$ – расстояние между нейтронным и гамма-пиком, а $FWHM_n$ и $FWHM_\gamma$ – ширины на полувысоте нейтронного и гамма-пика в PSD спектре, который является проекцией двумерной диаграммы на ось PSD . Чем больше величина FOM , тем лучше разделение нейтронных и гамма-событий.

Помимо приведенной выше диаграммы, могут быть также рассмотрены двумерные диаграммы по двум параметрам разделения с целью изучения

возможности улучшить качества разделения. Пример таких диаграмм со значениями FOM приведен на рис. 5.30: $PSD-QL/A$, $PSD-TAU$ и $TAU-QL/A$.

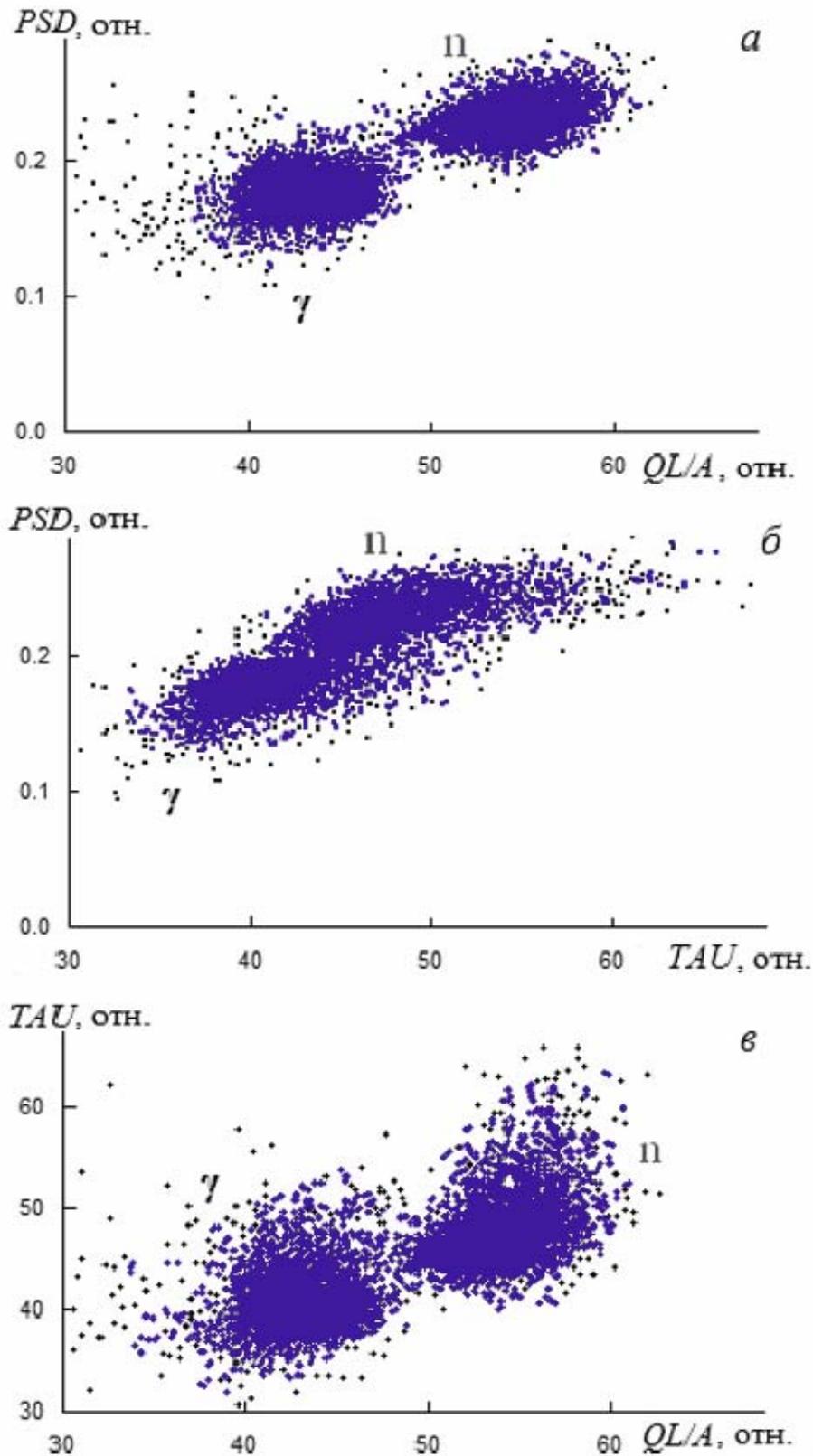


Рис. 5.30. Диаграммы параметров разделения: a – $PSD-QL/A$ ($FOM(PSD) \sim 1.06$, $FOM(QL/A) \sim 1.31$), $б$ – $PSD-TAU$ ($FOM(PSD) \sim 1.06$, $FOM(TAU) \sim 0.76$), $в$ – $TAU-QL/A$ ($FOM(TAU) \sim 0.76$, $FOM(QL/A) \sim 1.30$).

Из рис. 5.30 видно, что хотя на двумерной диаграмме точки отвечающие нейтронам и гамма-квантам достаточно хорошо локализованы, их проекции на оси параметров разделения демонстрируют перекрытие нейтронного и гамма-пиков. При этом заметно, что события n и гамма группируются симметрично относительно некоего центра вращения. Дальнейшую оптимизацию разделения можно получить смещением и поворотом графика вокруг этого центра вращения или, другими словами, путем смещения и поворота осей координат на некие углы, при которых линия, соединяющая центры n и γ групп становится параллельной одной из осей двумерной диаграммы. Эта операция эквивалентна повороту первоначальных осей координат на некоторый угол и приводит к неким новым смешанным переменным, которые являются новыми параметрами формы:

$$X' = (X - X_0) \cdot \cos \phi + (Y - Y_0) \cdot \sin \phi, \quad (5.9)$$

$$Y' = (X - X_0) \cdot \sin \phi - (Y - Y_0) \cdot \cos \phi. \quad (5.10)$$

Здесь ϕ – угол поворота от старой системы координат $(X; Y)$ к новой системе $(X'; Y')$, $O(X_0; Y_0)$ – новый центр координат, а X или Y – это PSD , QL/A или TAU . Подобные преобразования координат приводят к диаграммам, показанным на рис. 5.31. После проецирования на оси новых параметров разделения можно также оценить качество n - γ разделения с помощью показателя качества FOM (5.8). Углы поворота выбирались таким образом, чтобы обеспечить максимум FOM для соответствующей проекции.

В таблице 5.1 приведены значения FOM для различных параметров разделения для кристалла стильбена. Указано только максимальное значение из величин, соответствующих проекциям на одну из осей параметров разделения. Данные таблицы 5.1 подтверждают возможность улучшения n - γ разделения при введении новых параметров разделения по сравнению со стандартными методами. Данные, полученные при использовании $PuBe$ источника и полученные на нейтронном пучке канала РАДЭКС, показывают хорошее n - γ разделение в области энергий 0.5-30 МэВ.

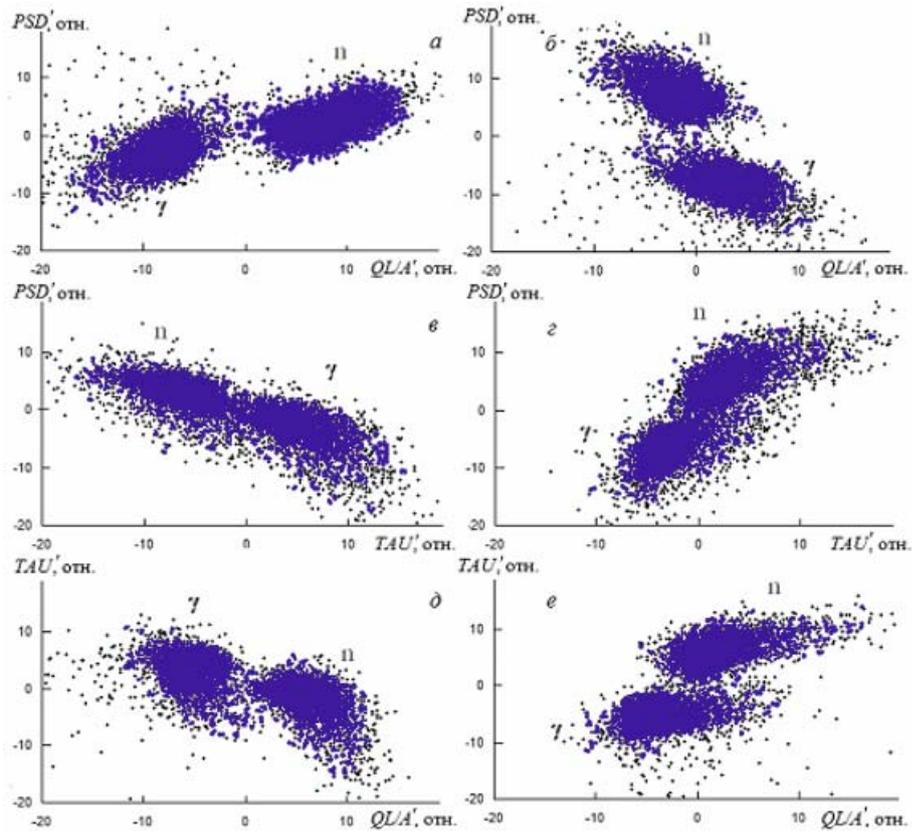


Рис. 5.31. Диаграммы рис. 5.32 после преобразования координат (5.9, 5.10): *a* – $FOM(QL/A') \sim 1.54$, *б* – $FOM(PSD') \sim 1.55$, *в* – $FOM(TAU') \sim 1.06$, *г* – $FOM(PSD') \sim 1.06$, *д* – $FOM(QL/A') \sim 1.34$, $FOM(TAU') \sim 1.34$.

Таблица 5.1. Максимальные значения FOM для различных параметров разделения

	FOM	
	Исходные	После преобразования координат
PSD	1.06	1.55
QL/A	1.30	1.54
TAU	0.76	1.34
PSD^*	1.0	1.36

При работе с большими нагрузками и интенсивном гамма-фоне было замечено появление значительного числа наложенных импульсов. При использовании стандартных методов разделения, такие импульсы будут потеряны, т.к. эти методы используют информацию о полной форме импульсе. Однако, т.к. при получении константы высвечивания TAU мы

использовали только часть импульса (2), то используем ее также для получения аналога $PSD - PSD^*$:

$$PSD^* = \frac{\int f dt - QS}{\int f dt} \quad (5.11)$$

График в координатах PSD^* и, например, QL/A также обладает центральной симметрией, и мы можем применить тот же подход, что и ранее. На рис. 5.32 и в Таблице 5.1 показаны результаты подобных преобразований. Видно, что, даже используя информацию о части каждого импульса, можно также оптимизировать качество n - γ разделения.

