ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ Лаборатория Ядерных Реакций им. Г.Н.Флёрова

На правах рукописи

СИДОРЧУК Сергей Иванович

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ И ВЫБИВАНИЯ

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация

на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	1
ГЛАВА 1. Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА	29
ГЛАВА 2. Структура сверхтяжелого гелия-10	33
2.1. Экспериментальная методика	33
2.2. Экспериментальные данные	38
2.3. Анализ данных	43
2.4. Выводы	48
ГЛАВА 3. ⁸ Не в реакции передачи нейтронов	50
ГЛАВА 4. Структура ⁶ Не в реакции квазисвободного рассеяния	54
4.1. Постановка задачи	54
4.2. Измерения	57
4.3. Монте-Карло симуляция квазисвободного рассеяния	60
4.4. Экспериментальные проявления механизма квазисвободного	
рассеяния	65
4.5. Трехтельные импульсные корреляции в 6 He	75
4.6. Выводы	78
ПРИЛОЖЕНИЕ 4А. Квазисвободное рассеяние в приближении	
плоских волн	81
ПРИЛОЖЕНИЕ 4Б. Сечение упругого α-α рассеяния	85
ГЛАВА 5 . Экзотические кластеризации 6 Не	
ПРИЛОЖЕНИЕ 5A . Сечение упругого α-t рассеяния	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	97
ЛИТЕРАТУРА	113

ВВЕДЕНИЕ

Свойства ядер, расположенных вдали от линии β-стабильности, являются одним из основных предметов исследований в ядерной физики, начиная со времени ее становления. Вместе с тем можно сказать, что целенаправленное изучение структуры короткоживущих радиоактивных нуклидов, обладающих значительной нейтрон-протонной асимметрией, приобрели форму отдельного направления около тридцати лет назад после открытия протяженного нейтронного гало в легких слабосвязанных ядрах. В пионерских работах [Tan85, Tan88] методом трансмиссии измерялось полное сечение взаимодействия нейтроноизбыточных изотопов гелия, лития, бериллия и бора. В экспериментах были обнаружены изотопы, размеры которых не укладывались в зависимость $r \sim A^{1/3}$, хорошо описывающую радиусы стабильных ядер. Резкий рост радиуса с увеличением нейтронного избытка объяснялся протяженным хвостом волновой функции, за который отвечают валентные нейтроны. Позднее это явление получило название нейтронного гало (см. рис. B1 [Tan85,Tan88]). Сечение развала ядер с гало на компактный «кор» и внешние нейтроны оказалось связанным с полным сечением взаимодействия наглядным соотношением $\sigma_{\text{гало}} = \sigma_I(A) - \sigma_I(A - \text{гало}).$

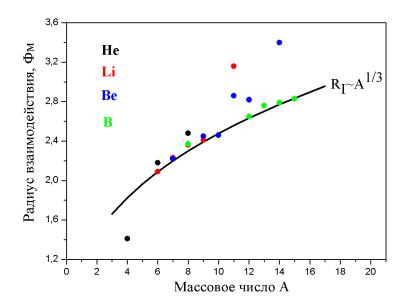


Рис. В1. Радиусы ядер, полученные в измерениях полных сечений взаимодействия.

Вновь открытая область исследований привлекла самое пристальное внимание ученых, а вместе с ним и ресурсы, которые обеспечили быстрое продвижение вперед как в теоретических исследованиях, так и в развитии экспериментальной техники. В результате было показано, что ядерное гало имеет принципиально квантово-механическую природу и связано с проникновением валентных нуклонов в классически запрещенную область, размеры которой превышают радиус действия ядерных сил. У обычных ядер по мере увеличения числа нуклонов заселяются состояния с более высокими орбитальными моментами, а принципа неопределенности следует возможность компактной ИЗ пространственной конфигурации. В отличие от этих ядер, ядра с гало насыщены нуклонами до такой степени, что волновая функция валентных нуклонов простирается далеко за пределы кора. Благодаря большому размеру этих ядер появляется возможность для заселения состояний с малыми орбитальными моментами. Один из наиболее полных перечней измеренных сечений взаимодействия и радиусов различных ядер содержится в обзоре [Oza01].

Впечатляющие результаты первых экспериментов стимулировали дальнейшие исследования, в ходе которых был обнаружен ряд других необычных свойств этих ядер. В частности, можно отметить необычно узкие импульсные распределения нейтронов гало, которые наблюдаются в реакциях фрагментации [Kob88] и являются следствием широкого пространственного распределения этих нуклонов в ядре. Кроме этого, были обнаружены мягкая мода гигантского дипольного резонанса, возникающая благодаря возможности низкоэнергетических колебаний гало относительно кора [Han87], а также большая энергия β-распада, обусловленная возможностью β-распада нейтронов гало непосредственно в континуум [Rii90]. Исследования взаимодействия этих ядер с тяжелыми мишенями обнаружили чрезвычайно высокое сечение кулоновской диссоциации [Нап87]. Особое место среди этих ядерных систем занимают ядра с двухнейтронным гало, которые характеризуются достаточно редкой для обычных ядер разновидностью связи: любая двухтельная подсистема ядра, состоящего из трех тел, не связана. Среди стабильных ядер такой же особенностью обладает ⁹Ве. Подобную связь принято иллюстрировать с

помощью геральдического символа итальянского семейства Борромео, в связи с чем такие ядра принято называть борромиевскими. В работе [Dan91] впервые были разработаны теоретические подходы к изучению подобных ядерных систем и получены волновые функции таких ядер, как ⁶He, ⁶Li и ⁶Be. В расчетах использовался метод К-гармоник [Baz69], в котором решение уравнения Шредингера представляется в виде разложения по так называемому гипермоменту. Процедура разложения в данном случае аналогична разложению по орбитальному моменту в двухтельной задаче. В многочастичной задаче также появляется аналог центробежного барьера, — эффективный многочастичный барьер, который приводит к задержке распада. Принципиальная разница между двумя этими случаями заключается в том, что для многочастичной задачи барьер не исчезает в случае нулевого гипермомента.

На первоначальном этапе внимание исследователей ограничивалось легчайшими ядрами. С точки зрения экспериментатора эти ядра являются весьма удачным объектом для исследований, поскольку в области малых масс граница нуклонной стабильности располагается недалеко ЛИНИИ В-стабильности OT соответственно, интенсивность вторичных пучков относительно высока. С точки зрения теоретика легкие ядра также обладают важным преимуществом, - ярко выраженная кластеризация позволяет использовать теоретические модели, построенные на приближении нескольких тел, – кластеров или нуклонов [Dan91]. Помимо этого, для теоретических расчетов малонуклонных ядерных систем в настоящее время применяется подход *ab-initio*, основанный на использовании реалистических нуклон-нуклонных взаимодействий [Wir02,Nol12].

По мере развития теоретических подходов и экспериментальных методик круг задач, доступных для исследований с помощью вторичных пучков радиоактивных ядер, быстро расширялся, и в настоящее время в него входят уже достаточно сложные и довольно редкие явления и процессы. Перечень явлений, открытых благодаря использованию вторичных пучков, на сегодняшний день выглядит вполне солидно и включает в себя, кроме нейтронного и, возможно, протонного гало, инверсию оболочек, связанную с нарушениями оболочечной структуры у ядер близи границ нуклонной стабильности, «молекулярную»

структуру ядер, новые области деформации, а также экспериментальное открытие двухпротонной радиоактивности.

Эти исследования получили дополнительный импульс за счет расширения области изучаемых ядер за границы нуклонной стабильности (см., например, [Kor94a,Kor01]). Первые попытки исследования структуры несвязанных ядерных систем, находящихся в резонансных состояниях, таких как, $^{4-7}$ H или 10 He, разумеется, предпринимались много ранее (см., например, [Ogl89,Coh65,You68], [Baz72,Art71]), однако пучки стабильных ядер, доступные в то время, позволяли удалиться от линии В-стабильности достаточно далеко лишь в результате реализации довольно сложных механизмов, таких например, как двойная нуклонная перезарядка [Ost94], перезарядка пионов [Set87] или поглощение ядрами π-мезонов [Gur05]. Сложные механизмы, как правило, характеризуются либо малым сечением реакции и соответствующей статистикой, либо сложностью и неоднозначностью интерпретации экспериментальных спектров. Новые возможности, открывшиеся с развитием техники радиоактивных пучков, позволили сделать качественно новый шаг в этом направлении. В этом контексте необходимо также упомянуть работы, В которых развиваются оригинальные подходы к изучению несвязанных систем, как резонансное рассеяние на толстых мишенях [Rog03]. В результате сегодня можно говорить о развитии нового научного направления, связанного с изучением несвязанных ядерных систем. Основанием для самого пристального внимания к этим системам является вполне очевидное утверждение, что структуру резонансных состояний формируют те же базовые закономерности, которые лежат в основе строения обычных стабильных ядер. Вместе с тем, поскольку нестабильные системы, о которых идет речь, распадаются менее чем за 10^{-11} секунды после регистрация продуктов распада обеспечивает образования, уникальную возможность прямой реконструкции и идентификации ядерных состояний.

Развитие экспериментальной техники. Одним из итогов работ [Tan85,Tan88], помимо неожиданных физических результатов, стало появление новой экспериментальной технологии, связанной с использованием вторичных пучков

радиоактивных ионов, — «in-flight»-сепарации (или сепарации «на лету») продуктов фрагментации первичного пучка при помощи установки, получившей название фрагмент-сепаратор (см., например, [Gei92,Kub92]). Вместе с тем необходимо отметить, что самые первые попытки генерации вторичных пучков предпринимались еще в начале 60-х годов.

Фрагмент-сепаратор предназначен формирования, сепарации ДЛЯ И транспортировки вторичного пучка радиоактивных ядер, полученных результате взаимодействия ядер первичного пучка с производящей мишенью. Радиоактивные ядра вторичных пучков, обладающие определенной степенью протон-нейтронной асимметрии, доставляются В фокальную плоскость сепаратора, где устанавливается «физическая» мишень. В результате реакции с ядрами физической мишени первоначальная асимметрия может быть усилена, таким образом реализуется продвижение в направлении границ стабильности. Общепринятая практика предполагает использование первичных пучков с достаточно высокой, порядка нескольких сотен и выше МэВ/нуклон, энергией первичного пучка. Это связано с увеличением сечения фрагментации исходного ядра по мере повышения энергии первичного пучка, а также с возможностью использования производящей мишени большой толщины, что позволяет увеличить интенсивность вторичных пучков. Кроме того, большой импульс первичного пучка обеспечивает кинематическую фокусировку продуктов фрагментации и их эффективный захват в установках с большим аксептансом. Очистка от примесных пучков, имеющих одинаковую магнитную жесткость с основным вторичным пучком, достигается путем установки в плоскости дисперсии сепаратора специальных поглотителей с определенным профилем.

Одним из важных преимуществ метода «in-flight»-сепарации является возможность получения и использования ядер с очень малым временем жизни, — порядка десяти микросекунд. Основной недостаток метода — относительно небольшая, порядка миллиона частиц в секунду и меньше, интенсивность вторичных пучков.

Альтернативой «in-flight»-сепарации являются разнообразные вариации технологии ISOL (Isotope Separation On-Line) [Kos02]. В методе ISOL

используется химическая сепарация продуктов реакций, полученных в результате взаимодействия, например, пучка протонов с ядрами толстой мишени, в которой тормозится пучок. Атомы диффундируют из мишени, которая находится при высокой температуре, и попадают в источник ионов, откуда они извлекаются уже в виде пучка радиоактивных ядер. Этот метод позволяет получать вторичные пучки с интенсивностью до 10^{11} с⁻¹. Очевидно, что сложный многоступенчатый способ формирования пучка в этом случае может использоваться только для получения долгоживущих ядер. Для атомов с высокой летучестью минимальное время жизни ядер может составлять порядка ста миллисекунд.

Начиная с 80-х годов, активно развиваются также гибридные методы получения вторичных пучков, в которых используется «in-flight»-сепарация и последующее торможение радиоактивных ядер в газе [Arj81,Den97]. Метод является достаточно быстрым и вполне универсальным по отношению к химическим свойствам атомов. После извлечения однозарядных ионов радиоактивных ядер из газовой ячейки они ускоряются, в результате чего могут быть сформированы вторичные пучки высокого качества. Гибридные технологии позволяют использовать в экспериментах радиоактивные ядра со временем жизни порядка миллисекунды и выше.

В настоящее время в области физики радиоактивных пучков происходят радикальные изменения, которые позволяют говорить 0 наступлении «индустриальной эпохи» в исследованиях. Новый этап будет ознаменован вступлением в строй целого ряда крупнейших ускорительных комплексов, которые в силу своих масштабов и универсальности получили название фабрик радиоактивных пучков. Несмотря на высокую стоимость подобных комплексов, превышающей, как правило, 0.5 миллиард долларов США, ожидается, что в течение ближайших десяти лет они будут введены в действие в тех странах, где правительства осознают необходимость и имеют возможность делать крупные инвестиции в фундаментальные исследования. Среди наиболее известных проектов фабрик радиоактивных пучков, некоторые их которых сегодня уже находятся в эксплуатации, необходимо упомянуть FRIB (США), SPIRAL-2 (Франция), RIBF (Япония), RISP (Южная Корея), а также BRIF (Китай). Исследования на радиоактивных пучках составят значительную часть научной программы ускорительного комплекса FAIR в Германии.