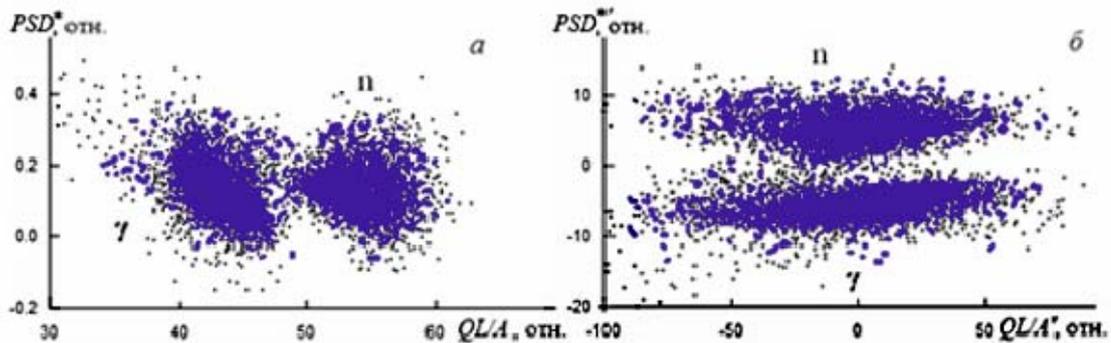


Рис. 5.32. Двумерные диаграммы параметров разделения PSD^*-QL/A (а) ($FOM(PSD^*) \sim 0$, $FOM(QL/A) \sim 1.31$) и PSD^*-QL/A' (б) ($FOM(PSD^*) \sim 1.36$, $FOM(QL/A') \sim 1.38$).

Таким образом, описанная методика может быть использован для мониторинга нейтронного пучка и определения распределения нейтронов по энергиям при больших нагрузках и наложениях импульсов при условии использования n - γ разделения по форме импульса. При этом при использовании новых смешанных параметров разделения можно получить достаточно хорошее качество n - γ разделения.

Глава 6. Анализ данных о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченных из реакций nd - и dd -развала

6.1. 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 околороговых связанных или виртуальных состояний. На рис. 6.1 показана связь (зависимость) величин длины рассеяния и энергии связанного или виртуального состояний. Можно видеть, что положительным значениям длины рассеяния соответствует отрицательная энергия состояния (относительно массы двух нуклонов), т.е. состояние связано.

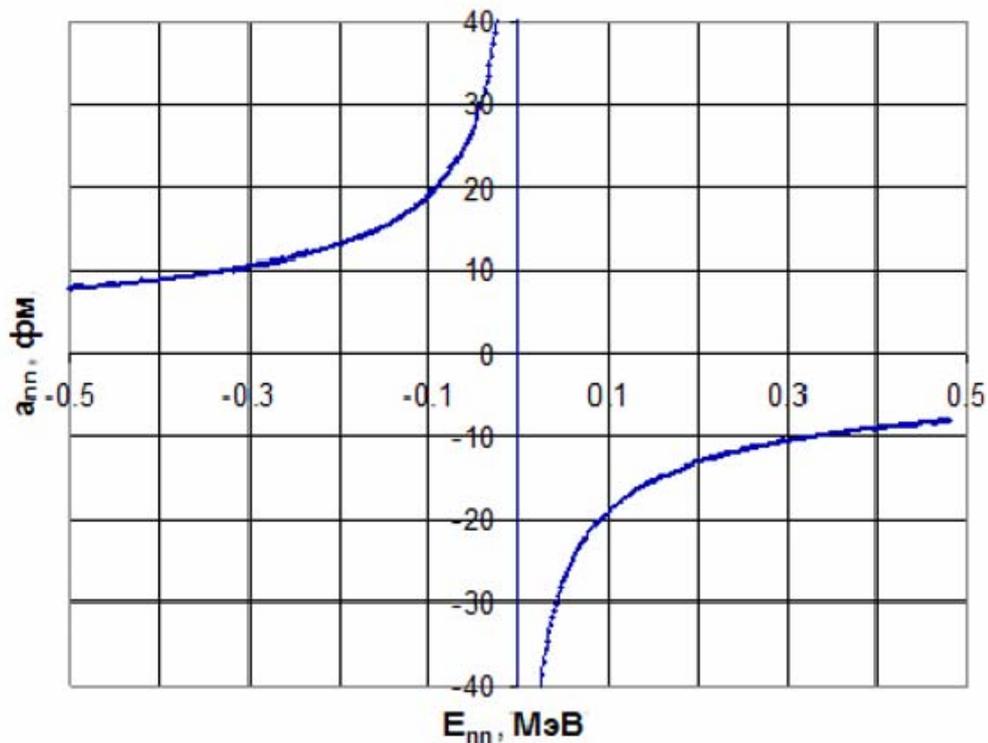


Рис.6.1. Зависимость величины длины рассеяния от энергии связанного (отрицательные значения) или виртуального (положительные значения) состояния.

В то же время отрицательным значениям длины рассеяния соответствуют энергии виртуального состояния (положительные относительно массы двух нуклонов).

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:

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. (см. обзоры [89-91]).

Второе значение $a_{nn} = -18.63 \pm 0.48$ фм извлечено из экспериментов по захвату остановившихся пионов на дейтроне $\pi^{\square} + {}^2\text{H} \rightarrow \gamma + n + n$ [97-99].

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 [80, 87].

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 [104, 106, 57] существует несколько экспериментов по трехнуклонному развалу [103, 105], которые также обеспечивают более высокое (по модулю) значение $a_{nn} \approx -18.7$ фм.

В то же время авторы всех последних экспериментов по развалу утверждают, что трехтельная кинематика в их измерениях выбирается таким образом, чтобы минимизировать вклад $3N$ -силы. Следует подчеркнуть, что большинство недавних определений a_{nn} из реакции nd -развала было выполнено с использованием точной обработки трехтельной задачи уравнения Фаддеева, в то время как все ранние определения a_{nn} использовали приближение Мигдала-Ватсона (МВ) для взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) двух нейтронов.

Здесь важно отметить, что полная трактовка Фаддеева, будучи, несомненно, более точной в принципе, направлена на описание не только формы сечений развала, но и их абсолютных значений и, следовательно, включает вклад $3N$ -силы, который является в большой степени модельно зависимым. В то же время обработка данных по МВ описывает только форму nn -корреляции в конечном состоянии, но не абсолютную величину сечения развала. И, таким образом, менее чувствительна к вкладу $3N$ силы, в отличие от обработки решением уравнения Фаддеева.

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 [103, 105] до $E_n = 40$ МэВ [27]. 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.

Далее будут рассмотрены основные данные о длинах рассеяния, полученные в работах по nd -развалу за последние 20 лет.

6.2. Эксперименты по определению nn длины рассеяния

6.2.1. Исследования реакции nd -развала в TUNL в геометрии ВКС

Начнем рассмотрение с работы, проведенной в TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory) в 1999 г [103]. Схема эксперимента показана на рис. 6.2. Пучок нейтронов с энергией 13 МэВ падал на толстую активную сцинтилляционную C_6D_{12} -мишень. 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} . Таким образом, генерировались абсолютные значения сечения $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dS$ для различных значений a_{nn} и 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 [105]. Отличие от предыдущего эксперимента заключалось в введении 8 дополнительных детекторов, повторяющих геометрию ВКС правого плеча, а также проведение анализа по форме ВКС сечения. Приведено значения 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.

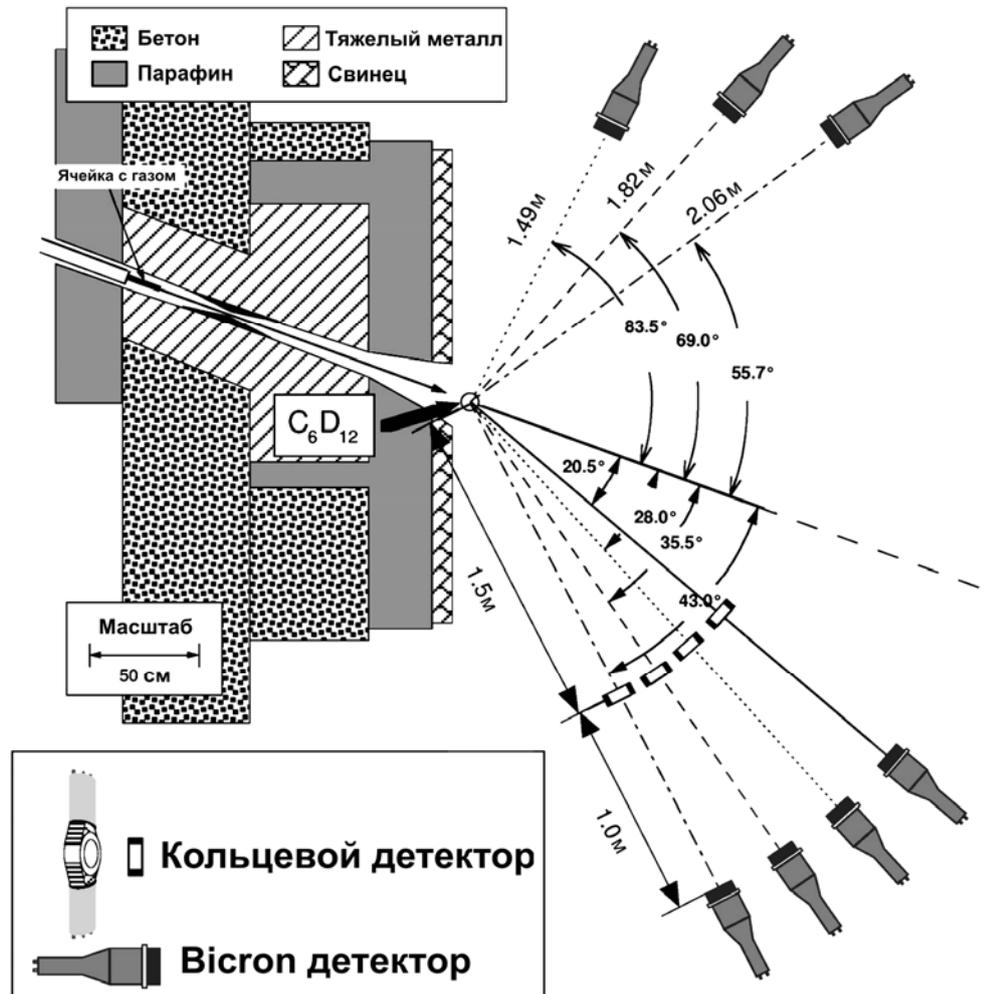


Рис. 6.2. Экспериментальная установка TUNL [103] для определения nn и np длин рассеяния в реакции nd -развала. Пояснения к геометрии и элементам установки в тексте.

6.2.2. Исследования реакции nd -развала группой BONN в "RECOIL"-геометрии

Отличающиеся от приведенных выше результатов группы TUNL для a_{nn} были получены в работе Боннской группы [104]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 6.3. 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 $\Theta_p = 41.15^\circ$, $\Phi_{np} = 180^\circ$. Геометрия эксперимента эквивалентна геометрии ВКС с регистрацией двух нейтронов под углом 55.5° . Отличие данного эксперимента от [103, 105] заключалось в использовании "RECOIL"-геометрии и применении тонкой CD_2 -мишени и, таким образом, в отсутствии эффектов перерассеяния нейтронов в мишени и детекторах нейтронов. Анализ данных и извлечение значений длин рассеяния были аналогичны, проводимым в TUNL [103, 105]. Достаточно сказать, что в работах [103-105] принимала участие одна и та же группа теоретиков под руководством В. Глэкле и Х. Витала. 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.



Рис. 6.3. Экспериментальная установка BONN [104] для определения nn и np длин рассеяния в реакции nd -развала. Пояснения к геометрии и элементам установки в тексте.

6.2.3. Исследования реакции nd -развала группой BONN в неполной геометрии

В 2006 г. были опубликованы результаты Боннской группы [142], в которой nn -ВКС исследовалось в кинематически неполной геометрии в реакции ${}^2\text{H}(n, p)nn$ 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, где ошибка указывает на суммарную статистическую и систематическую погрешность.

6.2.4. 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. 3), состоящая из детектирующей установки в геометрии "RECOIL" с тонкой дейтериевой мишенью [104] и установки в геометрии ВКС [103,105].

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 [143]. 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° .

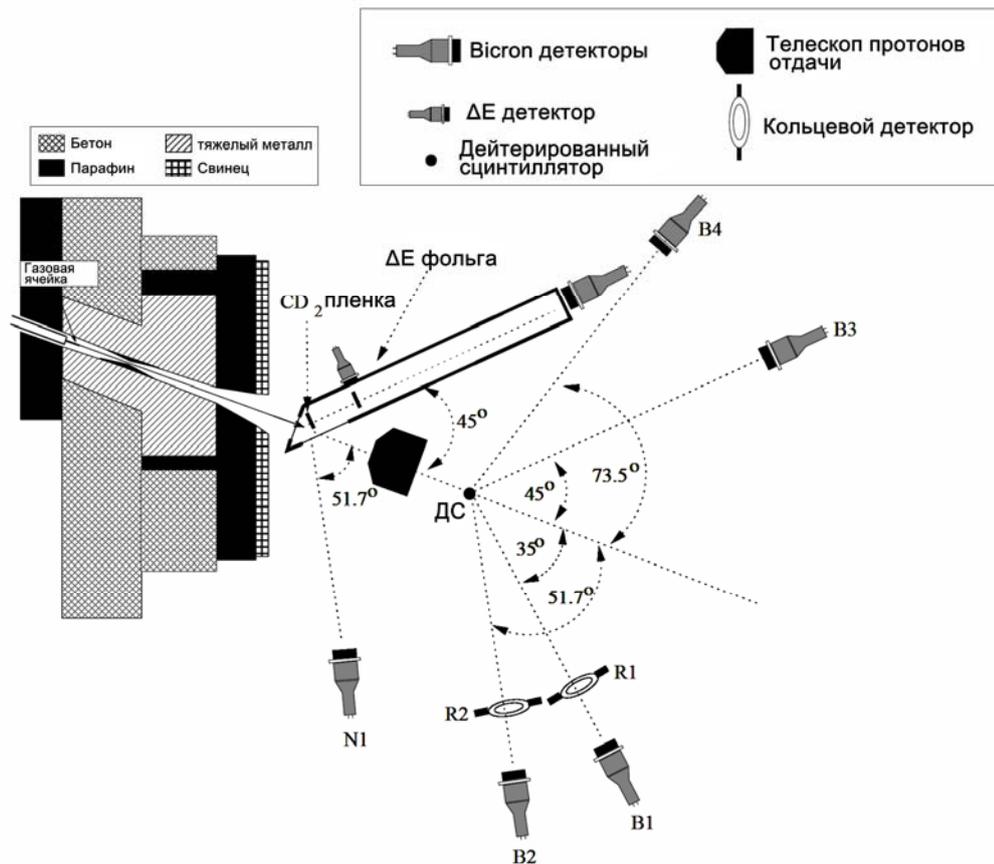


Рис. 6.4. Схема установки TUNL–BONN [146, 147].

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 [144].

Таким образом, большинство предыдущих экспериментов по трехчастичному развалу в условиях полной и неполной кинематики привели к значениям нейтрон-нейтронной длины рассеяния, группирующимся вблизи усредненного значения $a_{nn} = -16.5 \pm 0.8$ фм.

6.3. Эксперименты по определению энергии нейтрон-нейтронного виртуального 1S_0 состояния

6.3.1. Исследование реакции nd -развала при энергии 40 МэВ в ИЯИ РАН

Новые данные о значениях E_{nn} и a_{nn} в реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ при энергии 40 ± 5 МэВ были получены на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН [27,29]. Схема установки показана на рис. 6.5. В качестве нейтронообразующей мишени использована 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 $\Theta_n = 24^\circ - 34^\circ$ 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.

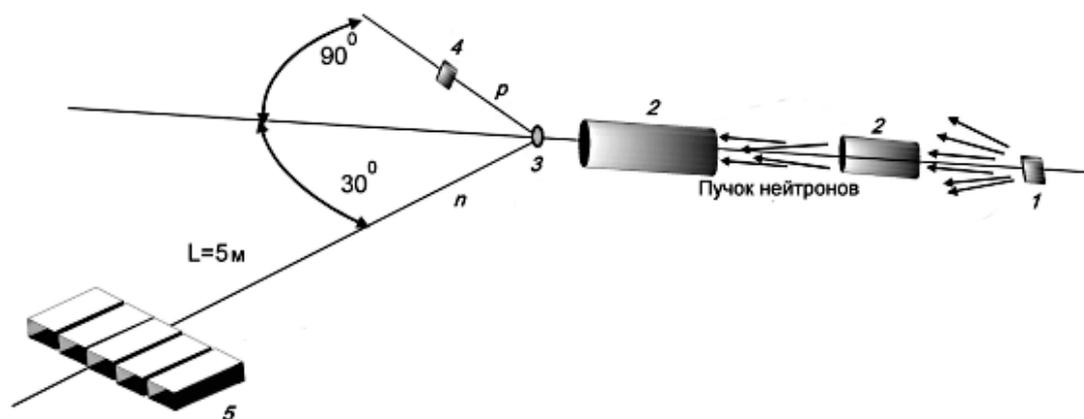


Рис. 6.5. Схема экспериментальной установки ИЯИ РАН для определения длины nn -рассеяния в реакции $n + d \rightarrow p + n + n$: 1 – нейтронообразующая мишень, 2 – коллиматоры нейтронного пучка, 3 – дейтериевая (CD₂) мишень, 4 – протонный детектор, 5 – нейтронный годоскоп.

Для каждого зарегистрированного события относительная энергия двух нейтронов ε вычислялась из измеренных энергий двух нейтронов и угла их разлета по формуле:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Delta\Theta) \quad (6.1)$$

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

$$F_{MW} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}} \quad (6.2)$$

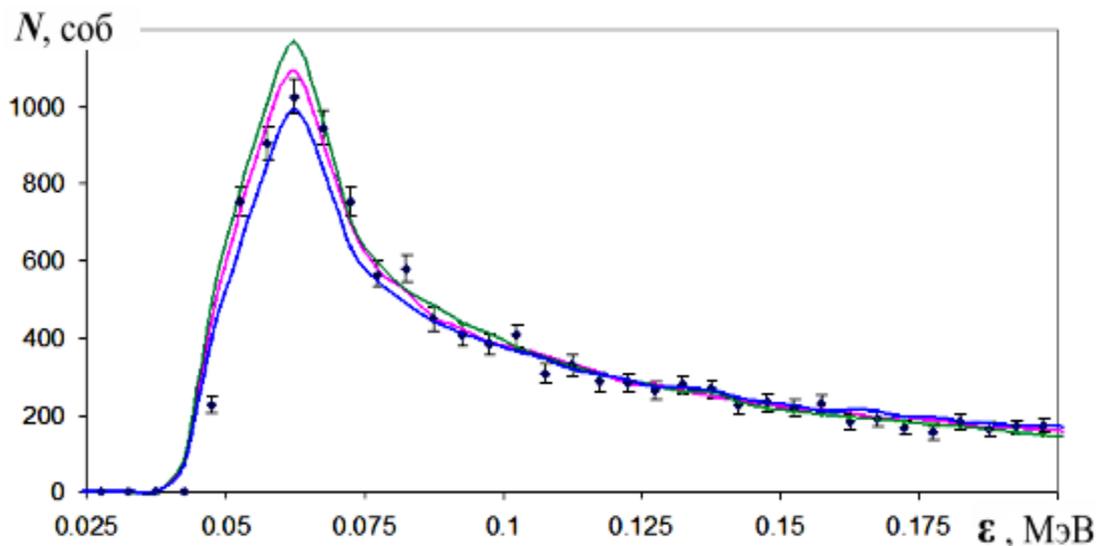


Рис. 6.6. Зависимость выхода реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ от относительной энергии nn -пары. Точки – экспериментальные значения, кривые результаты моделирования для значений $E_{nn} = 170$ (точечная кривая), 130 (сплошная) и 80 кэВ (пунктир).

Экспериментальная зависимость выхода реакции от относительной энергии nn -пары на рис. 6.6 сравнивались с расчетами по формуле (6.2) для нескольких значений E_{nn} . В процессе подгонки параметрами являлись нормировочный коэффициент A и энергия E_{nn} синглетного виртуального уровня nn -системы. В результате χ^2 -анализа экспериментальных и

моделированных данных была определена энергия виртуального уровня $E_{nn} = 0.129 \pm 0.013$ МэВ, связанная с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением:

$$\frac{1}{a_{nn}} = -\left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots \quad (6.3)$$

Полученное значение энергии виртуального уровня $E_{nn} = 0.129 \pm 0.013$ МэВ при значении эффективного радиуса $r_{nn} = 2.82$ фм приводит к величине $a_{nn} = -16.6 \pm 1.0$ фм [57].

6.3.2. Исследование реакции dd -развала на установке ИЯИ-НИИЯФ

В 2016 г. было проведено исследование нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ при энергии дейтронов 15 МэВ [58]. Данная реакция может проходить через образование в промежуточном состоянии синглетных пар – $(nn)^S$ и $(pp)^S$. Моделирование реакции показало, что в определенных кинематических условиях при 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 (6.3) от значения nn -длины рассеяния.

Эксперимент проведен на пучке дейтронов НИИЯФ МГУ (рис. 6.7). 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. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от ΔE - детектора.