Принципы работы этих фабрик основаны на разнообразных вариациях тех же основных подходов, которые были развиты в предыдущие годы. Японский ускорительный комплекс RIBF создан на базе самого крупного в мире сверхпроводящего циклотрона SRC, с помощью которого можно получать пучки тяжелых ионов вплоть до урана с энергией 350 – 450А МэВ и интенсивностью 1 мкА-частиц. Вторичные пучки, полученные методом «in-flight», формируются и сепарируются с помощью сверхпроводящего сепаратора BigRIPS. В качестве еще одного характерного подхода можно упомянуть французский комплекс SPIRAL-2, в основе которого лежит использование сверхпроводящего линейного ускорителя, обеспечивающего 5 мА тока пучка дейтронов с энергией 40 МэВ. В SPIRAL-2 дейтроны должны направляться в графитовый нейтронный конвертор, после которого установлена урановая мишень. Продукты деления урана инжектируются в циклотрон и после ускорения используются в экспериментах.

В число фабрик по производству экзотических ядерных пучков логично включить и фабрику сверхтяжелых элементов (СТЭ), которая в ближайшее время должна быть запущена в ЛЯР ОИЯИ. Несмотря на то, что исключительно низкое сечение образования сверхтяжелых элементов не позволяет говорить о них в контексте вторичных пучков, СТЭ-фабрику объединяет с фабриками радиоактивных пучков общая задача исследований свойств ядер на границах стабильности.

В ЛЯР ОИЯИ физика вторичных пучков радиоактивных ядер развивается, в частности, на базе фрагмент-сепаратора АКУЛИНА [Rod97] и комплекса оборудования, позволяющего проводить исследования легких экзотических ядер. Первичные пучки с энергией 30 – 50А МэВ для сепаратора генерируются с помощью циклотрона У400М. В ближайшее время ожидается запуск сепаратора нового поколения АКУЛИНА-2 [Fom08]. Следует отметить, что Лаборатория ядерных реакция имени Г.Н. Флерова является единственной лабораторией в

Восточной Европе, где техника вторичных пучков радиоактивных ядер получила определенный импульс к развитию. Некоторые задачи, имеющие отношение к программе исследований на этой установке, обсуждаются в нижеследующих разделах. Программа исследований на сепараторах АКУЛИНА и АКУЛИНА-2 имеет определенные ограничения, обусловленные относительно низкой энергией первичных пучков, ускоренных на циклотроне У400М. В частности, при таких энергиях интенсивность вторичных пучков радиоактивных ядер в большинстве случаев не достаточна для поиска новых нуклидов, расположенных на границе нуклонной стабильности в области промежуточных масс. Это обстоятельство предполагает иную концепцию развития, которая заключается в концентрации усилий на исследованиях ядер с $Z < 15 \div 20$ и развитии новых экспериментальных подходов. Несмотря на то, что в последние годы именно в этой области значений Z было сфокусировано внимание исследователей, и именно здесь были сделаны важные открытия последних десятилетий, область легких ядер по-прежнему привлекает внимание, как экспериментаторов, так и теоретиков, поскольку здесь могут быть получены ядерные системы с предельно высоким отношением N/Z. Благодаря небольшому числу нуклонов, отделяющему линию β-стабильности от линии нуклонной стабильности, именно в этой области могут быть получены вторичные пучки с максимально высокой интенсивностью, благодаря чему значительно расширяется круг экспериментальных задач.

Границы нуклонной стабильности. Одной из наиболее актуальных задач ядерной физики является поиск нуклидов, составляющих границу нуклонной стабильности. Согласно теоретическим оценкам, помимо известных ядер, число которых составляет около трех тысяч, возможно существование еще нескольких тысяч нуклонно-стабильных изотопов, которые до сих пор не наблюдались в экспериментах. Эти ядра занимают на карте изотопов весьма значительное пространство, ограниченное линиями нуклонной стабильности, за которыми ядерные системы уже не являются связанными. Стабильное ядро, расположенное на границе нейтронной или протонной стабильности, содержит максимальное число соответствующих нуклонов. Понятие стабильности проще определить,

если ограничиться областью легких ядер. В этой области ядра стабильны, если энергия отделения нуклона положительна, – в этом случае они, как правило, заканчивают свое существование в результате β-распада, а время их жизни на много порядков больше наносекунды. По другую сторону границы нуклонной стабильности время жизни ядер, как правило, на много порядков меньше наносекунды, и они распадаются, испуская нуклоны.

Современные теоретические модели ядра часто противоречат друг другу в предсказании масс ядер, удаленных от линии β-стабильности, а все вместе они, как правило, сильно отличаются от экспериментальных данных, что связано с катастрофическим падением точности теоретических предсказаний по мере удаления от области долгоживущих ядер. Таким образом, любой, положительный или отрицательный, исход экспериментального наблюдения новых ядер имеет фундаментальное значение и накладывает сильные ограничения на тот или иной теоретический подход.

Граница протонной стабильности не столь удалена от линии β-стабильности по сравнению с нейтронной границей и ядра с предельным протонным избытком могут быть получены в реакциях с достаточно высоким сечением. Как следствие, граница протонной стабильности на сегодняшний день известна, по крайней мере, вплоть до германия (Z=32). Напротив, в области нейтронного избытка граница стабильности определена лишь для самых легких ядер. В частности установлено, что изотопы ^{24,25}N и ^{26,28}O нестабильны относительно испускания нейтронов [Sak99, Tar97, Fau96]. Для Z=9 наиболее тяжелым стабильным изотопом, наблюдавшимся в эксперименте, на сегодняшний день является ³¹F [Sak99], однако, согласно некоторым теоретическим предсказаниям, ³³F тоже может оказаться стабильным ядром. Для ядер с более высокими значениями Z наиболее тяжелыми изотопами, наблюдавшимися в эксперименте, являются $^{40}{
m Mg},\,^{42}{
m Al}$ и, возможно, $^{43}{
m Al}$ [Bau07]. Часть карты нуклидов, для которой границы стабильности считаются установленными, показана на рис. В2. Черной линией на граница ДЛЯ нейтроноизбыточных рисунке показана предсказанная в рамках микроскопической модели. Видно, что противоречия с

экспериментальными данными начинаются приблизительно в районе магния (Z=12).

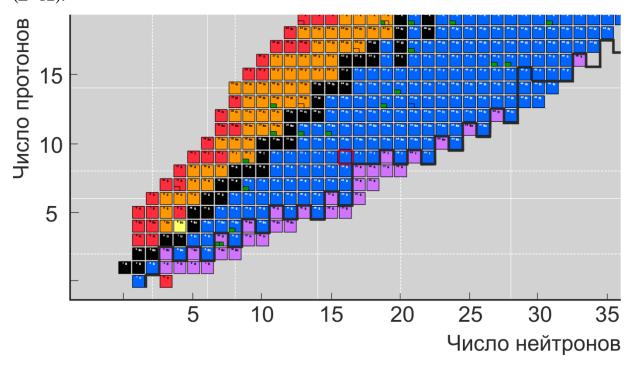


Рис. В2. Карта нуклидов в области легких ядер. Черной линией показана теоретическая граница нейтронной стабильности, синим цветом отмечены нуклонностабильные изотопы, розовым – резонансные системы, наблюдавшиеся в экспериментах.

Получение идентификация новых нуклидов представляет собой привлекательное и многообещающее направление, позволяющее исследователям полностью сосредоточиться на технологиях повышения эффективности производства и сепарации вторичных пучков. Совершенно очевидно, что в ближайшие годы, с запуском мощных фабрик радиоактивных пучков, начинается эпоха технологической гонки и острой конкуренции за право получить шанс на открытие новых изотопов. В этом соревновании ОИЯИ принимает активное участие, но эти усилия сегодня сфокусированы исключительно на исследованиях сверхтяжелых ядер. В этой области за последние 20 лет в ЛЯР ОИЯИ были открыты новые элементы Периодической таблицы, также впервые наблюдались около 50 новых изотопов [Oga07]. Что касается области легких и промежуточных масс, то существующие планы развития экспериментальной базы в российских ядерных центрах настоящее время, к сожалению, не предполагают затрат, сопоставимых с финансированием этой тематики в других странах.

Импульсные распределения. Исследования ядерной структуры с помощью реакций выбивания нуклонов или кластеров является одним из наиболее информативных экспериментальных подходов, получивших большое распространение при изучении экзотических слабосвязанных ядер на границе стабильности (см., например, [Kob92, Kob93, Kor94b, Suz94]). Эти исследования опираются на использование приближения внезапного столкновения, или адиабатической аппроксимации, или модели Сербера, которая заключается в том, что при достаточно высокой энергии внутренние степени своды с хорошей степенью точности можно считать «замороженными» [Jon70]. B этом приближении импульс оставшегося фрагмента определяется волновой функцией исходного ядра и в системе центра масс начального ядра равен импульсу выбитого нуклона в исходном состоянии. Это допущение подтверждается формой импульсных распределений нейтронов, выбитых из ядер с нейтронным гало. Эти распределения оказались узкими, шириной около 50 МэВ/с, – в полном соответствии с представлением о большом размере гало и принципом неопределенности Гейзенберга. Еще один интересный результат был получен в результате сравнения импульсных распределений нейтронов, выбитых из нейтроноизбыточных ядер. Это сравнение показало, что характеристики распределений претерпевают заметные изменения при пересечении оболочек N=8 и N=14 [Sau00], что впервые дало повод говорить о нарушении оболочечной структуры вблизи границы нуклонной стабильности.

Наблюдаемые ширины и формы импульсных распределений фрагментов исследуемого ядра не всегда поддаются однозначной интерпретации. В случае ядер с двухнейтронным гало борромиевского типа необходимо учитывать взаимодействие в конечном состоянии фрагмента с одним из нейтронов. В результате взаимодействия в конечном состоянии наблюдаемые распределения тяжелого фрагмента могут значительно отличаться от распределений,

соответствующих волновой функции исходного ядра. Один из примеров приведен на рис. ВЗ (а) и (б), на которых показаны экспериментальные распределения нейтронов [Коb93] и α-частиц [Коb92] по поперечному импульсу из развала ⁶He на углеродной мишени при энергиях 0.8A ГэВ и 0.4A ГэВ, соответственно. Одной из особенностей импульсного распределения нейтронов на рис. ВЗ (а) является наличие двух компонентов с различными ширинами. Широкое распределение, которое представляет собой подложку под более узким пиком, отвечает регистрации нейтрона из ⁶Не, рассеянного на мишенном ядре. Узкий пик сформирован нейтронами-спектаторами, которые не участвовали во взаимодействии с мишенным ядром. Вместе с тем импульсное распределение нейтронов, полученное в результате расчета в приближении внезапного приближения с использованием волновой функции ⁶He из [Dan91], должно быть почти в 2 раза шире [кривая 1 на рис ВЗ (а)]. Объяснение, данное в работе [Kor94b], предполагает наличие взаимодействия в конечном состоянии нейтрона с α -частицей в волне $p_{3/2}$, что соответствует основному состоянию ⁵Не (кривая 2). На рис. ВЗ (б) показано распределение по поперечному импульсу α-частиц, полученное также в реакции фрагментации ⁶Не, но при меньшей энергии. Кривые 1 и 2 также получены в результате расчетов в модели внезапного приближения и взаимодействия в конечном состоянии, соответственно.

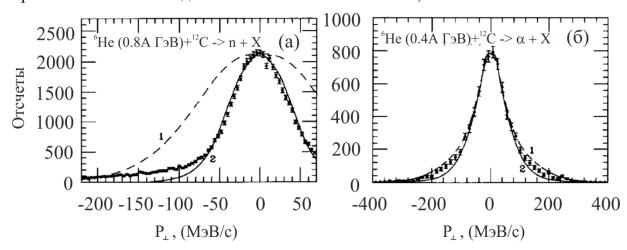


Рис. В3. Распределение α -частиц [Kob92] (а) и нейтронов [Kob93] (б) по поперечному импульсу, измеренные в реакции 6 He+C. Кривые 1 и 2 соответствуют расчетам в рамках модели внезапного приближения и учету взаимодействия в конечном состоянии в системе α -n [Kor94b].

Аналогичные особенности импульсных распределений наблюдались и для других ядер, в том числе для ⁸He [Kor95].