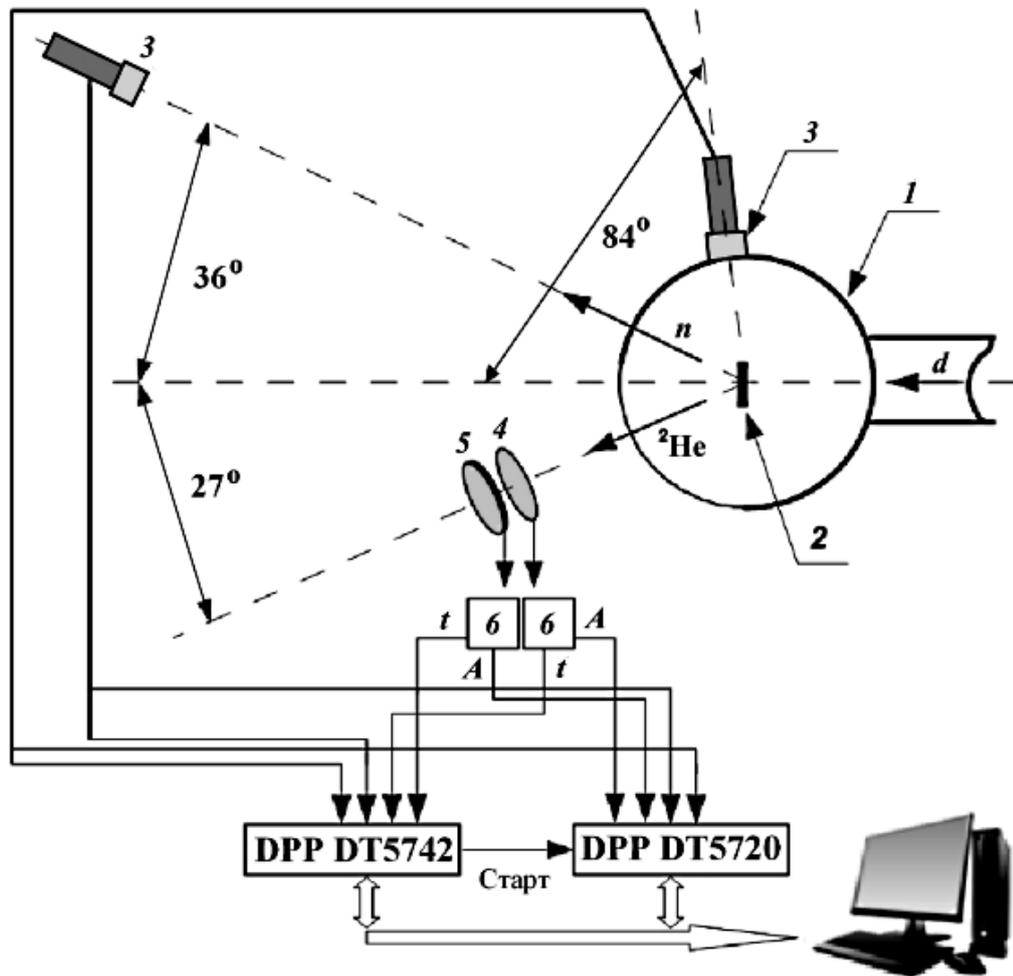


Рис. 6.7. Схема экспериментальной установки для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{He} + n + n$: 1 – камера рассеяния, 2 – CD_2 -мишень, 3 – нейтронные детекторы, 4 – ΔE -детектор, 5 – E -детектор, 6 – предусилители Si-детекторов.

В эксперименте использовалась система сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров DT5742 и DT5720, описанная в [52].

Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов сравнивался с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния [50]. На рис. 6.8 экспериментальный спектр показан вместе с результатами моделирования для $E_{nn} = 40$ кэВ, 80 кэВ и 160 кэВ. 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 [66].

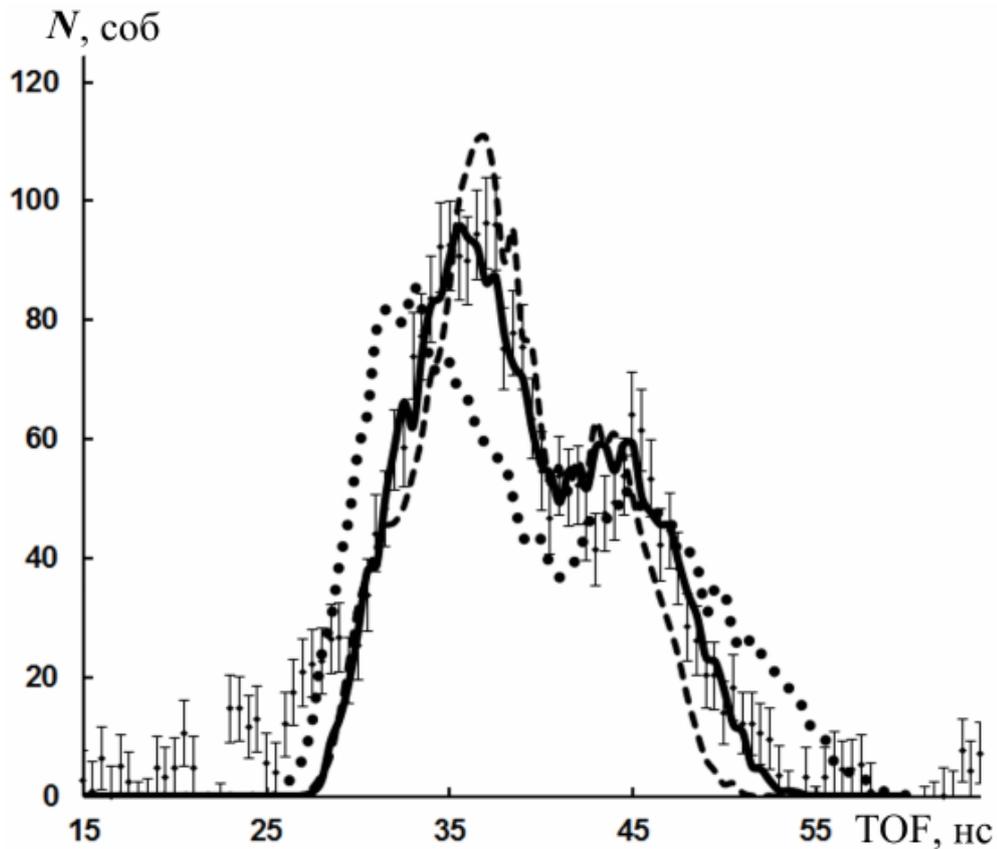


Рис. 6.8. Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^S + {}^2p^S \rightarrow n + n + p + p$ и результаты моделирования для значений эффективной энергии синглетного nn -состояния 40 кэВ (точечная линия), 80 кэВ (сплошная) и 160 кэВ (пунктир).

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

Были проанализированы значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния, извлеченные в реакциях nd - и dd -развала начиная с 1999 г [103-105, 142-144, 27, 58]. Данные представлены в таблице 6.1 и на рис. 6.9 в зависимости от года опубликования результата.

Таблица 6.1. 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	[103]
TUNL	$d(n, nn)p$	13	-18.8 ± 0.5 (форм.)	4.25	[105]
BONN	$d(n, np)n$	16.6	-16.2 ± 0.3 (форм.)	4.93	[104]
BONN	$d(n, np)n$	25.3	-16.3 ± 0.4 (абс.) -16.1 ± 0.4 (форм.)	6.44	[104]
BONN	$d(n, p)nn$	17.4	-16.5 ± 0.9 (абс.)	5.16	[142]
BONN-TUNL	$d(n, nn)p$	19	-17.6 ± 0.2 (форм.)	5.44	[143]
BONN-TUNL	$d(n, np)n$	19	-16.8 ± 0.5 (форм.)	5.44	[144]
ИЯИ РАН	$d(n, nnp)$	40	-16.6 ± 1.0 (форм.)	8.35	[57]
ИЯИ-НИИЯФ	$d(d, npp)n$	15	-22.2 ± 0.6 (форм.)	2.38	[58]

Видно, что разброс значений a_{nn} (от -16 до -22 фм) значительно превосходит приведенные авторами значения ошибок. В чем же причина таких расхождений. Заметим, что 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 [78, 79, 145] 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 значения t не имеет значения из-за очевидного масштабирования).

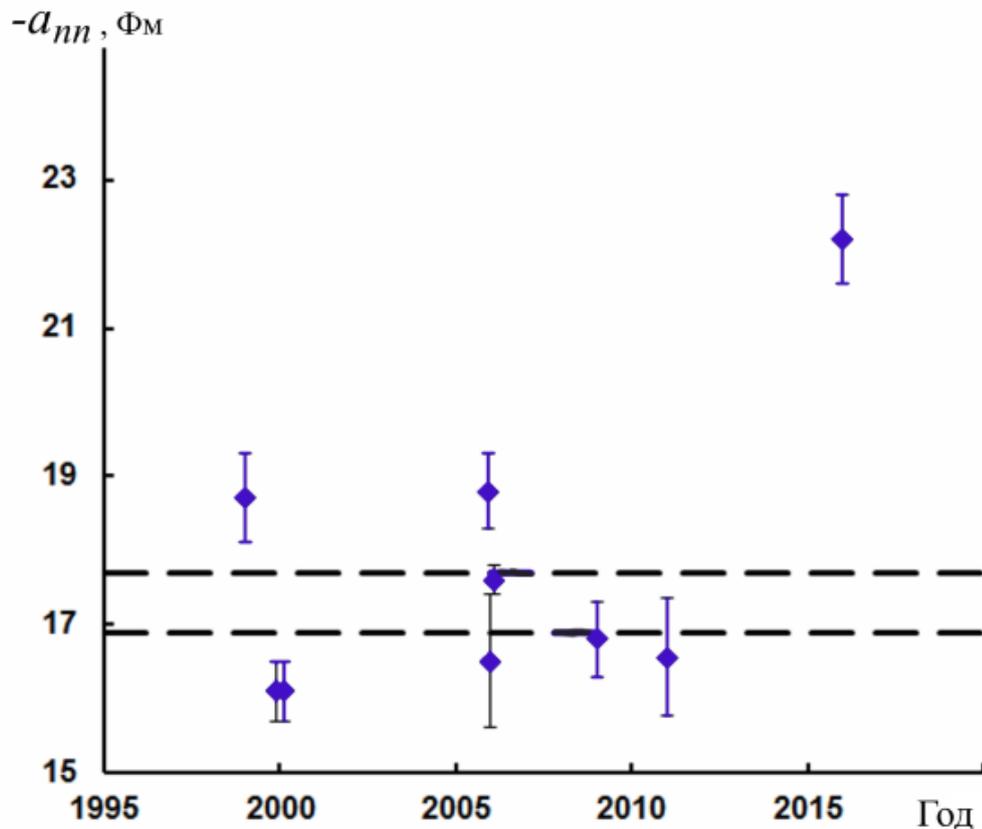


Рис. 6.9. Значения a_{nn} длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалу [57,58,103-105,142-144,]. Пунктирные линии соответствуют предельным значениям $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм.

При фиксированном t , параметр R зависит от относительной скорости разлета фрагментов, т.е. от энергии и массы фрагментов в конечном состоянии. Вывод приближенной формулы для параметра реакции R приведен в Приложении 1 к этой главе. Точно параметр рассчитывается, используя программу кинематического моделирования, описанную в главе 2. Для различных экспериментов параметр R может значительно отличаться (см. таблицу 6.1 и рис.6.10).

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.

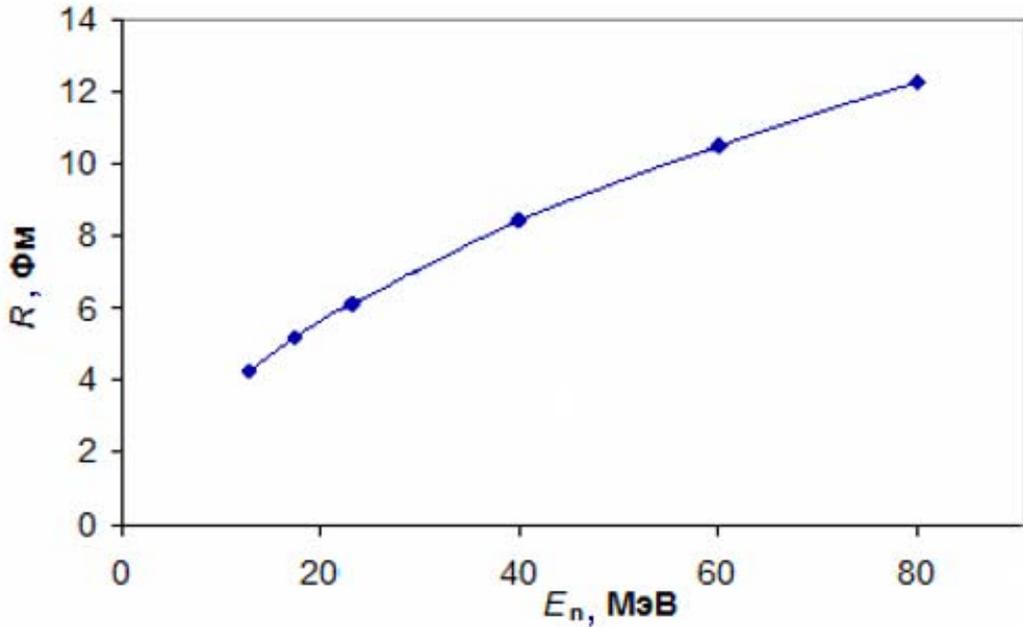


Рис.6.10. Зависимость значения параметра R от энергии налетающих нейтронов для реакции nd -развала.

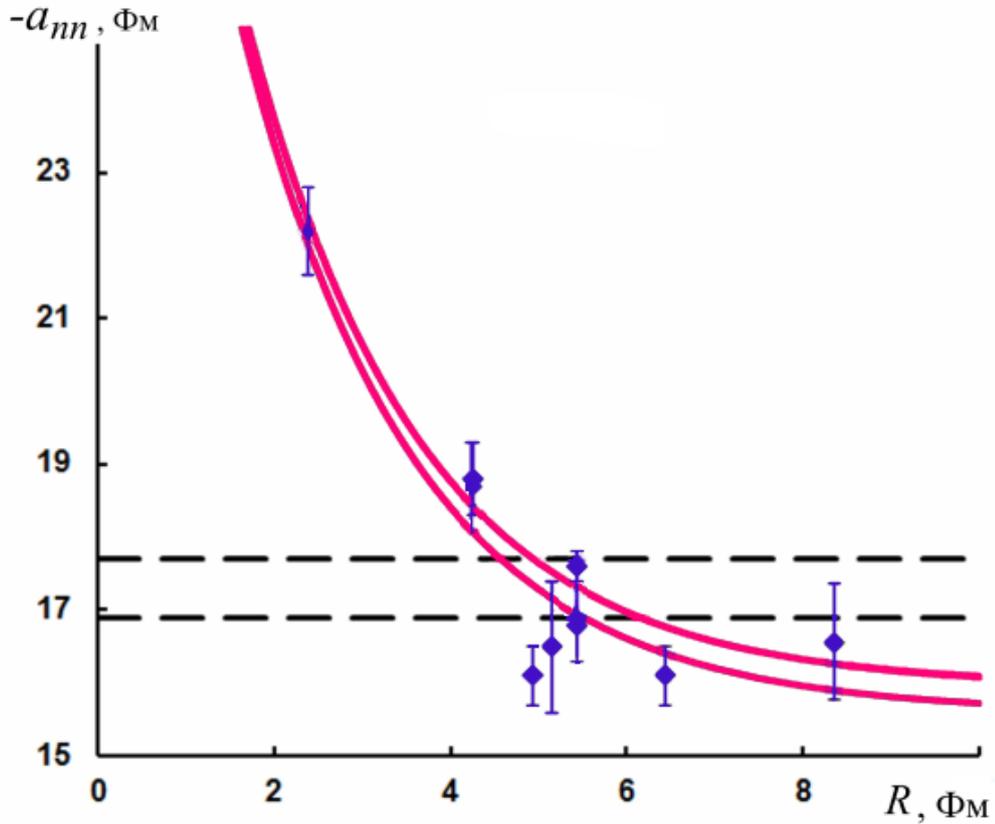


Рис. 6.11. Зависимость значений a_{nn} от параметра R . Пунктирные линии соответствуют предельным значениям $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм, сплошные – аппроксимация экспериментальных точек зависимостью (6.4) при значениях параметра $a = -15.8 \pm 0.2$ фм.

Используя этот R -критерий, мы построили график зависимости значений a_{nn} , полученные из экспериментов по nd и dd -развалу, приведенные в таблице, от значений параметра R (рис. 6.11). 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 (6.4) (см. рис. 6.11)

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0), \quad (6.4)$$

при этом значения параметров a , b и r_0 определялись из минимума 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 из 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. Дальнейшие исследования [62] показали, что это значение a_{nn} хорошо согласуется с значениями a_{nn} , отвечающими кулоновской разнице энергий $\Delta E_c = E_B({}^3\text{He}) - E_B({}^3\text{H})$ основных состояний ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, а также синглетной длине np рассеяния после перенормировки потенциала однопионного обмена. Таким образом, можно считать, что эти данные дают совершенно независимое подтверждение полученных нами экстраполированных значений для a_{nn} .

Вместе с тем, необходимы дополнительные исследования, желательно при различных значениях параметра R , для установления истинного значения a_{nn} , как одной из фундаментальных констант ядерной физики.

6.5. Выводы

Проанализированы все данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученные с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала (в том числе и данные, представленные в 3 и 5 главах диссертации).

Подробно рассмотрены схемы различных экспериментов и полученные в этих экспериментах значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния. Отмечены значительные расхождения экспериментальных данных полученных в различных геометриях и различных энергиях налетающих частиц.

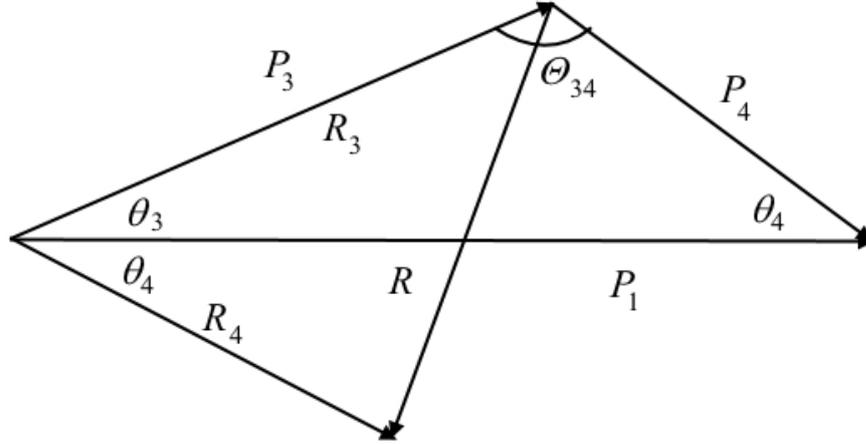
Расхождения между экспериментальными данными, полученными в различных работах, объяснено влиянием $3N$ -сил зависящих от скорости разлета nn -пары и заряженного фрагмента (различной в рассматриваемых экспериментах). Показано, что чем больше скорость разлета фрагментов, тем быстрее фрагменты покидают область действия $3N$ -сил, и тем меньше должно быть их влияние на параметры nn -взаимодействия, извлекаемые из эксперимента.

Показано, что учет этого влияния позволяет согласовать данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния различных экспериментов. Сделан вывод, что из данных, полученных при различных энергиях можно выделить эффект $3N$ -сил и получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

Материал главы основан на работах [27, 57-59, 62].

6.6. Приложение. Вывод формулы для параметра R

Рассмотрим реакцию $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.



$$M_1 + E_1 + M_2 = M_3 + M_4 + E_3 + E_4$$

$$M_1 + M_2 - M_3 - M_4 = Q$$

$$E_3 + E_4 = E_1 + Q$$

(6.5)

$$R_3 = \tau \frac{P_3}{M_3}$$

$$R_4 = \tau \frac{P_4}{M_4}$$

$$R^2 = R_3^2 + R_4^2 - 2R_3R_4 \cos(\Theta_3 + \Theta_4)$$

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = \left(\frac{P_3}{M_3}\right)^2 + \left(\frac{P_4}{M_4}\right)^2 - 2\left(\frac{P_3 P_4}{M_3 M_4}\right) \cos(\Theta_3 + \Theta_4)$$

(6.6)

Законы сохранения импульса:

$$P_1 = P_3 \cos \theta_3 + P_4 \cos \theta_4$$

$$0 = P_3 \sin \theta_3 + P_4 \sin \theta_4$$

$$P_1^2 = (P_3 \cos \theta_3)^2 + (P_4 \cos \theta_4)^2 + 2P_3 P_4 \cos \theta_3 \cos \theta_4$$

$$0 = (P_3 \sin \theta_3)^2 + (P_4 \sin \theta_4)^2 - 2P_3 P_4 \sin \theta_3 \sin \theta_4$$

$$P_1^2 = [(P_3 \sin \theta_3)^2 + (P_3 \cos \theta_3)^2] + [(P_4 \sin \theta_4)^2 + (P_4 \cos \theta_4)^2] + 2P_3 P_4 (\cos \theta_3 \cos \theta_4 - \sin \theta_3 \sin \theta_4)$$

$$P_1^2 = P_3^2 + P_4^2 + 2P_3 P_4 \cos(\Theta_3 + \Theta_4)$$

$$2P_3P_4\cos(\Theta_3 + \Theta_4) = P_1^2 - P_3^2 - P_4^2 \quad (6.7)$$

Вставляем (6.7) в (6.6):

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = \left(\frac{P_3}{M_3}\right)^2 + \left(\frac{P_4}{M_4}\right)^2 - \left(\frac{P_1^2 - P_3^2 - P_4^2}{M_3 M_4}\right) \quad (6.8)$$

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = \frac{2P_3^2}{2M_3 M_3} + \frac{2P_4^2}{2M_4 M_4} - \frac{P_1^2 2M_1}{2M_1 M_3 M_4} + \frac{2P_3^2}{2M_3 M_4} + \frac{2P_4^2}{2M_3 M_4} \quad (6.9)$$

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = \frac{2E_3}{M_3} + \frac{2E_4}{M_4} - \frac{2E_1 M_1}{M_3 M_4} + \frac{2E_3}{M_4} + \frac{2E_4}{M_3} \quad (6.10)$$

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = \frac{2E_3 M_4 + 2E_4 M_3 + 2E_3 M_3 + 2E_4 M_4 - 2E_1 M_1}{M_3 M_4} = 2 \frac{(E_3 + E_4)(M_3 + M_4) - E_1 M_1}{M_3 M_4} \quad (6.11)$$

Подставляя (6.5) в (6.11) окончательно получаем:

$$\frac{R^2}{\tau^2 c^2} = 2 \frac{(E_1 + Q)(M_3 + M_4) - E_1 M_1}{M_3 M_4} \quad (6.12)$$

Окончательная формула для параметра R принимает вид:

$$R \approx \tau \cdot c \sqrt{2 \frac{(E_1 + Q)(M_3 + M_4) - E_1 M_1}{M_3 M_4}} \quad (6.13)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию нейтрон-нейтронного взаимодействия и анализу данных полученных в этих экспериментах. Данные о параметрах nn -взаимодействия получены в реакциях с двумя нейтронами в конечном состоянии при низких энергиях. Для этого были созданы оригинальные методики и проведены экспериментальные исследования на пучках нейтронов, дейтронов и легких ядер.