Необходимо также отметить, что при анализе импульсных распределений необходимо принимать во внимание ряд других факторов, которые могут оказывать влияние на форму распределений. В частности, при энергии налетающей частицы несколько десятков МэВ/нуклон ширина наблюдаемого распределения продольной составляющей полного импульса также может значительно искажаться благодаря действию фактора фазового объема, которое становится заметным вблизи кинематического предела. Кроме этого, при небольших энергиях и, соответственно, больших длинах волн реакция происходит на периферии ядра, которой отвечают малые импульсы нуклонов. В эксперименте наблюдается только часть полного распределения, соответствующая малым импульсам. Корректный учет этих факторов, как правило, позволяет сделать выводы относительно волновой функции исследуемых ядер.

Оболочечная структура на границе стабильности. Оболочечная модель является одной из наиболее развитых и успешных ядерно-физических моделей, объясняющих структуру ядер. Вместе с тем известно, что вдали от долины стабильности большой нейтронный/протонный избыток ведет к резким изменениям в ядерной структуре [Tan13,Kan13,Sim13,Aum05]. Одним из важнейших проявлений этих изменений является модификация оболочечной структуры: исчезают известные замкнутые оболочки и, вместе с тем, появляются новые, состояния-интрудеры (intruder) опускаются по энергетической шкале вниз, в область энергий, не характерных для состояний с данной четностью [Pen16]. В принципе, определенные изменения следует назвать ожидаемыми, ибо по мере значительного изменения изоспина естественно ожидать изменения потенциала среднего поля, в котором движется нуклон, что должно влиять на величину спин-орбитального расщепления [Lal98,Dob94] и, следовательно, на положение одночастичного уровня.

Эти изменения, в частности, проявляются в уменьшении энергетического зазора между 1*p*- и 2*s*-оболочками и появлении так называемых состояний-«интрудеров», характерных для ядер, обладающих гало. Одним из самых известных примеров подобных состояний является разрушение нейтронной оболочки с числом нейтронов N=8 у легких нейтроноизбыточных ядер, таких как ¹²Ве, ¹¹Li и ¹⁰Не. «Нормальное», с точки зрения оболочечной модели, основное состояние $1/2^{-}$ в ¹¹Ве должно располагаться на 0.32 МэВ выше реального, измеренного в эксперименте, основного состояния 1/2⁺ [Nak94]. В структуре ¹²Ве разрушение оболочечной структуры проявляется в появлении низколежащего состояния-интрудера 1 [Iwa00], которое наблюдалось электромагнитного возбуждения. Анализ импульсных распределений нейтронов из фрагментации ¹²Ве, зарегистрированных в совпадении с γ-квантами с энергией 0.32 МэВ из возбужденного состояния ¹¹Ве, также свидетельствует о том, что первое возбужденное состояние ¹²Ве соответствует орбитальному моменту ℓ =1, в то время как импульсное распределение нейтронов, зарегистрированных в совпадении с ¹¹Ве в основном состоянии, отвечает конфигурации $(s_{1/2})^2$ [Nav00]. Кроме этого, в той же работе были получены указания на значительную примесь d-компонента.

Гало в 11 Li также обязано своим появлением значительной примеси состояния $(2s_{1/2})^2$ [Iek93,Sim99]. Аналогичное заключение было сделано в работах [Iwa00] по отношению к 12 Be, основное состояние которого формируется на базе кора 10 Be из «нормальной» валентной конфигурации $(0p_{1/2})^2$ и конфигурации-«интрудера» $(1s0d)^2$. Аналогичная картина наблюдается для 11 Li, для которого импульсное распределение нейтронов может быть описано вкладом двух компонентов с ℓ =0 и ℓ =1 с приблизительно одинаковыми сечениями [Sim99]. Вместе с тем вклад компонента с ℓ =2 в случае 11 Li, в отличие от 12 Be, оказался малым.

Особый интерес в области нейтронного избытка представляют несвязанные ядра, такие, например, как 5,7 H, 28 O и 10 He. Интерес к сверхтяжелым изотопам водорода вызван, в частности, предполагаемым структурным сходством с соответствующими изотопами гелия 6,8 He, в которых заполняется подоболочка

 $p_{3/2}$ [Kor01,Kor03,Gol04a,Gol04b,Gol05,Sid14]. Ядра ²⁸О и ¹⁰Не, в соответствии с ожиданиями, основанными на предсказаниях оболочечной модели, представляют собой дважды магические системы. Помимо этого, следует указать, что ¹⁰Не является, вероятно, вторым после ⁷Н, ядром с наибольшей величиной отношения N/Z. Полностью заполненные внешние оболочки должны обеспечить их повышенную стабильность относительно эмиссии нейтронов. В связи с этим на протяжении многих лет предпринимались многочисленные и безуспешные попытки обнаружить эти ядра в стабильном состоянии (см., например, [Ogl89,Cos67,Whe67,Gui90,Art71,Oga82,Ste88]). Впервые вывод нестабильности ¹⁰Не относительно эмиссии двух нейтронов был сделан в 1994 году [Kor94a], относительно ²⁸O, как уже отмечалось выше, такое же заключение было сделано на три года позже [Tar97]. Эти выводы следует рассматривать как важный, но всего лишь первый шаг в исследованиях структуры этих ядер, продолжающих оставаться объектами пристального интереса.

Отсутствие связанного ²⁸О привело к выводу об ослаблении замкнутой оболочки N=20, известной для стабильных ядер [Ots01,Oza00,Uts99,Col01]. Вместо этого в нейтроноизбыточных изотопах кислорода были обнаружены экспериментальные свидетельства существования новых подоболочек с N=14 и N=16. Этот вывод, в частности, находит косвенное подтверждение в работе [Sta04], в которой не наблюдалось ожидаемое возбужденное состояние изотопа кислорода ²⁴O 2⁺. В свою очередь, это дает право предположить, что возбужденное состояние 2+ лежит выше порога испускания нейтрона, составляющего 2.7 МэВ, а отсюда следует наличие энергетической щели для N=16. Еще одно косвенное подтверждение наличия новой оболочки при N=16 следует из большого сечения взаимодействия ²⁴О, которое влечет за собой предположение о формировании гало в этом ядре [Oza01]. В работе [Kan02] анализ импульсных распределений продуктов фрагментации ядра 23 О привел к заключению о том, что уровень $2s_{1/2}$ опускается в диапазон энергий, соответствующий уровню $1d_{5/2}$, что согласуется с предположением о существовании подоболочки N=16. Похожие выводы сделаны в работах [Noc05] и [Cor04], в которых структура ядра ²³О изучалась в реакциях, соответственно, электромагнитной и ядерной диссоциации. Авторы этих работ приходят к заключению, что основное состояние 23 О характеризуется спинчетностью $J^{\pi}=1/2^{+}$. Кроме этого, большой спектроскопический фактор, полученный для конфигурации $2s_{1/2} \bigotimes^{22} O(0^{+})$ также свидетельствует о наличии энергетической щели.

Гелий-10. Как отмечалось выше, интерес к ядерной системе 10 Не обусловлен, в первую очередь, ожиданием эффекта замкнутых протонной s-оболочки (Z=2) и нейтронной p-оболочки (N=8). Предполагалось, что магические числа нейтронов и протонов должны были в той или иной мере стабилизировать нейтроноизбыточную систему. Продолжавшиеся около двадцати лет попытки обнаружить состояние 10 Не, стабильное относительно испускания нейтронов, оказались безуспешными. С развитием техники вторичных пучков появилась возможность использовать короткоживущие ядра с большим нейтронным избытком 8 Не, 11 Li и 14 Ве, с помощью которых 10 Не можно получить в простых реакциях с относительно высоким сечением. В начале 90 -х годов было показано, сначала теоретически [Ког 93 а], а потом и экспериментально [Ког 94 а], что гелий- 10 не связан относительно испускания двух валентных нейтронов.

В работе [Ког94а] 10 Не был получен в реакции выбивания протона из налетающего ядра 11 Li. В энергетическом спектре 10 Не наблюдался пик с энергией 1.2 ± 0.3 МэВ и шириной менее 1.2 МэВ (см. рис. В4). Этот результат был подтвержден в эксперименте, в котором использовалась реакция двойной перезарядки 10 Ве(14 С, 14 О) 10 Не [Ost94,Oer95,Boh99]. Помимо основного состояния 0^+ с энергией 1.07 МэВ, в последней работе наблюдались возбужденные состояния с энергиями 4.3 и 7.9 МэВ, которым были приписаны спин-четности, соответственно, 2^- и 3^- . Спектры, полученные в работах [Ost94,Oer95,Boh99], характеризуются наличием интенсивного гладкого фона, а также малой шириной основного состояния (0.3 МэВ), значительно меньшей значения, которое следует из R-матричных вычислений (≈ 1.4 МэВ). Это может означать, что 10 Не обладает более сложной структурой, чем та, которую предполагает наличие кора 8 Не и двух валентных нейтронов. Столь малая ширина основного состояния противоречит всем имеющимся экспериментальным данным, однако для

полноты картины необходимо отметить, что расчеты, проведенные методом K-гармоник [Kor93a], указывают на то, что узкий резонанс возможен при условии малой (значительно меньше 1 МэВ над порогом распада 8 He-n-n) энергии основного состояния. Это заключение согласуется с результатами более поздних теоретических работ [Gri08,Sha14], в которых, вместе с тем, отмечается, что узкое и низколежащее основное состояние в 10 He предполагает сильное притяжение в s-волне.

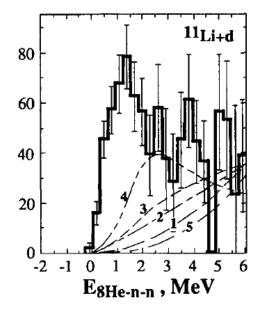


Рис. В4. Энергетический спектр ¹⁰He [Kor94].

Результаты, полученные в [Kor94], были подтверждены в работе [Joh10a,Joh10b], где также использовалась реакция выбивания протона из ¹¹Li. Вместе с тем, несмотря на то, что спектры, полученные в этих экспериментах, оказались практически идентичными, интерпретировались они авторами этих работ поразному. Энергетический спектр, наблюдавшийся в двух последних работах, интерпретировалась авторами как результат заселения двух состояний: основного 0⁺ и возбужденного 2⁺. В отличие от результатов [Ost94] ширины основного и возбужденного состояний в [Joh10a] и [Joh10b] оказались заметно больше 1 МэВ. Практически идентичная форма пика ¹⁰Не наблюдалась и в работе [Koh12], в которой ¹⁰Не получался путем выбивания α-частицы из ¹⁴Ве.

В ряду экспериментальных попыток получения 10 Не из 11 Li особняком стоит работа [Mat15], в которой изучалась реакция передачи протона (d, 3 He). В работе

наблюдался широкий пик основного и, возможно, первого возбужденного состояний. Был сделан вывод о согласованности результатов с данными, полученными реакциях выбивания. К сожалению, весьма малое число событий в наблюдавшихся пиках не позволяет сделать надежное заключение на основе полученных экспериментальных данных.

С учетом работ [Gol09,Sid12,Sid13], результаты которых детально обсуждаются в следующих разделах настоящей диссертации, на ЭТОМ перечень экспериментальных попыток наблюдения ¹⁰He можно считать исчерпанным. Немногочисленные попытки согласовать экспериментальные наблюдения с теоретическими представлениями на сегодняшний день выглядят не вполне убедительно. Расчеты, как правило, приводят к значительной ширине основного состояния ¹⁰Не [Aoy97,Bar04]. Эти выводы качественно подтверждают большинство экспериментальных результатов. Узкое (Г~0.21 чрезвычайно низколежащее ($E_r \sim 0.05 \text{ M}{\circ}\text{B}$) основное состояние было предсказано в теоретической работе [Аоу02], в которой предполагалось, что валентные нейтроны в состоянии $[s_{1/2}]^2$ формируют основное состояние ¹⁰He со спин-четностью 0⁺. В основе предположения о существовании такого состояния, еще не наблюдавшегося в эксперименте, лежит представление о сходстве структуры 10 Не со структурой ядра 11 Li, основное состояние которого содержит примесь компонента с ℓ =0.

В работе [Gri08] основное состояние 10 Не исследовалось в рамках трехтельной модели в зависимости от степени взаимодействия в s- и p-волнах, а также размера источника (большой источник соответствовал размеру гало в 11 Li). Расчеты базировались на экспериментальных данных, полученных для подсистемы гелия-10, — 9 Не [Gol07]. Было показано, что состояние $[p_{1/2}]^2$ валентных нейтронов приводит к энергии основного состояния 10 Не более 2 МэВ. В тоже время при большом размере источника, практически независимо от силы притяжения в s- и p-волнах, энергия основного состояния 10 Не не превышает 1 МэВ. Отсюда следует, что спектр 10 Не с максимумом в районе 1 МэВ, наблюдающийся в реакции выбивания протона из 11 Li, может соответствовать не конечному (10 Не), а начальному состоянию (11 Li), которое

проявляется в выходном канале реакции благодаря ее адиабатическому характеру. Более детальное исследование этой реакции [Sha14], учитывающее вклад состояний с различными спинами и четностями J^{π} , привело к аналогичному заключению.