Основные результаты, полученные в диссертации можно сформулировать следующим образом.

1. Проведен анализ существующих проблем в физике малонуклонных систем. Отмечены серьезные расхождения экспериментальных данных по нейтрон-нейтронному квазисвободному рассеянию (КСР) и реакциям nd и pd -развала с результатами современных теоретических расчетов. Отмечены значительные расхождения в величинах a_{nn} , полученных в различных экспериментах. Показана невозможность описание всей совокупности данных без привлечения $3N$ -сил. Высказано предположение, что большая разница между значениями a_{nn} , извлеченных из экспериментов одного и того же типа, но с использованием разных начальных энергий и разных кинематических условий, может быть обусловлена разным вкладом $3N$ сил.

2. Реализована возможность в рамках созданных программ для кинематического моделирования реакций с произвольным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5, ..., 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.

3. Разработана методика эксперимента по определению длины nn -рассеяния в реакции $nd \rightarrow pnn$ при энергии нейтронов 40 МэВ этой реакции. Проведено кинематическое моделирование реакции, позволившее 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.

На основании результатов моделирования создана экспериментальная установка на пучке нейтронов канал РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. Проанализированы и выбраны параметры эксперимента и детектирующей установки – пучка нейтронов, дейтериевой мишени, протонного и нейтронных детекторов. Исследованы характеристики детекторов – эффективность регистрации, временное и пространственное разрешение. Создана система сбора информации времяпролетного спектрометра, позволяющая определять энергии всех вторичных частиц и энергию налетающего нейтрона в реакции $nd \rightarrow pnn$.

Экспериментальные результаты по зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -системы сравнивались с результатами моделирования, зависящими от значения энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы (связь с длиной рассеяния по формуле 3.3). В результате проведенного χ^2 -анализа впервые получено значение длины рассеяния $a_{nn} = -16.6 \pm 1.0$ фм при энергии первичных нейтронов 40 МэВ (ранее данные о длине рассеяния в реакции nd -развала были получены при энергиях 13-23 МэВ).

4. Предложен экспериментальный метод изучения структуры двухнейтронного гало в реакции квазисвободного рассеяния протона на кластерах гало-ядер. Реакция изучается в обратной кинематике на пучке ^6He , облучающем стопку ядерных фотоэмульсий. При этом ядра водорода,

входящие в состав ФЭ, служили в качестве ядер-мишеней. Создана методика, позволяющая выделять события рассеяния протонов (ядер водорода) на кластерах ядра ${}^6\text{He}$. Для каждой звезды определяются пробег (энергия) первичной частицы (${}^6\text{He}$) до точки взаимодействия, углы испускания и пробеги (энергии) вторичных частиц (${}^4\text{He}, p$).

Проведено кинематическое моделирование реакции ${}^6\text{He}+p\rightarrow p'+C+S$, где кластеры C и S составляют гало ядро: кластер C принимает участие в КСР, а кластер S является зрителем. Рассмотрены два случая: рассеяние протона на динейтроне и на одиночном нейтроне гало. При сравнении экспериментальных данных с кинематическими расчетами 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.

Рассмотрена возможность исследования структуры гало-ядра ${}^8\text{He}$ в реакции квазисвободного рассеяния протона. Проведено моделирование реакции взаимодействия протона с ядром ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике при энергии ${}^8\text{He} - 40$ МэВ. Наглядно показано, что существуют выделенные области в угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, соответствующие определенным кластерным конфигурациям гало-ядер.

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. Показано, что исследование энергетических спектров нейтронов, в совпадении с заряженной частицей, позволит получить информацию об энергии

квазисвязанного состояния, т.е. о степени корреляции нейтронов в гало-ядрах.

5. Разработана методика эксперимента по определению длины nn -рассеяния в реакции $dd \rightarrow pp + nn$ при энергии дейтронов 15 МэВ. Результаты моделирования этой реакции показали, что при условии регистрация двух протонов и нейтрона энергия синглетного состояния nn -системы может быть определена из формы энергетического спектра нейтрона от развала этого состояния. С учетом результатов моделирования создана экспериментальная установка для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ на пучке дейтронов циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ. Создана и протестирована система сбора информации на основе комбинации цифровых сигнальных процессоров – CAEN DT5742 и 5720, предназначенная для определения энергий нескольких заряженных и нейтральных частиц.

Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов (в совпадении нейтрона с двухпротонным сигналом) сравнивался с результатами моделирования, зависящими от значений энергии синглетного nn -состояния. На основе проведенного χ^2 -анализа экспериментальных и моделированных данных получено значение энергии синглетного nn -состояния $E_{nn} = 76 \text{ кэВ} \pm 6 \text{ кэВ}$, соотнесенное с величиной nn -длины рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6 \text{ фм}$. Полученное значение nn -длины рассеяния значительно отличается от значений длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу (от $a_{nn} = -19 \text{ фм}$ до $a_{nn} = -16 \text{ фм}$), что, по-видимому, связано с влиянием $3N$ -сил между nn -парой и заряженным фрагментом в промежуточном состоянии.

6. Проанализированы все данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, полученные с 1999 г. в реакциях nd и dd -развала. Расхождения между экспериментальными данными, полученными в различных работах, объяснено влиянием $3N$ -сил зависящих от скорости разлета nn -пары и заряженного фрагмента (различной в рассматриваемых экспериментах).

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

Показано, что учет этого влияния позволяет согласовать данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния различных экспериментов. Сделан вывод, что из данных, полученных при различных энергиях можно выделить эффект $3N$ -сил и получить значение параметров nn -взаимодействия в их отсутствии.

В заключение, автор выражает искреннюю благодарность к.ф.-м.н. М.В. Мордовскому и к.ф.-м.н. С.В. Зуеву, принимавших участие на всех этапах работы, за плодотворное сотрудничество; к.ф.-м.н. С.И.Поташеву за участие на многих этапах работы; к.ф.-м.н. В.П. Заварзиной за участие на различных этапах работы и полезные обсуждения; к.ф.-м.н. А.А.Каспарову за участие на последнем этапе работы, Ю.М.Бурмистрову за большую работу при создании всех экспериментальных установок; к.ф.-м.н. А.В. Спасскому и д.ф.-м.н. В.М.Лебедеву за предоставление возможности работы на циклотроне У120 НИИЯФ МГУ и плодотворное сотрудничество в этой работе.

Автор выражает признательность сотрудникам Лаборатории атомного ядра к.ф.-м.н. Г.Е.Беловицкому, д.ф.-м.н. А.В.Степанову, к.ф.-м.н. В.А. Сергееву, к.ф.-м.н. В.М. Скоркину и И.М. Шарапову за участие на ранних этапах работы.

Автор благодарен соавторам отдельных представленных в диссертации работ сотрудникам НИИЯФ МГУ д.ф.-м.н. профессору Кукулину В.И., к.ф.-м.н. Померанцеву В.Н; сотрудникам ФИ РАН д.ф.-м.н. профессору Полухиной Н.Г., д.ф.-м.н. Старкову Н.И., Александрову А.Б.; сотрудникам ФЛЯР ОИЯИ к.ф.-м.н. Лукьянову С.М. и к.ф.-м.н. Соболеву Ю.Г.

Хочу поблагодарить всех сотрудников ЛАЯ и членов моей семьи за поддержку и помощь в течение всего времени выполнения данной работы.

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. Kukulin, 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: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$ // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151–199.
12. L.I. Galanina and N.S. Zelenskaya / Mechanism of Independent Neutron Transfer in Elastic α - ${}^6\text{He}$ Scattering and Structure of the ${}^6\text{He}$ 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 ${}^6\text{He}$ // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 044605(1–18).
17. А.А. Каспаров / Моделирование и анализ малонуклонных реакций для получения данных о низкоэнергетических параметрах nn -взаимодействия. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М.: 2017. 105с.
18. С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский / Программа для моделирования экспериментов по изучению реакций с тремя частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 5. С. 527–531.

19. С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский / Математическое моделирование малонуклонных экспериментов с тремя и более частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 6. С. 753–757.
20. С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский / Оптимизация спектров коррелирующих наблюдаемых в многочастичных реакциях // Дифференциальные уравнения и процессы управления. 2017. № 3. С. 195–201.
21. E. Konobeevski, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, A. Spasskii / Study of neutron-neutron interaction in proton pick-up reactions on ^3H // EPJ Web of Conferences Ser. "INPC 2013 – International Nuclear Physics Conference" 2014. С. 03047.
22. С.В. Акулиничев, Г.Н. Вялов, М.И. Грачев, С.К. Есин, Е.С. Конобеевский, и др. / Состояние и перспективы работ на московской мезонной фабрике // Атомная энергия. 2003. Т. 94. № 1. С. 76–81.
23. Ю.М. Бурмистров, С.В. Зуев, Е.С. Конобеевский, М.В.Мордовской, С.И. Поташев, В.А.Сергеев / Изучение нейтрон-нейтронного взаимодействия в конечном состоянии в реакции nd -развала при энергии 40–140 МэВ // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71. № 3. С. 430–433.
24. А.В.Андреев, Ю.М.Бурмистров, Е.С.Конобеевский, В.Н.Марьин, М.В.Мордовской, С.И.Поташев // Стенд для испытания сцинтилляционных детекторов нейтронов // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71. № 6. С. 876–878.
25. Ю.М. Бурмистров, С.В. Зуев, Е.С. Конобеевский, М.В.Мордовской, С.И. Поташев, В.М. Скоркин / 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.

26. E.Konobeevski, M.Mordovskoy, S.Potashev, V.Sergeev, S.Zuyev / Study of the nd breakup reaction at neutron energy of 40-60 MeV // International Journal of Modern Physics E. 2010. T. 19. № 5-6. С. 1162–1169.
27. Е.С. Конобеевский, Ю.М. Бурмистров, С.В. Зуев, М.В.Мордовской, С.И. Поташев, / 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.
28. С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский / Процедура извлечения длины nn -рассеяния из данных о выходе реакции nd -развала // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 6. С. 793–797.
29. Е.С.Конобеевский, В.И.Кукулин, М.В.Мордовской, В.Н.Померанцев, С.И.Поташев, О.А.Рубцова, В.А.Сергеев, С.В.Зуев, И.М.Шарапов / 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.
30. E.S.Konobeevski, M.V.Mordovskoy, I.M.Sharapov, S.I.Potashev, S.V. Zuyev / Extraction of neutron-neutron scattering length from nn coincidence-geometry nd breakup data // Nuclear Physics and Atomic Energy. 2011. V. 12. № 1. P. 35–39.
31. С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, И.М.Шарапов / Моделирование эффективности сцинтилляционных детекторов нейтронов в интервале энергии 5–70 МЭВ // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 10. С. 1228–1230.
32. С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, В.М.Лебедев, М.В.Мордовской, А.В.Спасский, С.И.Поташев, И.М.Шарапов / Энергетическая калибровка сцинтилляционного $\Delta E-E$ телескопа в реакции (α, p) // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 4. С. 453–455.
33. С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, М.В. Мордовской, И.М.Шарапов / Восстановление энергетического спектра быстрых нейтронов (20-60