Экспериментальные подходы к исследованиям ядерных состояний за границей нуклонной стабильности. Важной особенностью исследований несвязанных ядерных систем, подобных 10 Не, является ограниченность набора реакций, в которых чрезвычайно нейтроноизбыточные несвязанные состояния можно заселить, оставаясь в границах приемлемых сечений. Во-первых, эти системы настолько удалены от линии β -стабильности, что использование реакций со обычными, стабильными ядрами требует настолько значительной перестройки исходной системы, что преимущество высокой

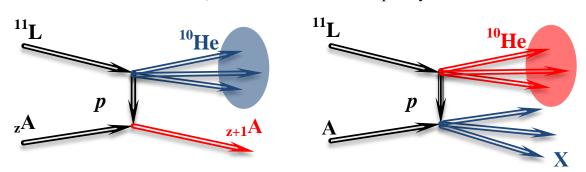


Рис. В5. Реакция передачи протона на мишенное ядро $_{z}$ A с регистрацией ядра отдачи $_{z+1}$ A (левая диаграмма); реакция выбивания протона из 11 Li (правая диаграмма) с регистрацией продуктов распада 10 He. Красными стрелками показаны регистрируемые частицы.

интенсивности первичного пучка полностью нивелируется исключительно малым сечением. Таким образом, для исследования нестабильных состояний за границей нуклонной стабильности требуются вторичные пучки радиоактивных ядер. Однако, в этой области выбор также не слишком велик. В сущности, круг экспериментальных возможностей ограничен двумя реакциями: фрагментация налетающего ядра и передача нуклонов. Рассмотрим в качестве примера 10 He. Это ядро может быть образовано в реакциях фрагментации 14 Be (выбивание α -частицы) $A(^{14}$ Be, 8 He-n-n)X или 11 Li (выбивание протона) $A(^{11}$ Li, 8 He-n-n)X.

Альтернативой являются либо реакции передачи α -частицы или протона из соответствующих исходных ядер, либо передача двух нейтронов на ядро ⁸Не $A(^8\text{He,A-}2n)^8\text{He-}n$ -n. Механизм реакций фрагментации и передачи схематически иллюстрируется с помощью диаграмм на рис. В5.

Оптимальной энергией налетающего ядра с точки зрения величины сечения для реакций передачи является энергия масштаба десятков МэВ/нуклон, для фрагментации (выбивания нуклона или кластера) – сотен МэВ/нуклон, поскольку при таких энергиях длина волны ядра-зонда позволяет рассчитывать на то, что зонд будет преимущественно взаимодействовать с отдельными нуклонами исследуемого ядра.

В ядерно-физических экспериментах с использованием прямых реакций широко применяются два способа измерения энергетического спектра распадающихся ядерных систем:

- а) **метод недостающей массы** подразумевает измерение (в бинарном или квазибинарном выходном канале) импульса одного из продуктов реакции (ядра отдачи). Энергия возбуждения системы всех остальных частиц определяется из законов сохранения энергии-импульса. Вместо одного ядра отдачи можно измерять импульс группы частиц, которая в этом случае рассматривается как распадающаяся система с определенной энергией возбуждения;
- б) метод инвариантной массы, в котором измеряются энергии и углы вылета всех продуктов распада изучаемой ядерной системы. В последнем случае энергия возбуждения системы представляет собой сумму измеренных в эксперименте энергий относительного движения продуктов ее распада.

Одно из преимуществ метода инвариантной массы заключается в том, что точность измерения энергии относительного движения частиц, входящих в изучаемую систему, довольно слабо зависит от толщины мишени. Это обстоятельство позволяет увеличить светимость пучка на мишени за счет использования толстых мишеней без значительного ухудшения энергетического разрешения. Это преимущество становится более заметным с ростом энергии, поэтому для изучения реакций выбивания нуклона или кластера при высоких энергиях чаще используется метод инвариантной массы. Необходимо заметить,

что различие между величинами энергетического разрешения в экспериментах с использованием метода инвариантной массы и в экспериментах с использованием метода недостающей массы может доходить до порядка величины.

По совокупности причин, о которых говорилось выше, эксперименты по изучению ядерных состояний за границей нуклонной стабильности с использованием реакций фрагментации, как правило, проводятся при высокой энергии налетающих частиц с использованием метода инвариантной массы. В то же время реакции передачи чаще всего изучаются при малых энергиях с использованием метода недостающей массы.

Однако основное различие между двумя экспериментальными подходами заключается в том, что результаты, полученные в рамках этих подходов, заметно отличаются друг от друга, когда объектом исследований являются состояния с шириной порядка 1 МэВ или более. Это систематически наблюдаемое противоречие было выявлено в целом ряде работ, предметом которых являлось изучение структуры таких ядер, как ⁴H ([Mei03] и [Sid04]), ⁵H ([Mei03] и [Gol05]), ⁹He ([Joh10a] и [Gol07]), ¹⁰He ([Joh10b] и [Sid12]). Причиной противоречий, очевидно, является влияние, которое механизм образования изучаемого состояния оказывает на наблюдаемые характеристики состояния. В экспериментах с использованием реакций фрагментации при высокой энергии бомбардирующей частицы ожидания исследователей базируются представлении о квазисвободном механизме удаления нуклона или кластера из исходного ядра. Расчет строится на адиабатическом характере реакции при высокой энергии, и структурном сходстве исходного и конечного состояний, которого следует ожидать, исходя из предсказаний стандартной оболочечной модели. В случае пары 10 He- 11 Li речь идет о замкнутой нейтронной p-оболочке. Эти ожидания не являются совершенно очевидными, поскольку базовые закономерности оболочечной модели нарушаются уже в исходном ядре ¹¹Li, в основном состоянии которого смешаны *s*- и *p*-волны [Sim99].

Еще один важный вопрос, связанный с механизмом образования ядер за границей нуклонной стабильности, относится к взаимодействию в конечном

состоянии [Wat52,Mig55]. Если мы намерены получить ¹⁰He из ¹¹Li, то естественно задать вопрос о том, в какой мере взаимодействие в конечном состоянии в случае конкретной реакции оказывает влияние на формирование спектра интересующей нас ядерной системы? Насколько волновая функция начального состояния (11Li) влияет на свойства спектра состояния конечного (10 Не)? Экспериментальный ответ на эти вопросы можно получить, изучая несвязанное ядерное состояние с хорошо известными характеристиками, которое должно быть получено из ядра, волновая функция которого не вызывает больших сомнений. Одной из наилучших реакций, удовлетворяющих всем перечисленным условиям, является реакция выбивания α-кора из ядра ⁶He $A(^{6}He,\alpha A)2n$. В этой реакции мишенное ядро A выбивает α -кор из ядра ^{6}He , трехтельная волновая функция которого считается надежно установленной [Dan91]. Гелий-6 весьма похож на литий-11: оба обладают двумя валентными нейтронами, образующими борромиевское гало, характеризуются малой энергией связи (0.97 МэВ и 0.15 МэВ) и весьма схожими корреляциями. В результате реакции образуется несвязанная нейтронная пара n-n, импульсные корреляции которой определяются волновой функцией ⁶Не. Пара нейтронов также может взаимодействовать в конечном состоянии. Зная волновую функцию ⁶Не и сравнивая энергетическую зависимость сечения виртуального *s*-состояния *n-n* с экспериментальным спектром, можно сделать вывод о мере влияния начального состояния на спектр состояния конечного.

Изучение ядерной структуры в квазисвободных реакциях (реакции на виртуальных частицах). Подход, который вполне можно назвать традиционным, предполагает изучение реакции фрагментации ⁶Не, о которой шла речь в предыдущем разделе, методом инвариантной массы с регистрацией двух нейтронов и измерением их угловых и энергетических корреляций. Однако метод инвариантной массы полностью оставляет за скобками механизм реакции, и наблюдение в экспериментальном спектре инвариантной массы более или менее широкого пика не обязательно означает, что мы наблюдаем интересующее нас ядерное состояние. Чтобы достоверно определить механизм реакции, можно

использовать так называемые **квазисвободные реакции**, или реакции на виртуальных частицах.

Если время взаимодействия частиц составляет Δt , то, в соответствии с соотношением неопределенности, энергия системы известна с точностью $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Lambda t} = \frac{\beta}{R} \hbar c$. Если при этом характерный размер области взаимодействия Rсоставляет несколько ферми, а величина β , характерная для пучков на сепараторе АКУЛИНА, равна приблизительно 0.2, то энергетическая неопределенность ΔE масштаб порядка нескольких десятков мегаэлектрновольт, значительно больше типичной энергии связи нуклонов и кластеров в легких экзотических ядрах. Это означает, что в течение времени Δt нуклон или кластер, связанные в ядре, могут проявлять себя как свободные частицы. Реакции, происходят виртуальной которые на частице, откнисп называть квазисвободными. В качестве ядра-зонда удобно использовать гелий, поскольку

- а) использование α-частицы в качестве мишенного ядра по сравнению с более легкими частицами, например, с протоном, приводит к увеличению энергии в центре масс;
- b) большая энергия связи α -частицы позволяет считать это ядро бесструктурным;
- с) α-частица имеет нулевой спин;
- d) амплитуда свободного упругого рассеяния α - α хорошо известна в широчайшем энергетическом диапазоне, что позволяет предсказывать величину сечения и угловые α - α корреляции в выходном канале реакции.

Рассеяние α -частиц на α -частицах, связанных в различных ядрах, довольно часто используется в экспериментах по изучению ядерной структуры (см., например, [Oki97,Ste94,Cow94]), а также в экспериментах астрофизической направленности [Тур03,Spi01]. Модель квазисвободного упругого рассеяния, диаграмма которой показана на рис. В6, содержит две независимые вершины, одну из которых принято описывать волновой функцией исходного ядра Ψ_{6He} , а другую – амплитудой свободного рассеяния $f_{\alpha\alpha}$.

Остаток ядра, который не участвует во взаимодействии, называется спектатором и сохраняет, частично или полностью, корреляции, характерные для основного

состояния исходного ядра. В случае реакции ${}^4\text{He}({}^6\text{He},\alpha\alpha)2n$ спектатором является динейтрон. В экспериментах по изучению квазисвободного рассеяния в минимальный набор регистрируемых частиц должны быть включены две рассеянные частицы. Как правило, геометрия эксперимента подразумевает регистрацию этих частиц под углом в их собственном центре масс, близком к 90° . Кинематические характеристики спектатора и энергия его возбуждения определяются с помощью метода недостающей массы.

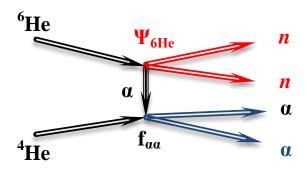


Рис. В6. Диаграмма реакции квазисвободного рассеяния мишенного ядра 4 Не на α -частице, связанной в ядре 6 Не.

Интерес к реакциям на виртуальных частицах возник в середине прошедшего столетия в связи с исследованиями нуклон-нуклонных взаимодействий в широком диапазоне энергий, и был вызван, в первую очередь, отсутствием нейтронных мишеней и/или нейтронных пучков необходимого качества. В этих условиях наиболее удачной альтернативой мишени из свободных нейтронов являлся дейтрон, большой размер и относительно малая величина энергия связи которого позволяют рассматривать входящие в это ядро протон и нейтрон в качестве независимых частиц. Одна из первых работ, посвященных данной тематике [Кuc61], имела весьма характерное название «On the deuteron as a free nucleon target». В дальнейшем, по мере совершенствования экспериментальной техники и накопления данных по рассеянию различных частиц в широких угловых и энергетических диапазонах приобрела актуальность обратная задача квазисвободного рассеяния, связанная с изучением ядерной структуры. Исследования такого рода позволяли извлечь информацию об одночастичных

кластерных состояниях исследуемого ядра, используя ИЛИ известные зависимости фазовых сдвигов от энергии для пары упруго рассеянных частиц. Теоретическое описание реакций на виртуальных частицах базировалось на импульсном приближении [Che50], в основе которой лежит факторизация выражения для сечения рассеяния (более подробно это выражение обсуждается в главе приложении 3А). Смысл импульсного приближения в его плосковолновом варианте заключается в учете внутреннего движения связанного нуклона или кластера, на котором происходит рассеяние. Внутреннее движение мишенной частицы приводит к появлению «пика» определенной ширины в спектрах лабораторных энергий рассеянных частиц, если энергии этих частиц измеряются в малом угловом диапазоне. Форма и ширина пика зависят от импульсного распределения мишенной частицы, связанной в исходном ядре, и определяются волновой функцией этого ядра. Импульсное приближение хорошо воспроизводит форму экспериментального спектра только при достаточно высоких энергиях, однако приводит к существенной переоценке абсолютного значения сечения даже в случае самой простой системы сталкивающихся частиц, в которой возможно рассеяние на виртуальной частице, p+d. При достаточно малых энергиях, когда длина волны налетающей частицы становится сравнимой с межнуклонными расстояниями в изучаемом ядре, простое импульсное приближение не воспроизводит даже форму экспериментального энергетического распределения рассеянных частиц, которое оказывается более узким по сравнению с расчетным.

Причина, по которой расчет в рамках плосковолнового импульсного приближения дает завышенное значение сечения, очевидна, в этом подходе предполагается, что бомбардирующая частица взаимодействует только с избранным нуклоном или кластером в ядре. Неучтенный вклад всех прочих возможных реакций в данной системе и составляет разницу между экспериментальным и расчетным сечением. Что касается неудовлетворительного описания формы энергетического распределения рассеянных частиц при малых энергиях, то причины этого несоответствия также могут быть поняты на основе самых общих соображений. Если длина волны налетающей частицы сопоставима

с размерами ядра-мишени, то ее взаимодействие с отдельным нуклоном или кластером может происходить только на поверхности ядра. Простейшей и вполне обоснованной с физической точки зрения попыткой привести в соответствие эксперимент и теорию является введение в расчет «радиуса обрезания» $R_{\rm cutoff}$, исключающего из рассмотрения часть волновой функции, которая не участвует во взаимодействии [Pai70]. Результатом Фурьепреобразования волновой функции в диапазоне интегрирования, ограниченном снизу величиной $R_{\rm cutoff}$, является «зауженное» импульсное распределение спектатора

$$\Psi(p) = \int_{R_{cutoff}}^{\infty} \Phi(r) e^{-ikr} dV, \tag{B1}$$

и, как следствие, более узкий расчетный пик квазисвободного рассеяния в энергетическом спектре рассеянной частицы. Следует подчеркнуть, что по причинам, которые обсуждались выше, эта грубая модификация волновой функции приводит лишь к незначительному уменьшению расчетных сечений, значения которых по-прежнему остаются в заметном противоречии с экспериментальными наблюдениями. Попытки исправить ситуацию путем учета в расчетах взаимодействия в конечном состоянии между различными парами нуклонов в выходном канале реакции также не увенчались успехом [Pet71]. На сегодняшний день импульсное приближение возмущенных волн, видимо, следует считать наиболее изощренным в теоретическом плане. Вместе с тем, этот подход включает в себя достаточно большое количество свободных параметров, которые являются предметом далеко не всегда оправданных манипуляций при подгонке экспериментальных спектров.

Возвращаясь к реакции 4 Не(6 Не, $\alpha\alpha$)2n, необходимо отметить, что в контексте рассматриваемого класса реакций экспериментальные исследования широких состояний несвязанного спектатора являются довольно необычным предприятием. Нам известна только одна подобная попытка, результаты которой можно назвать дискуссионными [War88,War89]. Кроме этого, до сих пор никогда реакция квазисвободного рассеяния не использовалась для исследований короткоживущего экзотического ядра. Это обстоятельство влечет за собой необходимость проведения эксперимента в условиях инверсной кинематики,

ограниченной интенсивности вторичного пучка и, соответственно, системы регистрации с широким угловым аксептансом.

Целью настоящей работы является:

- \Box Наблюдение состояний сверхтяжелого изотопа гелия 10 Не в спектре энергии относительного движения 8 Не-n-n, полученного в реакции передачи нейтронов 3 Н(8 Не,p) 10 Не;
- Исследование оболочечной структуры дважды магического ¹⁰Не путем измерения угловых и энергетических корреляций продуктов его распада;
- \Box Экспериментальное изучение механизма выбивания нуклонов и кластеров как альтернативного метода получения ядер за границей нейтронной стабильности на примере реакции квазисвободного рассеяния 4 He(6 He,2 α)2n;
- □ Экспериментальное исследование влияния взаимодействия в конечном состоянии на формирование низкоэнергетического спектра нейтроноизбыточных ядер;
- \Box Экспериментальное исследование трехтельных α -n-n корреляций, характерных для основного состояния слабосвязанного борромиевского ядра 6 He, в реакции квазисвободного выбивания α -частицы 4 He (6 He, 2α)2n;
- □ Сравнительный анализ спектров, полученных в реакциях выбивания и передачи, приводящих к образованию нейтроноизбыточных несвязанных систем;

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В первой главе приводится описание фрагмент-сепаратора АКУЛИНА.

Вторая глава посвящена результатам измерений, посвященных исследованию 10 He, - ядерной системы с замкнутыми протонными и нейтронными оболочками, в реакции передачи нейтронов. Делается вывод о нарушении оболочечной структуры в 10 He.

В третьей главе содержатся результаты исследований низкоэнергетического спектра 8 He в реакции передачи нейтронов. Обсуждается возможное возбуждение мягкой дипольной моды в 8 He.

В четвертой главе содержится описание экспериментальных подходов, а также обсуждаются результаты исследований структуры ⁶Не в реакции выбивания α-кора. Обсуждаются механизм формирования конечного несвязанного состояния динейтрона и применимость данной реакции для исследований ядерных систем за границей нуклонной стабильности.

В пятой главе приводятся результаты исследований экзотических конфигураций 6 Не в реакциях квазисвободного выбивания тритона.

В заключении представлены основные результаты, полученные в работе.

ГЛАВА 1

ФРАГМЕНТ-СЕПАРАТОР АКУЛИНА

работе, Результаты, представленные В настоящей были получены В экспериментах, проведенных на ускорителе У400M ЛЯР NRNO c использованием вторичных пучков ⁶He и ⁸He.

Для получения радиоактивных пучков методом *in-flight* сепарации использовался фрагмент-сепаратор ACCULINNA [Rod97,Rod03]. Установка предназначена для генерации, формирования и очистки вторичных радиоактивных пучков, а также может использоваться для формирования пучков стабильных ядер, выведенных из циклотрона У400М. Вторичные пучки выводятся в реакционную камеру, в которой устанавливается физическая мишень и система регистрации продуктов реакций.

Сепаратор АКУЛИНА представляет собой двойную ахроматическую ионнооптическую систему, включающую в себя два дипольных магнита D1 и D2 с углом поворота 30° и пятнадцать квадрупольных линз в соответствии с формулой 2Q-D-2Q-2Q-2Q-2Q-3Q. Схема сепаратора показана на рис. 1.1. Вдоль трассы пучка располагаются четыре ключевые фокальные плоскости F1 – 4, определяющие условия формирования вторичных пучков. В плоскости F1 располагается производящая мишень и предметная щель сепаратора. Фокальная плоскость F2 является плоскостью дисперсии, F3 – плоскостью ахроматического фокуса. В плоскости F4 располагается реакционная камера, в которой устанавливается физическая мишень и система регистрации. Максимальный телесный угол захвата установки составляет 0.9 мср. Магнитные элементы первой секции сепаратора F1- F2 обеспечивают необходимую величину дисперсии в плоскости F2, где располагается щель, определяющая импульсный установки. Максимальный импульсный аксептанс аксептанс составляет 2.5%. При работе со вторичными пучками в этой же плоскости размещается клиновидный бериллиевый поглотитель, обеспечивающий дополнительную очистку пучка по ионизационным потерям. Вторая секция сепаратора F2 - F3 компенсирует дисперсию первой секции и создает двойной ахроматический фокус в плоскости

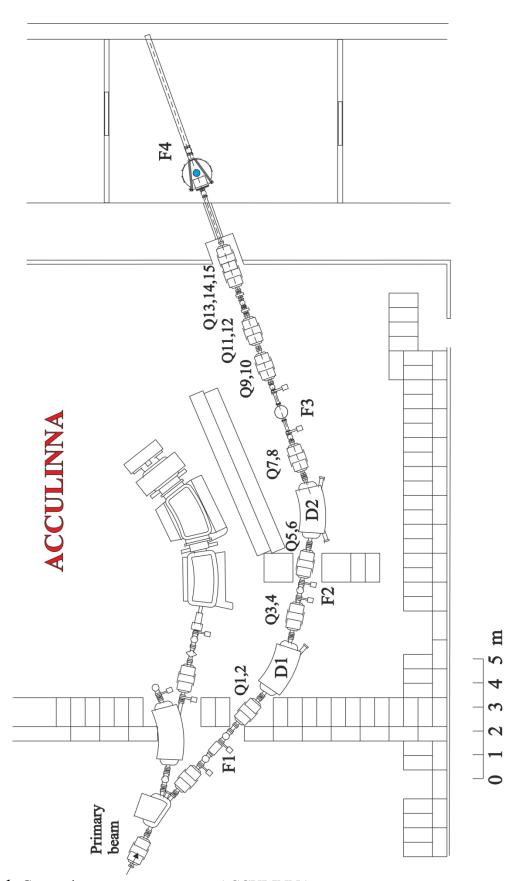


Рис. 1.1. Схема фрагмент-сепаратора ACCULINNA.

F3, где положение пучка не зависит от угла и позиции пучка в плоскости F2. Участок трассы от F3 до F4 предназначен для вывода пучка из зала циклотрона в помещение, защищенное от излучения, возникающего в зале циклотрона У400М, а также для увеличения базы, на которой измеряется время пролета радиоактивных ядер.

Для экспериментов по изучению структуры сверхтяжелых изотопов гелия ^{8,10}Не в реакции передачи двух нейтронов ³Н(^{6,8}Не,*p*)^{8,10}Не, а также исследованию механизма образования ядерных систем, нестабильных относительно испускания нуклонов, в реакциях фрагментации, использовались вторичные радиоактивные пучки ^{6,8}Не. Для получения вторичных пучков ^{6,8}Не первичный пучок ¹¹В с энергией 34А·МэВ, ускоренный на циклотроне У400М, фокусировался на производящей бериллиевой мишени в плоскости F1. Толщина мишени составляла 350 мг/см². Вторичные пучки после разделения и формирования в сепараторе выводился в реакционную камеру в F4, где располагалась физическая мишень и система регистрации. Размер поперечного сечения радиоактивного пучка, сфокусированного в плоскости F4, в типичном случае составлял 2.0 – 2.5 см. Величины энергии и интенсивности пучков радиоактивных ядер, которые использовались в экспериментах, приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Энергии и интенсивности вторичных пучков.

Ион	Энергия, МэВ/нуклон	Интенсивность, с ⁻¹
⁶ He	25	2×10 ⁴
⁸ He	21.5	1.5×10 ⁴

Настройка магнитных элементов сепаратора обеспечивала дисперсию в плоскости F2, равную 0.56 см/%Вр, величина энергетического разброса пучка определялась регулируемым размером щели в той же плоскости (максимальный размер щели составляет 25 мм). Энергия налетающих частиц определялась путем измерения их времени пролета (ТОF), для чего в плоскостях F3 и F4 на расстоянии 8 м были установлены два детектора времени пролета, которые представляли собой пластические (PilotB) сцинтилляторы толщиной 127 мкм

каждый. Точность измерения времени пролета составляла приблизительно 0.5 нс, что соответствует точности измерения энергии частиц около 1% для всех пучков, которые использовались в экспериментах. Амплитудный сигнал с ТОГ-детекторов использовался для измерения энергетических потерь частиц пучка и их идентификации методом ТОГ- Δ Е корреляций. Для контроля интенсивности пучка сигнал временного тракта после пересчета, необходимого для уменьшения объема записываемых данных, использовался в качестве триггера для запуска системы записи данных.

Для измерения траектории налетающего иона и распределения вторичного пучка по поверхности физической мишени использовались две многопроволочные пропорциональные камеры (МППК), установленные непосредственно перед мишенью. Многопроволочные камеры представляют собой набор электродов, помещенных в корпус, который заполнялся газом СГ₄ при атмосферном давлении. Поскольку анодные плоскости камер были ориентированы перпендикулярно оси пучка, а также благодаря весьма незначительной расходимости пучка, множественность срабатывания МППК (количество сработавших проволочек на одно зарегистрированное событие) в 98% случаев была равна единице. В результате позиционное разрешение камер определялось расстоянием между соседними проволочками и составляло 1.25 мм, а угол входа в мишень и координаты частицы в плоскости мишени определялись с точностью 5 мрад и 1.5 мм, соответственно.

ГЛАВА 2

СТРУКТУРА СВЕРХТЯЖЕЛОГО ГЕЛИЯ-10

2.1. Экспериментальная методика

Эксперимент посвящен исследованию структуры самого тяжелого изотопа гелия 10 Не в реакции передачи двух нейтронов с тритона на ядро 8 Не: 3 Н(8 Не,p) 10 Не. Среди основных методических особенностей эксперимента необходимо отметить следующие:

- 1. Эксперимент может быть выполнен только с использованием вторичного пучка радиоактивных ядер 8 He ($T_{1/2}\sim120$ мс) в обратной кинематике;
- 2. В качестве мишени используется радиоактивный тритий в газообразном состоянии. Охлаждение мишенной ячейки до криогенных температур позволяет варьировать толщину мишени с целью оптимизации величины экспериментального разрешения;
- 3. Реакция передачи нуклонов с ядра мишени на налетающее ядро характеризуется наличием специфического кинематического диапазона, в котором ядро отдачи с относительно малой энергией вылетает под углом, близким к 180° по отношению к направлению движения налетающей частицы. Этот угловой диапазон соответствует малым углам в центре масс реакции и, соответственно, максимальному сечению реакции;
- 4. Заряженные частицы, вылетающие в заднюю полусферу в системе отсчета, связанной с мишенью, могут появляться в результате следующих реакций: (а) исследуемая реакция ³H(⁸He,*p*)¹⁰He; (б) конкурирующая реакция передачи одного нейтрона ³H(⁸He,*d*)⁹He; (в) реакции, идущие на входных окнах мишенной ячейки. Дейтроны из реакции ³H(⁸He,*d*)⁹He при малых углах в центре масс имеют малую энергию, не позволяющую им вылететь из мишенной ячейки. Вклад частиц, которые являются результатом всех других реакций и могут имитировать протоны отдачи из реакции ³H(⁸He,*p*)¹⁰He, может быть установлен с помощью метода, который обсуждается в следующих разделах. В итоге идентификация ядра отдачи не является абсолютно необходимой.