- МэВ) канала РАДЭКС ИЯИ РАН методом обратной задачи // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 4. С. 465–468.
34. E.Konobeevski / Study of neutron-neutron scattering in *nd* breakup reaction // Journal of Physics: Conference Series . 2012. Т. 340. С. 012047.
35. С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, М.В. Мордовской, С.И.Поташев, И.М.Шарапов / Спектрометр нейтронного пучка на базе сцинтилляционного детектора с n - γ разделением по форме импульса // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 7. С. 919–923.
36. Ю.М.Бурмистров, С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, М.В.Мордовской, С.И.Поташев, И.М.Шарапов / Установка для исследования квазисвободного рассеяния нейтрона на нейтроне в интервале энергии 20-60 МэВ // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 7. С. 924–926.
37. Е.С.Конобеевский, С.В.Зуев, М.В.Мордовской, С.И. Поташев, И.М.Шарапов / Реакция *nd*-развала как инструмент изучения нейтрон-нейтронного взаимодействия // Ядерная физика. 2013. Т. 76. № 11. С. 1479–1483.
38. G.Belovitsky, E.Konobeevski, A.Stepanov, V.Zavarzina, S.Zuyev, N.Polukhina, N.Starkov, S.Lukyanov, Yu.Sobolev / Study of the structure of neutron halo using neutron transfer reaction // The European Physical Journal. Special Topics. 2007. Т. 150. № 1. С. 5–7.
39. Г.Е.Беловицкий, Е.С.Конобеевский, В.П.Заварзина, С.В.Зуев, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков, А.Б.Александров, С.М.Лукьянов, Ю.Г.Соболев / Выделение траекторий заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 5. С. 646–649.
40. Г.Е.Беловицкий, Е.С.Конобеевский, А.В.Степанов, В.П.Заварзина, С.В.Зуев, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков, А.Б.Александров, С.М.Лукьянов, Ю.Г.Соболев / Изучение структуры гало нейтроноизбыточных ядер в

- реакции передачи двух нейтронов // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 5. С. 650–655.
41. Г.Е.Беловицкий, В.П.Заварзина, С.В.Зуев, Е.С.Конобеевский, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков, А.Б.Александров, С.М.Лукьянов, Ю.Г.Соболев / Реакция квазисвободного рассеяния протона на гало-ядрах как инструмент исследования структуры нейтронного гало // Ядерная физика. 2009. Т. 72. № 10. С. 1772–1776.
 42. E.Konobeevski, G.Belovitsky, A.Stepanov, V.Zavarzina, S.Zuyev, N.Polukhina, A.Rusetsky, N.Starkov, S.Lukyanov, Yu.Sobolev / Study of the neutron halo structure in interaction of ${}^6\text{He}$ with nuclei of photoemulsion // Few-Body Systems. 2008. Т. 44. № 1–4. С. 277–280.
 43. G.Belovitsky, E.Konobeevski, A.Stepanov, V.Zavarzina, S.Zuyev, S.Lukyanov, Yu.Sobolev / Study of quasi-free scattering of protons by clusters of ${}^6\text{He}$ halo nucleus // International Journal of Modern Physics E. 2008. Т. 17. № 10. С. 2331–2335.
 44. Г.Е.Беловицкий, В.П.Заварзина, Е.С.Конобеевский, С.В.Зуев, Н.Г.Полухина, А.С.Русецкий, Н.И.Старков, С.М.Лукьянов, Ю.Г.Соболев / Измерение реакции передачи двух нейтронов на пучке радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$ // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. № 3. С. 336–339.
 45. В.П.Заварзина, Е.С.Конобеевский, А.В. Степанов / Роль конфигурации валентных нейтронов гало-ядра в формировании модельной вершинной функции для описания реакции передачи двух нейтронов // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. № 6. С. 845–853.
 46. Е.С.Конобеевский, Г.Е.Беловицкий, А.В.Степанов, В.П.Заварзина, С.В. Зуев / Исследование структуры нейтронного гало в реакции квазисвободного рассеяния протона на гало-ядре ${}^6\text{He}$ // Ядерная физика. 2008. Т. 71. № 12. С. 2146–2150.
 47. С.В.Зуев, А.А.Каспаров, Е.С.Конобеевский / Возможности исследования структуры гало-ядер в реакциях квазисвободного

- рассеяния протона при низких энергиях // Ядерная физика. 2015. Т. 78. № 7–8. С. 739–747.
48. G.Belovitsky, V.Zavarzina, S.Zuyev, E.Konobeevski, A.Stepanov, N.Polukhina, N.Starkov, S.Lukyanov, Yu.Sobolev / Study of the neutron halo structure in the two neutron transfer reactions // В сборнике: International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy - Proceedings of the NPAE 2006. С. 237–245.
49. E.S.Konobeevski, M.V.Mordovskoy, I.M.Sharapov, S.V.Zuyev / Comparison of various scintillation detectors with n- γ pulse shape discrimination // В сборнике: 4th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, NPAE 2012 - Proceedings 2013. С. 632–636.
50. E.Konobeevski, S.Zuyev, A.Kasparov, V.Ostashko / 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.
51. Е.С.Конобеевский, В.И.Кукулин, С.В.Зуев, В.М.Лебедев, М.В.Мордовской, А.В. Спасский / 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. 521–536.
52. С.В.Зуев, Е.С. Конобеевский, М.В.Мордовской / Система сбора данных для установки с регистрацией совпадающих событий на основе цифровых сигнальных процессоров // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 5. С. 532–536.
53. Е.С.Конобеевский, С.В.Зуев, А.А.Каспаров, В.М.Лебедев, М.В.Мордовской, А.В. Спасский / Исследование реакции $d+d \rightarrow {}^2\text{He} + 2n$ при энергии дейтронов 15 МэВ // Ядерная физика. 2015. Т. 78. № 7–8. С. 687–695.
54. А.А.Каспаров, Е.С.Конобеевский, С.В.Зуев / Математические методы разделения импульсов, вызванных нейтронами и гамма-квантами //

- Системы компьютерной математики и их приложения. 2015. № 16. С. 24–25.
55. С.В.Зуев, А.А.Каспаров, Е.С. Конобеевский, М.В.Мордовской., и др. / Установка для изучения nn-корреляций в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 3. С. 254–259.
56. С.В.Зуев, А.А.Каспаров, Е.С. Конобеевский, В.М.Лебедев, М.В.Мордовской, А.В. Спасский / Реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ как источник квазимоноэнергетических нейтронов для исследования свойств нейтронных детекторов // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 3. С. 260–265.
57. Е.С.Конобеевский, С.В.Зуев, А.А Каспаров., В.И.Кукулин, В.М.Лебедев, М.В.Мордовской, В.Н.Померанцев, А.В. Спасский / Низкоэнергетические параметры нейтрон-нейтронного взаимодействия: анализ данных, извлеченных из реакций nd- и dd-развалов // Ядерная физика, 2018, том 81, № 5, с. 555–563.
58. E. Konobeevsky, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, A. Spassky / 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.
59. E. Konobeevsky, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, A. Spassky / Study of n-n correlations in $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ reaction // Journal of Physics: Conference Series 2017. Т. 798. № 1. С. 012076.
60. Г.Е. Беловицкий, В.П. Заварзина, Е.С. Конобеевский, А.В. Степанов / Исследование корреляции двух нейтронов в гало ядрах в реакциях с передачей двух нейтронов. Краткие сообщения по физике ФИАН, 2001, №5, с.26–31.
61. А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, С.В. Зуев / Моделирование кинематики реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ // Дифференциальные уравнения и процессы управления. 2016. №2. С. 257–261.

62. 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].
63. АА.Каспаров, Е.С.Конобеевский, В.В.Мицук, М.В. Мордовской. / Исследование *nn*-корреляций в легких гало-ядрах: моделирование реакций ${}^6\text{He}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+(\text{nn})$ и ${}^6\text{Li}+{}^2\text{H}\rightarrow{}^6\text{Li}+(\text{np})$ // В сборнике: Проблемы современной физики-2016 Труды 59-й научной конференции МФТИ. Под общей редакцией А.Г. Леонова. Составитель Е.Ю. Чиркина. 2016. С. 131–132.
64. E.S.Konobeevski, M.V.Mordovskoy, I.M.Sharapov, S.I.Potashev, S.V. Zuyev / Extraction of neutron-neutron scattering length from nn coincidence-geometry nd breakup data // В сборнике: 3rd International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, NPAE 2010 - Proceedings Сеп. "3rd International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, NPAE 2010" 2011. С. 290–293.
65. M. Schwamb, H. Arenhövel / The Two-Nucleon System beyond the Pion Threshold // Few-Body Systems, Suppl. 2003. V. 14. P.77–82.
66. 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).
67. 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).
68. H. Witala and W. Glöckle / The nn quasi-free nd breakup cross section: discrepancies to theory and implications on the ${}^1\text{S}_0$ nn force // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 034004 (1–8).
69. H. Witala and W. Glöckle / On the discrepancies in the low-energy neutron–deuteron breakup // J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 37, 064003–064013 (2010)

70. H. Witala and W. Glöckle / Di-neutron and the three-nucleon continuum observables / *Phys.Rev. C*85, 064003–064011 (2012).
71. H. Witala and W. Glöckle / On the discrepancies in the low-energy neutron–deuteron breakup / *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 37 (2010) 064003
72. 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.
73. H R Setze et al 2005 *Phys. Rev. C* 71 034006
74. 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.
75. 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.
76. 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).
77. H. Witala, W. Glöckle / Di-neutron and the three-nucleon continuum observables // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 064003(1–9).
78. V.I. Kukulin, 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.
79. V.I. Kukulin, M.N. Platonova / Short-Range Components of Nuclear Forces: Experiment Versus Mythology // *Phys. Atom. Nucl.* 2013. V. 76(12). P. 1465–1481.
80. G.A. Miller, B.M.K. Nefkens, and I. Slaus / Charge symmetry, quarks and mesons // *Phys. Rep.* 1990. V. 194(1–2). P. 1–116.
81. G.A. Miller and W.T.H. van Oers / Charge Independence and Charge Symmetry // 1994, e-print arXiv:nucl-th/9409013.
82. O. Dumbrajs, R. Kohn, H. Pilkuhn, et al. / Compilation of coupling constants and low-energy parameters // *Nucl. Phys. B.* 1983. V. 216. P. 277–335. .

83. K. Bodek, B. Bruggemann, J. Krug, et al. / The neutron-proton scattering length in the reaction ${}^9\text{Be}(p,np){}^8\text{Be}$ at 7.5 MeV // *Few-Body Systems*. 1988. V. 3. P. 135–141.
84. 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.
85. 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).
86. J. Deng, A. Siepe, and W. von Witsch. / New measurement of the neutron-proton scattering length a_{np} via n-d breakup reaction at 25 MeV breakup reaction // *Phys. Rev. C*. 2002. V. 66(4). P. 047001 (1–3).
87. 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. 2950–2963.
88. G.A. Miller, B.M.K. Nefkens, and I. Slaus. / Charge Symmetry, Quarks and Mesons // *Phys. Rep.* 1990. V. 194(1–2). P. 1–116.
89. Б. Кюн / Измерение длины рассеяния нейтрона на нейтроне и вопрос о зарядовой зависимости ядерных сил // *ЭЧАЯ*. 1975. Т. 6, № 2. С. 347 – 392.
90. I. Slaus, Y. Akaishi, and H. Tanaka / Neutron-Neutron Effective Range Parameters // *Phys. Rep.* 1989. V. 173(5). P. 257–300.
91. W. Tornow, H. Witala, and R.T. Braun / Determinations of the Neutron-Neutron Scattering Length a_{nn} from Kinematically Incomplete Neutron-Deuteron Breakup Data Revisited // *Few-Body Systems*. 1996. V. 21. P. 97–130.
92. 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).