В традиционном подходе к анализу спектра основным признаком заселения состояния является наблюдение отклонения энергетической зависимости сечения от гладкого фона. В нашем подходе, помимо традиционных методических идентификация спин-четностей J^{π} состояний, исследуемой реакции, проводилась путем анализа угловых и энергетических корреляций продуктов распада ¹⁰Не. Ранее этот способ был успешно использован в работах [Gol04,Gol05,Gol07] по исследованию низколежащих состояний ⁵H и ⁹Не. Интерпретация полученных данных основана на предположении, что нейтроны передаются из тритона на 8 He, а также испускаются из 10 He в относительном *s*-движении с полным спином, равным нулю. В этом случае полный спин ¹⁰Не определяется орбитальным движением ⁸Не и динейтронной системы, а угловые распределения ⁸Не в центре масс ¹⁰Не относительно направления переданного момента описываются полиномами Лежандра с порядком, совпадающим с орбитальным моментом распадающегося состояния. Вторичный пучок ⁸Не получался в результате взаимодействия первичного пучка ионов ¹¹В, ускоренных на циклотроне У400М ЛЯР ОИЯИ до энергии 36А МэВ, с ядрами производящей мишени ⁹Ве толщиной 300 мг·см⁻². Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА был настроен на сепарацию вторичного пучка ⁸Не с энергией 21.5А МэВ. Вторичный пучок радиоактивных ядер 8 Не с интенсивностью $1.5\times10^{4}~{\rm c}^{-1}$ облучал мишенную ячейку, заполненную тритием в газообразном состоянии. Необходимо отметить, что, при очевидных обстоятельствах, осложняющих использование радиоактивного газа, каким является тритий, он обладает рядом уникальных преимуществ по сравнению с другими мишенными материалами:

- 1. Тритий обладает нейтронным избытком, позволяющим использовать его в реакциях двухнейтронной передачи;
- 2. Энергия отделения двух нейтронов от тритона (около 8.4 МэВ) является минимально возможной в ряду стабильных или достаточно долгоживущих изотопов, которые могли бы использоваться в качестве мишени;
- 3. В выходном канале реакции передачи двух нейтронов ядром отдачи является протон. Малая ионизирующая способность протона позволяет надежно зарегистрировать ядро отдачи, энергия которого в данном

кинематическом диапазоне составляет менее 6 МэВ. Это позволяет проводить измерения недостающей массы в низкофоновой кинематической области, соответствующей вылету протона с малой энергией под углом, близким к 180° по отношению к направлению налетающей частицы.

Схема газовой ячейки, которая использовалась в экспериментах, показана на рис. 2.1.1. Рабочий газ заполнял пространство между фольгами W1 и W2, расстояние между которыми, с учетом мениска, составляло 7.6 мм. Фольги изготавливались из нержавеющей стали толщиной 8.4 мкм. Такие же фольги WP1,2 использовались в качестве второго защитного барьера на случай повреждения фольг W1,2. Вакуум в пространстве между W1,2 и WP1,2 создавался при помощи геттерного насоса G. Этот же геттер предназначался для откачки трития в случае повреждения фольг W1,2. Детальное описание конструкционных особенностей мишенной ячейки в целом, которая представляет собой уникальную, не имеющую аналогов в мире установку, содержится в работе [Yuh03].

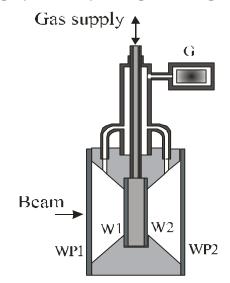


Рис. 2.1.1. Мишенная ячейка.

Газовая ячейка для уменьшения теплообмена была помещена в тепловой экран, находящийся при азотной температуре. В качестве входного и выходного окон теплового экрана использовалась алюминиевая фольга толщиной 3 мкм. Диаметр ячейки, заполненной тритием, составлял 25 мм. Охлаждение мишенной ячейки до температуры 26 К производилось с помощью криогенератора LeyBold.

Стабилизация температуры на заданном уровне осуществлялась при помощи нагревателя с регулируемой мощностью. Температура измерялась термодиодом, укрепленным на металле ячейки. Уровень стабилизации температуры составлял \pm 0.1 К. Газ подавался в ячейку из буферного объема, в котором измерялось его давление. В процессе охлаждения газ скапливался в наиболее холодном месте газовой системы — мишенной ячейке, что сопровождалось уменьшением давления в буферном объеме. Рабочее давление трития во время измерений поддерживалось на уровне 920 мбар, так что полная толщина тритиевой мишени составляла $3.4\cdot10^{20}$ см⁻².

Энергия ионов пучка определялась путем измерения их времени пролета с помощью ДВУХ времяпролетных сцинтилляционных детекторов (TOFнс. детекторов) c точностью 0.5 Времяпролетные детекторы также использовались в качестве счетчиков ионов, прошедших через мишень. Полный интеграл пучка за все время облучения составил 1.4×10^{10} частиц.

Угол входа в мишень и координаты ядер пучка на плоскости мишени измерялись с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер, установленных на расстоянии 270 и 800 мм перед мишенной ячейкой. Точность измерения координат частицы на центральной плоскости мишени составляла 1.5 мм.

Схема эксперимента показана на рис. 2.1.2. Энергия и угол протонов отдачи измерялись с помощью кольцевого кремниевого детектора толщиной 1 мм, установленного перед мишенью на расстоянии 100 мм. Очевидно, что один детектор полного поглощения не позволял идентифицировать регистрируемые частицы. Вместе с тем, как будет показано в разделе 2.2, отказ от идентификации оказался вполне оправданным. Внутренний и внешний диаметры детектора составляли, соответственно, 32 и 82 мм. Позиционная чувствительность детектора обеспечивалась разделением обеих его плоскостей на сектора и кольца. На плоскости, обращенной к мишени, имелось 16 колец, в то время как противоположная плоскость была разделена на 16 секторов. Сигнал с кольцевого детектора являлся стартом для записи данных. Для защиты кольцевого детектора от пучка и продуктов реакций, идущих на материале многопроволочных камер, перед детектором был установлен свинцовый диск с отверстием диаметром 25

мм. Для регистрации 8 Не, совпадающего с протоном, предназначался телескоп, установленный позади мишени на расстоянии 250 мм и состоявший из 6 квадратных кремниевых детекторов размером 61×61 мм 2 . Каждый детектор, разделенный на 16 чувствительных полос, имел толщину 1 мм.

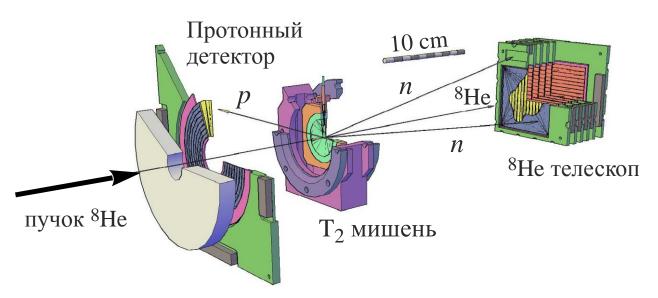


Рис. 2.1.2. Схема эксперимента.

Регистрация протона в кольцевом телескопе позволяла определить недостающую массу ¹⁰Не для каждого события. Регистрация ⁸Не предназначалась для очистки спектра от фоновых событий, а также использовалась для определения его энергии и угла вылета в системе отсчета, связанной с центром масс ¹⁰Не. Экспериментальное разрешение по недостающей массе ¹⁰Не определялось с помощью полной Монте-Карло симуляции измерения и составило 0.5 МэВ. Измерения фона проводились с мишенной ячейкой, из которой был откачан тритий.

2.2. Экспериментальные данные

Кинематическая схема реакции передачи двух нейтронов 3 Н(8 Не,p) 10 Не для малых углов в системе центра масс показана на рис. 2.2.1. Особенностью этой реакции является наличие кинематического диапазона, в котором протон отдачи вылетает под углом в лабораторной системе, близким к 180° по отношению к направлению налетающей частицы. С учетом конечного размера пучка на мишени протоны регистрировались в угловом диапазоне в центре масс от 2° до 12° . Импульсы пучка, протона и 10 Не в лабораторной системе обозначены, соответственно, как $\mathbfildet{k}_{\text{beam}}$, \mathbfildet{k}_p и $\mathbfildet{k}_{\text{10He}}$. Импульсы продуктов распада 10 Не \mathbfildet{k}_{n1} , \mathbfildet{k}_{n2} и $\mathbfildet{k}_{\text{8He}}$ показаны в системе центра масс 10 Не. Направление переданного импульса, имеющее определяющее значение для интерпретации полученных данных, показано вектором \mathbfildet{q} . Этот вектор совпадает с направлением движения образованного в реакции ядра 10 Не в системе отсчета, связанной с бомбардирующим ядром 8 Не. Угол вылета 8 Не в системе центра масс 10 Не относительно переданного момента обозначен как \mathcal{G}_{8He} .

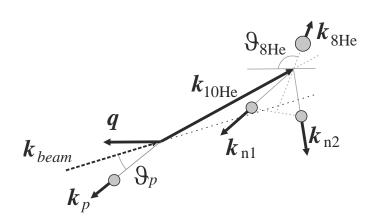


Рис. 2.2.1. Кинематическая схема измерения для реакции 3 H(8 He,p) 10 He.

Энергия ¹⁰Не измерялась методом недостающей массы, при этом ядром отдачи являлся протон. Регистрация ⁸Не, испущенного из ¹⁰Не, давала возможность измерить угловые корреляции, характерные для изучаемого распада. Наличие в выходном канале реакции двух и более ненаблюдаемых частиц означает, что данный выходной канал определен неоднозначно и часть измеряемых событий

может иметь фоновое происхождение. В данном эксперименте измерялись совпадения p^{-8} Не, в то время как два нейтрона не регистрировались. Измеряемые в эксперименте энергии и углы бомбардирующей частицы и протона отдачи позволяли, на основе законов сохранения энергии и импульса, вычислить кинетическую энергию и направление движения 10 Не, а также энергию внутреннего движения ненаблюдаемой динейтронной системы $E_{\rm nn}$. При анализе данных мы можем использовать кинематическое ограничение $0 < E_{\rm nn} < E_{\rm T}$, исключив, таким образом, часть фоновых событий. На рис. 2.2.2 показана зависимость кинетической энергии 8 Не в системе центра масс 10 Не от величины недостающей массы 10 Не. Эта энергия, наряду с энергией центра масс динейтронной системы в 10 Не и энергией относительного движения нейтронов E_{nn} , составляет полную энергию внутреннего движения в 10 Не:

$$E_T = E_{2n} + E_{8He} + E_{nn}$$

Равенство импульсов динейтронной системы и ⁸Не в системе центра масс ¹⁰Не, с учетом ограничения $0 < E_{nn} < E_T$, приводит к условию $E_{8\text{He}} < E_T/5$, которому должны удовлетворять события из реакции ³Н(⁸Не,p)¹⁰Не.

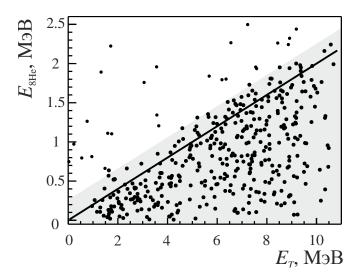


Рис. 2.2.2. Зависимость кинетической энергии 8 Не в центре масс 10 Не $E_{8\text{He}}$ от энергии 10 Не E_T . Линия отвечает условию $E_{8\text{He}}=E_T/5$; в область, закрашенную светло-серым цветом, попадают события, удовлетворяющие условию $E_{8\text{He}}\!\!<\!\!E_T\!/5$ с учетом экспериментального разрешения.