93. R.P. Haddock, R.M. Salter, Jr.M. Zeller, et al. / Measurement of the neutron-neutron S-wave scattering length from the reaction $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14(9). P. 318–323.
94. R.M. Salter, R.P. Haddock, M. Zeller, et al. / The n-n S-wave scattering length from the neutron spectra of the reaction $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ // Nucl. Phys. A. 1975. V. 254. P. 241–268.
95. B. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, et al. / n-n scattering length from the photon spectra of the reactions $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$ and $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42(23). P. 1508–1511.
96. B. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, et al. / nn scattering parameters a_{nn} and r_{nn} from the photon spectrum of the reaction $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$ // Nucl. Phys. A. 1984. V. 420. P. 496–524.
97. 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.
98. 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.
99. Q. Chen, C.R. Howell, T.S. Carman, et al. / Measurement of the neutron-neutron scattering length using the $\pi^- d$ capture reaction // Phys. Rev. C. 2008. V. 77(5). P. 054002(1–19).
100. M.D. Cozma, O. Scholten, R.G.E. Timmermans, et al. / Sensitivity of pp bremsstrahlung on low-energy NN interaction // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 044003(1–14).
101. V.I. Kukulín, I.T. Obukhovskiy, V.N. Pomerantsev, et al. / Two-Component Dressed-Bag Model For NN Interaction: Deuteron Structure and Phase Shifts up to 1 GeV // Int. J. Mod. Phys. E. 2002. V. 11. P. 1–33.
102. M.N. Platonova and V.I. Kukulín / Manifestation of the P-wave diproton resonance in single-pion production in pp collisions // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 054039(1–13).

103. D.E. Gonzales Trotter, F. Salinas, Q. Chen, et al. / New measurement of the 1S_0 neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard // Nucl. Rev. Lett. 1999. V. 83(19). P. 3798–3791.
104. 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).
105. D.E. Gonzales Trotter, F. Salinas, W. Tornow, et al. / Neutron-deuteron breakup experiment at $E_n = 13$ MeV: Determination of the 1S_0 neutron-neutron scattering length a_{nn} // Phys. Rev. C. 2006. V. 73(3). P. 034001(1–21).
106. 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).
107. A. Nogga, H. Kamada, W. Glöckle / Modern Nuclear Force Predictions for the α Particle // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 944–947.
108. E. Konobeevski, P. Sugathan, K.S. Golda, et al. / Cluster structure of ^6Li and ^6He nuclei in reactions with neutron and ^6Li beams // Preprint INR 1392/2014.
109. D. Robson / Nuclear reactions with resonant-particle production // Nucl. Phys. A. 1973. V. 204. P. 523–528.
110. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц / Квантовая механика // М.: Физматгиз, 1963.
111. М. Гольдбергер, К. Ватсон / Теория столкновений // М.: Мир, 1967.
112. В.А. Бабенко, Н.М. Петров / Низкоэнергетические параметры нейтрон-нейтронного рассеяния // Ядерна Фізика та Енергетика. 2013. Т. 14(2). С. 135–141.
113. H. Okamura / Three-body treatment of the (d, ^2He) reaction on the basis of the adiabatic approximation // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P.064602(1–8).
114. W. Glöckle, H. Witala, D. Hüber, et al. / The three-nucleon continuum:

- achievements, challenges and applications // *Phys. Rep.* 1996. V. 274. P.107–285.
115. Исследования по ядерной и атомной физике на циклотронах НИИЯФ МГУ: сборник статей / под общ. ред. Панасюка М.И., Романовского Е.А., Тулинова А.Ф. М.: Университетская книга, 2009.
116. R.A. Cecil, B.D. Anderson, R. Madey / Improved Predictions of Neutron Detection Efficiency for Hydrocarbon Scintillators from 1 Mev to Above 300 MeV // *Nuclear Instruments and Methods.* 1979. V. 161. P. 439–447.
117. J.K. Dickens / SCINFUL: A Monte Carlo Based Computer Program to Determine a Scintillator Full Energy Response to Neutron Detection for En Between 0.1 and 80 MeV: User's Manual and FORTRAN Program Listing // ORNL report. ORNL-6462, 1988.
118. Е.П. Боголюбов и др. // Сб. матер. Межотр. научно-техн. конф. «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». Москва. 2004. С. 66.
119. A General Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code // <https://mcnp.lanl.gov/>.
120. G.M. Ter-Akopian, A.M. Rodin, A.S. Fomichev, et al. / Two-neutron exchange observed in the ${}^6\text{He}+{}^4\text{He}$ reaction. Search for the “di-neutron” configuration of ${}^6\text{He}$ // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 426. P. 251–256.
121. E. Sauvan, F.M. Marques, H.W. Wilschut, et al. / Radiative Proton Capture on ${}^6\text{He}$ // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87(4). P. 042501(1–4).
122. F.M. Marques, M. Labiche, N.A. Orr, et al. / Three-body correlations in Borromean halo nuclei // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 061301(1–4).
123. Г.Е. Беловицкий, В.П. Заварзина, Е.С. Конобеевский, и др. / Исследования корреляции двух нейтронов в гало ядрах в реакциях с передачей двух нейтронов // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* 2001. № 5. С. 26–31.
124. G.D. Alkhazov, A.V. Dobrovolsky, P. Egelhof, et al. / Nuclear matter distributions in the ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ nuclei from differential cross sections for

- small-angle proton elastic scattering at intermediate energy // Nucl. Phys. A. 2002. V. 712. P. 269–299.
125. G.D. Alkhozov / Breakup of Exotic Nuclei and Correlations of Halo Neutrons // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63(2). P. 229–232.
126. M.L. Goldberger and K.M. Watson / Collision Theory (J.Wiley, N.Y., London, Sydney, 1964), Ch XI; М. Гольдбергер, К. Ватсон / Теория столкновений (“Мир”, Москва, 1967), гл. 11.
127. Г.Е. Беловицкий, В.Н. Баранов, О.М. Штейнград / Эмиссия легких заряженных частиц, сопровождающих деление ядер урана протонами с энергией 153 МэВ // Ядерная физика 1995, Т. 58, N 12. С. 2131–2139.
128. Е.Л. Фейнберг, К.А. Котельников, Н.Г. Полухина / Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки материала трековых детекторов // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35(3). С. 763–787.
129. A. Aleksandrov, N. Polukhina, N. Starkov, et al. / The pattern recognition software for automatic treatment of track detector data at the PAVICOM completely automated measuring facility // Radiation Measurements. 2008. V. 43. P. S120–S124.
130. F. Kobayashi and Y. Kanada-En’yo / Dineutron formation and breaking in ^8He // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 034321(1–17).
131. Zhang Ying-ji, Yang Jin-qing, Zhang Jie, et al. / Resonant diproton spectrum measured using the reaction $^2\text{H}(d, ^2\text{p})2\text{n}$ at 15.7 MeV // Phys. Rev. C. 1992. V. 45(2). P. 528–531.
132. Zhang Yingji, Jiang Dazhen, Yang Jinqing / Experimental evidence of dineutron existence // Chinese. Phys. Lett. 1989. V. 6(3). P. 113–116.
133. Zhang Ying-ji, He Jian-hua, Yang Jin-qing, et al. / Breakup energy spectrum of singlet deuterons $d + d \rightarrow d^* + d^*$ four-body reaction at 15.7 MeV // Phys. Rev. C. 1993. V. 47(2). P. 468–472.

134. A. Spyrou, Z. Kohley, T. Baumann, et al. / First Observation of Ground State Dineutron Decay: ^{16}Be // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 102501(1–4).
135. F.M. Marques, N.A. Orr, N.L. Achouri, et al. / Comment on “First Observation of Ground State Dineutron Decay: ^{16}Be ” // Phys. Rev. Lett. 2012. V.109. P. 239201(1).
136. B.G. Struzhko, V.M. Lebedev, V.G. / Elastic deuteron-deuteron scattering and relevant reaction involving the flip of deuteron spins and isospins into a singlet versus the predictions of the supermultiplet potential model for cluster interaction // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66(5). P. 812–823.
137. CAEN. Digital Pulse Processing in Nuclear Physics. White Paper WP2081 // <http://www.caen.it>.
138. CAEN. Digital Electronic Instrumentation. DT5742 digitizer // <http://www.caen.it>.
139. CAEN. Digital Electronic Instrumentation. DT5720 digitizer // <http://www.caen.it>.
140. K.C. Frame, W.A. Clay, W.H. Geist, et al. / Neutron and Gamma Pulse Shape Discrimination in a Liquid Scintillator Counter for Neutron Multiplicity Measurements of Enriched Uranium // 2004. Preprint No. LA-UR-04-4868. Los Alamos National Laboratory.
141. CAEN / Digital Gamma Neutron discrimination with Liquid Scintillators // Application Note AN2506. <http://www.caen.it>.
142. 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).
143. 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.

144. 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.
145. V.I. Kukulín, I.T. Obukhovskiy, V.N. Pomerantsev, et al. / New mechanism for intermediate- and short-range nucleon–nucleon interaction // J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 1851–1868.

СПИСОК ТЕРМИНОВ И СОКРАЩЕНИЙ

КСР - квазисвободное рассеяние

ВКС – взаимодействие в конечном состоянии

МВ – приближение Мигдала-Ватсона

3NF – трехчастичные силы

НЗН – нарушение зарядовой независимости

НЗС – нарушение зарядовой симметрии

RECOIL – геометрия отдачи

УФ – уравнение Фаддеева

PCI – (Peripheral component interconnect) – “взаимосвязь периферийных компонентов”) – шина ввода-вывода для подключения периферийных устройств к материнской плате компьютера

КАМАК – (САМАС – Computer Automated Measurement and Control) – стандарт, определяющий организацию магистрально-модульной шины, предназначенной для связи измерительных устройств с цифровой аппаратурой обработки данных в системах сбора данных.

БВП – блок высоковольтного питания

ФСР – формирователи со следящим порогом

ВЦР – времяцифровой преобразователь

off line – обработка данных после получения и записи информации, т.е. не в момент получения данных

CAEN – Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari – Производство оборудования для ядерной электроники

MCNP – Monte Carlo N-Particle Transport Code

SCINFUL – Scintillation Neutron Detector Response by Monte-Carlo

ORTEC – компания лидер по производству детекторов, ядерной электроники, программного обеспечения и интегрированных систем

РОРОР – вещество на основе бензола, применяемое для преобразования света с короткой длиной волны в свет с большей длиной волны, используется как в твердых, так и в жидких органических сцинтилляторах.

ОСГИ – Образцовые источники гамма-излучения

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

ИНГ – импульсный нейтронный генератор

ВНИИА – Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики

FWHM – ширина гауссиана на половине максимальной амплитуды

ССD-камера – charge-coupled device – прибор с зарядовой связью – специализированная аналоговая интегральная микросхема, состоящая из светочувствительных фотодиодов.