На рис. 2.2.2 эти события, удовлетворяющие условию $E_{8\text{He}} < E_T/5$, должны быть локализованы в пределах треугольника, ограниченного сверху сплошной линией. Эта линия соответствует линейной конфигурации ¹⁰Не, когда три частицы выстроены вдоль одной линии, и вся энергия ядерной системы уходит на относительное движение нейтронов. Учет экспериментального разрешения приводит к увеличению этой области до размеров, показанных на рис. 2.2.2 серым цветом. Видно, что плотность событий вне треугольника значительно ниже, чем внутри, и в пределах углового аксептанса системы регистрации выход продуктов реакции ${}^{3}\text{H}({}^{8}\text{He},p){}^{10}\text{He}$ значительно превышает выход продуктов конкурирующих каналов и фоновых реакций. Это означает, что в кольцевом детекторе, расположенном перед мишенью регистрировались, в основном, протоны из реакции ${}^{3}\text{H}({}^{8}\text{He},p){}^{10}\text{He}$. Отсюда, в частности, следует, что отказ от идентификации частиц в кольцевом телескопе, расположенном перед мишенью, был оправданным. Вклад фоновых реакций в область, закрашенную на рис. 2.2.2 серым цветом, определялся в отдельном измерении с мишенной ячейкой, из которой был откачан тритий. В результате фонового измерения был сделан вывод, что вкладом фоновых реакций в «треугольник» пренебрежимо мал и им можно пренебречь без потери качества данных. Все распределения, показанные ниже в текущем и последующих разделах, были получены для событий, удовлетворяющих условию $E_{8\text{He}} < E_T/5$.

Спектр недостающей массы 10 Не, полученный в эксперименте, показан на рис. 2.2.3 точками с ошибками. На этом рисунке пунктирной линией показана зависимость эффективности регистрации p^{-8} Не совпадений от энергии 10 Не, полученная в результате Монте-Карло симуляции экспериментальных условий. Одной из основных особенностей этого спектра, качественно отличающей его от спектров энергии 10 Не, полученных в реакциях выбивания протона из 11 Li [Kor94,Joh10a,Joh10b] и α -частицы из 14 Ве [Koh12], является отсутствие событий ниже 0.5 МэВ. Широкий пик с максимумом около 2 МэВ является указанием на заселение основного состояния 10 Не со спином и четностью J^{π} =0 $^{+}$. Часть спектра с энергией выше 4 МэВ представляет собой гладкое распределение, не содержащее явных признаков заселения возбужденных состояний 10 Не.

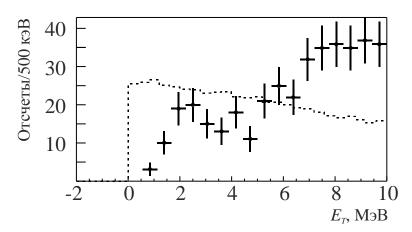


Рис. 2.2.3. Спектр недостающей массы ¹⁰He. Пунктирная гистограмма показывает зависимость эффективности регистрации от энергии ¹⁰He.

На рис. 2.2.4 показана зависимость от энергии 10 Не косинуса угла вылета 8 Не из 10 Не, $9_{8\text{He}}$, для событий внутри серого треугольника на рис. 2.2.2. Угол отсчитывается от направления переданного момента \boldsymbol{q} , которое совпадает с направлением движения образованного в реакции ядра 10 Не в системе отсчета, связанной с бомбардирующим ядром 8 Не. Из рисунка видно, что угловое распределение, во-первых, является существенно анизотропным и, во-вторых, характер распределения зависит от энергии распада 10 Не \rightarrow 8 Не+n+n. Более детальный анализ полученного результата будет сделан в следующем разделе.

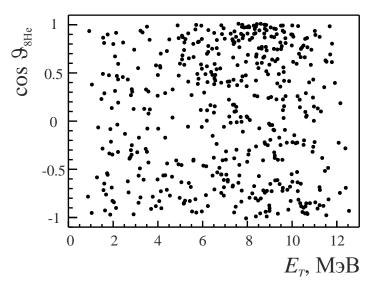


Рис. 2.2.4. Угловое распределение 8 Не в центре масс 10 Не в зависимости от энергии над порогом распада 10 Не E_{T} .

Зависимость доли ε относительной энергии двух нейтронов E_{nn} в полной энергии 10 Не E_T ($\varepsilon = E_{nn}/E_T$) от полной энергии E_T показана на рис. 2.2.5. На рисунке отчетливо видна неоднородность распределения и его зависимость от энергии 10 Не. Отрицательные значения ε появляются благодаря конечному значению экспериментального разрешения и хорошо воспроизводятся в компьютерной симуляции эксперимента.

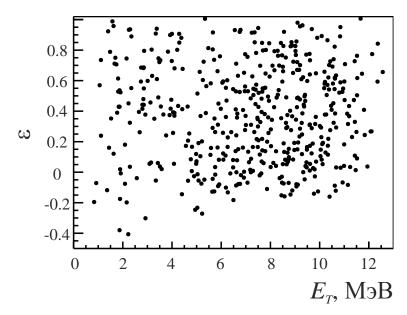


Рис. 2.2.5. Распределение доли энергии E_{nn} в энергии 10 Не ϵ в зависимости от энергии над порогом распада 10 Не.

Разрешение как по ε , так и по $\cos \vartheta_{8 \text{He}}$ зависит как от значения этих величин, так и от энергии ^{10}He . Разрешение ε и $\cos \vartheta_{8 \text{He}}$ варьируется в диапазоне приблизительно от 0.1 до 0.2.

2.3. Анализ данных

Измерения угловых и энергетических корреляций ⁸Не, испущенного из ¹⁰Не, проводились аналогично тому, как это делалось в работах [Gol04,Gol05,Gol07]. При анализе предполагалось, что в реакции динейтрон передается с тритона на ⁸Не как одна частица с полным спином S=0. В этом случае, если орбитальный момент в системе динейтрона ℓ_x =0 (см. рис. 2.3.1), угловые корреляции продуктов распада ¹⁰Не определяются орбитальным моментом ℓ_y в системе 2n⁸Не, который в данном случае совпадает с полным спином J и лежит в плоскости, перпендикулярной направлению переданного момента q.

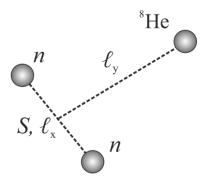


Рис. 2.3.1. Гелий-10. Обозначения в координатах Якоби.

Для дальнейшего анализа данных выбирались только события, удовлетворяющие условию ε <0.5. Это ограничение использовалось по двум причинам: (i) расчет на передачу в реакции и последующее испускание из ¹⁰Не динейтрона в *s*-состоянии предполагает малую энергию относительного движения нейтронов; (ii) экспериментальное разрешение по углу вылета ⁸Не из ¹⁰Не ухудшается с ростом ¹⁰Не для всех показан спектр недостающей массы На рис. 2.3.2 зарегистрированных событий (точки ошибками) ДЛЯ событий, удовлетворяющих условию ε <0.5. Из рисунка видно, что наложение этого условия не приводит к качественным изменениям в форме спектра.

Анализ угловых распределений ⁸Не показал, что они характеризуются весьма характерными корреляциями, которые зависят от диапазона энергии ¹⁰Не. На рис. 2.3.3 показаны распределения $\cos \theta_{8\text{He}}$ для разных диапазонов энергии ¹⁰Не. Ширина каждого диапазона составляла 1.5 МэВ, соседние диапазоны перекрывались друг с другом для увеличения статистики.

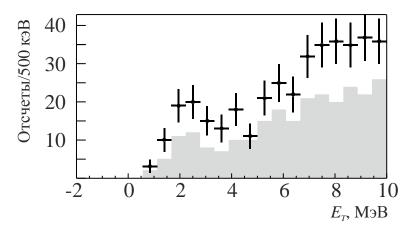


Рис. 2.3.2. Спектр недостающей массы 10 Не. Точками с ошибками показаны все зарегистрированные события, серая гистограмма построена для событий, удовлетворяющих условию ε <0.5.

Яркой особенностью угловых распределений в энергетическом диапазоне от 4 до 6 МэВ является падение счета практически до нуля приблизительно в центре

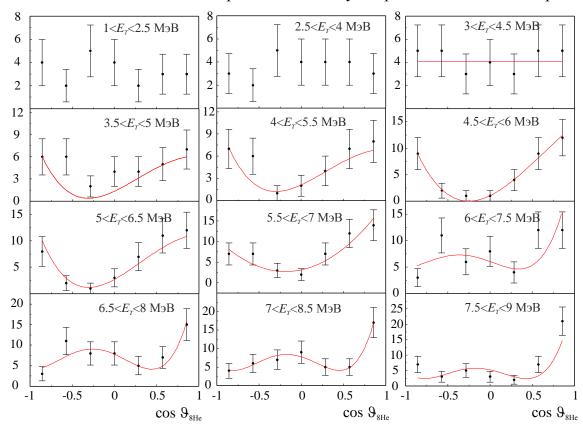


Рис. 2.3.3. Угловые распределения ⁸Не для различных диапазонов энергии ¹⁰Не. Точки с ошибками показывают экспериментальные данные, полученные при условии ε <0.5, красные линии получены в результате подгонки данных с помощью выражения 2.3.1.

распределения, что свидетельствует о наличии когерентных процессов и подтверждает гипотезу о выстроенности полного спина относительно переданного момента, сделанное в начале данного раздела. Кроме этого, условие выстроенности спина для описания угловых распределений, полученных в эксперименте, позволяет использовать простое выражение

$$\omega = \left[A \cdot P_0(x) + B \cdot \sqrt{3} \cdot P_1(x) + C \cdot \sqrt{5} \cdot P_2(x) \right]^2 + D^2, \tag{2.3.1}$$

где P_{ℓ} - полиномы Лежандра с $x = \cos \vartheta_{8He}$. Коэффициенты A, B и C представляют собой амплитуды s-, p- и d-волн, которые складываются когерентно. Коэффициент D отвечает за некогерентный фон, обусловленный вкладом других состояний 10 Не, например, со спином динейтрона S=1. Кроме этого, коэффициент D может описывать вклад других процессов, которые не учитываются в нашем анализе. Коэффициенты A, B, C и D являются подгоночными параметрами. Результаты подгонки экспериментального спектра показаны на рис. 2.3.4 (a).

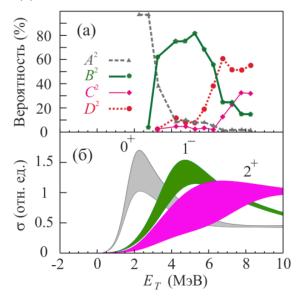


Рис. 2.3.4. (а) Амплитуды вкладов s-, p- и d-волн, возведенные в квадрат. Амплитуды получены в результате подгонки экспериментального спектра с помощью выражения (2.3.1); (б) результаты теоретических расчетов для состояний с разными спинчетностями J^{π} . Области, окрашенные разными цветами, отражают степень неточности вычислений.

Таким образом, анализ корреляций продуктов распада позволил выявить в спектре возбуждения ¹⁰Не области, в которых угловые распределения ⁸Не описываются когерентной хорошо суммой трех состояний. распределения для трех энергетических диапазонов, в которых доминирует одно из этих состояний, показано на рис. 2.3.5 (а), (в) и (д). Равномерное угловое распределение ⁸Не при энергиях ниже 3.5 МэВ подтверждает вполне ожидаемый для четно-четного ядра результат: основное состояние ¹⁰Не со спин-четностью $J^{\pi}=0^{+}$. Это состояние характеризуется максимумом сечения при энергии около 2 МэВ и приблизительно такой же шириной на половине высоты. Угловое распределение в области энергии от 4 до 6 МэВ характеризуется преобладанием р-волны. Резкая анизотропия углового распределения выше 6 МэВ возникает благодаря интерференции s-, p- и d-волн. Такая очередность следования уровней не является типичной и свидетельствует о нарушении оболочечной структуры в ядре ¹⁰He. На рис. 2.3.4 (б) показаны результаты теоретического расчета спектра ¹⁰Не [Gri08], подтверждающие этот вывод.

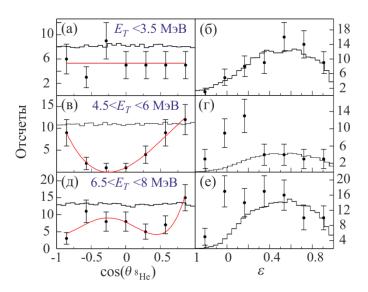


Рис. 2.3.5. Угловые распределения (три левые панели) и распределение ε (три правые панели), полученные для различных диапазонов возбуждения ¹⁰Не. На левых панелях (а), (в) и (д) гистограммами и красными линиями показаны, соответственно, эффективность регистрации и результаты подгонки спектров. Гистограммы на правых панелях (б), (г) и (е) получены в результате симуляции трехтельного фазового объема.

Важно отметить, что угловое распределение на рис. 2.3.5 (в) имеет форму, близкую к параболической. Такое распределение, в принципе, можно интерпретировать как результат интерференции s- и d-волн. Этот вариант является более ожидаемым с точки зрения оболочечной модели. В работе была сделана попытка описать угловые корреляции продуктов распада 10 Не в предположении, что первым возбужденным состоянием является состояние 2^+ . Как уже отмечалось выше, при этом предположении подгонка спектра дает удовлетворительный результат только в отдельно взятом энергетическом диапазоне $4.5 < E_T < 6$ МэВ. Попытка описания экспериментального спектра в целом, включая участки спектра с малой [см. рис. 2.3.5 (а)] и более высокой [см. рис. 2.3.5 (д)] энергиями, не привела к удовлетворительному результату.

На рис. 2.3.5 (a), (в) и (д) угловые распределения 8 Не показаны для трех диапазонов энергии возбуждения 10 Не: $E_T < 3.5$ МэВ, $4.5 < E_T < 6$ МэВ и $6.5 < E_T < 8$ МэВ. Особенности распределений, свидетельствующие об интерференции перекрывающихся состояний 0^+ , 1^- и 2^+ , проявляются так же отчетливо, как и при более мелком разбиении спектра, показанном на рис. 2.3.3. В правой колонке рис. 2.3.5, на панелях (б), (г) и (е) показаны распределения величины ε , полученные для тех же трех диапазонов энергии возбуждения ¹⁰Не. Из рисунков видно, что распределения радикально отличаются друг от друга. Для основного состояния распределение по величине ε описывается кривой фазового объема, показанного на рис. 2.3.5 (б) гистограммой, а для возбужденных состояний характеризуется заметным пиком близи нуля. Этот эффект особенно заметен в энергетическом диапазоне от 4.5 до 6 МэВ, где проявляется состояние 1. Наблюдение ярко выраженной «динейтронной» корреляции является еще одним аргументом в пользу предположения о передаче спина S=0. В этом случае ожидается усиление сечения в n-n канале при взаимодействии нейтронов в конечном состоянии при нулевом полном спине (S=0, ℓ_x =0).

2.4. Выводы

В результате измерений, посвященных исследованиям низкоэнергетического спектра ядра 10 Не с числом протонов и нейтронов 2 и 8, соответствующих заполненным s- и p-оболочкам, в реакции передачи нейтронов 3 H(8 He,p) 10 Не были выявлены три состояния 10 Не. Ярко выраженные корреляции, обнаруженные в угловых распределениях 8 Не, испущенного из 10 Не, позволили определить спин-четности этих состояний.

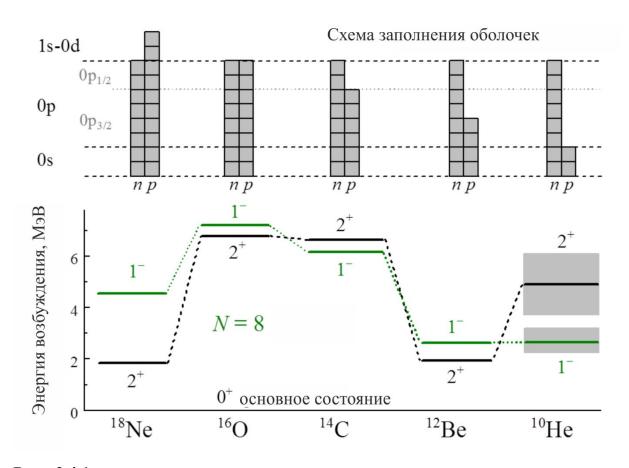


Рис. 2.4.1. Схема низколежащих уровней для ядер с заполненной нейтронной p-оболочкой.

Согласно полученным данным, основное состояние ¹⁰Не 0⁺ представляет собой широкий пик с максимумом при энергии около 2.1 МэВ и шириной приблизительно 2 МэВ. Этот результат находится в противоречии с данными, полученными в реакциях фрагментации ¹¹Li и ¹⁴Ве [Kor94,Joh10a,Joh10b,Koh12]. Спектр при более высоких энергиях был интерпретирован как суперпозиция

состояний 0^+ , 1^- ($E_T > 4.5$ МэВ) и 2^+ ($E_T > 6$ МэВ) (см. рис. 2.4.1). Обнаружение состояния с отрицательной четностью в качестве первого возбужденного уровня является неожиданным результатом, который свидетельствует о нарушении оболочечной структуры в ¹⁰Не. В принципе, сообщения о наблюдениях возбуждений подобного рода в виде «мягкой дипольной моды» появлялись ранее для 6 He [Aum05] и 11 Li [Nak06]. Кроме этого, имеются свидетельства того что 1^{-} является самым низким возбуждением в ⁸Не [Gol09]. Важность состояний-«интрудеров», оказывающих влияние на ядерные свойства, очевидна также в случае ядра ¹¹Ве, в котором существование нейтронного гало связано с аномальной спин-четностью $1/2^+$ основного состояния. В ядре 12 Ве заселение низколежащего состояния 1 также свидетельствует о нарушении оболочечной структуры. Важность этого явления широко обсуждалась как экспериментальной [Iwa00,Pai06], так и с теоретической точек зрения [Bro01,Gor04]. В наших работах [Gol09,Sid12,Sid13] получена новая информация, касающаяся эволюции оболочечной структуры в ядрах вблизи границы нуклонной стабильности. В гелии-10 состояние 1 характеризуется энергией, сравнимой с энергией соответствующего состояния в ¹²Ве. В то же время энергия состояния с положительной четностью имеет энергию, сравнимую с положением соответствующих уровней у ядер, расположенных вблизи линии β-стабильности.

ГЛАВА 3

⁸Не В РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ НЕЙТРОНОВ

Структура низкоэнергетического спектра ядра 8 Не с замкнутой $p_{3/2}$ подоболочкой в основном состоянии изучалась в реакции передачи двух нейтронов с мишенного ядра тритона на бомбардирующее ядро 6 Не при энергии 6 Не 25А МэВ. Схема эксперимента практически полностью совпадала со схемой, использованной в экспериментах по изучению 10 Не (см. рис 3.1). Средняя интенсивность пучка 6 Не составляла 4×10^{4} с $^{-1}$, суммарный интеграл по интенсивности за все время измерений был равен 2×10^{10} . В отличие от экспериментов, посвященных исследованиям 10 Не, в данном измерении имелась возможность регистрировать вместе с заряженными частицами нейтроны, для чего на расстоянии 3.1 м от мишени была установлена сборка из 48 модулей нейтронного времяпролетного спектрометра DEMON [Til95].

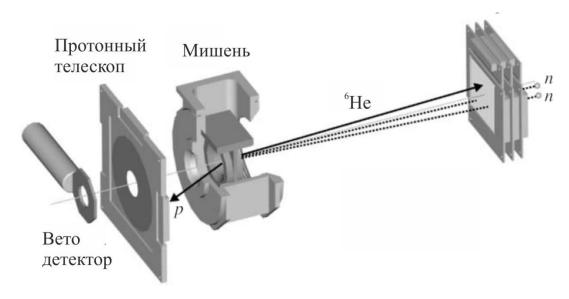


Рис. 3.1. Схема эксперимента.

Спектр недостающей массы ⁸Не измерялся до энергии 14 МэВ над порогом ⁶Не-*n-n*. Этот предел определялся порогом регистрации протона, который составлял около 1.8 МэВ. Таким образом, для анализа могли отбираться события с двойными ⁶Не-*p* и тройными ⁶Не-*p-n* совпадениями зарегистрированных частиц. Согласно результатам, полученным путем компьютерной симуляции

эксперимента, экспериментальное разрешение для недостающей массы 8 He составило 450 кэВ.

Спектры недостающей массы 8 Не, полученные в реакции 3 Н(6 Не,p) 8 Не, показаны на рис. 3.2. На рисунке 3.2 (а) в области ниже порога 6 Не+n+n серой гистограммой выделен пик основного состояния ${0}^{+}$ 8 Не, полученный при условии

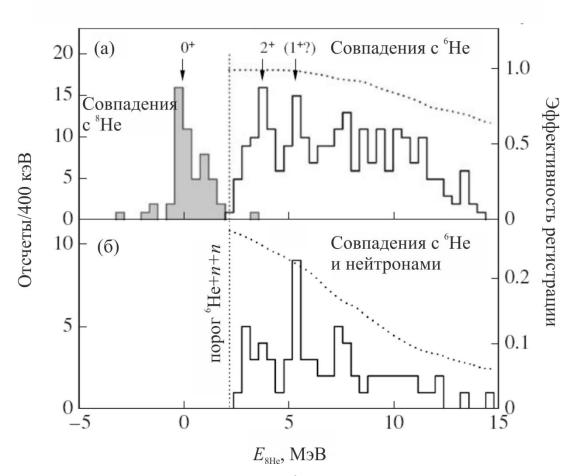


Рис. 3.2. (а) Спектр энергии возбуждения ⁸Не. Серая гистограмма в области энергии ниже порога 6 Не+n+n соответствует совпадениям протона с 8 Не. Распределение выше порога получено при условии совпадения протона с 6 Не; (б) спектр энергии возбуждения 6 Не для тройных совпадений 6 Не, протона и нейтрона. Пунктирными линиями показаны зависимости от энергии эффективности регистрации.

совпадения протонов с 8 Не. В области выше порога 6 Не+n+n спектр сформирован событиями, соответствующими совпадениям протонов с 6 Не. На рис. 3.2 (б) показан спектр энергии возбуждения 8 Не, полученный при условии

тройных совпадений ⁶Не с протоном и нейтроном. Пунктирными линиями показаны зависимости эффективности регистрации от энергии ⁸Не.

Помимо пика основного состояния на рис. 3.2 (а) ясно виден пик первого возбужденного состояния 2^+ с энергией ≈ 3.6 МэВ. О наблюдении резонанса 2^+ с энергией 3.57 ± 0.12 МэВ и шириной Γ = 0.5 ± 0.35 МэВ впервые сообщалось в работе [Kor93b]. Позднее o наблюдении резонанса похожими характеристиками сообщалось в работе [Ska07]. Также можно предположить, что в реакции, помимо состояния 2⁺, заселяется уровень 1⁺ с энергией 5.4 МэВ, о упоминается в работах [Kor93b,Ska07]. В некоторых котором также теоретических работах [Pan04, Pie04, Vol05] также предсказывается, что в спектре ⁸Не после состояния 2^+ должно заселяться состояние 1^+ .

Важной особенностью спектра, показанного на рис. 3.2, выше порога трехтельного распада 6 He+n+n является резкий подъем сечения, который трудно объяснить подъемом пика 2^+ . Первое возбужденное состояние 2^+ распадается последовательно через основное состояние ⁷Не 3/2 (энергия 0.445 МэВ, ширина 0.15 МэВ) с испусканием нейтрона. В рамках стандартного *R*-матричного подхода вероятность заселения состояния 2+ при энергии выше порога двухтельного распада ${}^{8}\text{He}^{2+} \rightarrow {}^{7}\text{He} + n$ должна быть пропорциональна $E_{8He}^{3/2}$. В спектре, полученном в эксперименте, сечение растет заметно быстрее, что может рассматриваться как указание на возбуждение мягкой дипольной моды (1). На рис. 3.3 показан спектр энергии возбуждения 8 Не выше порога 6 Не+n+n в более крупном масштабе по сравнению со спектром на рис. 3.2. Кривые на рис. 3.3 отвечают различным подходам к описанию спектра непосредственно над порогом. Серая кривая соответствует зависимости сечения от энергии, которая следует из стандартного R-матричного выражения для p-волнового распада ${}^{8}\mathrm{He}^{2+}$ через основное состояние ⁷He [Gri09]. Из рисунка видно, что серая кривая плохо соответствует заселению спектра над порогом распада. Добавление вклада 1 (пунктирная кривая) значительно улучшает описание спектра при энергиях ниже 1 МэВ над порогом, при этом пик 2⁺ должен быть сдвинут в большие энергии приблизительно до 3.9 МэВ (точечная кривая). Сумма состояний 1 и 2 показана на рис. 3.3 сплошной черной линией.

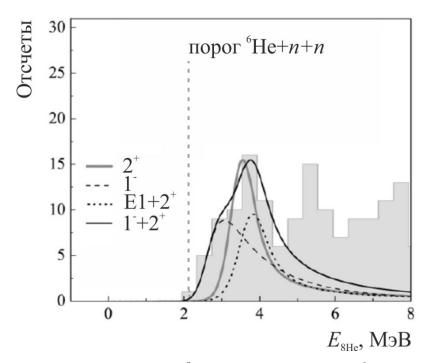


Рис. 3.3. Спектр энергии возбуждения 8 Не над порогом распада 6 Не+n+n. Пунктирная и точечная кривые соответствуют, соответственно, вкладам состояний 8 Не 1^{-} и 2+. Черная кривая — сумма этих состояний. Серая кривая отвечает попытке описать спектр вкладом одного состояния 8 Не.

Наблюдение состояния 1⁻ в спектре ⁸Не не является абсолютной неожиданностью. Аналогичное поведение сечения вблизи порога можно обнаружить в спектре из работы [Sto96]. Вклад состояния 1⁻ в спектр ⁸Не обсуждался также в работах [Mar01,Mei02]. Вместе с тем в этих работах предполагалось, в ⁸Не состояние 1⁻ находится выше по энергии, чем состояние 2⁺. Вполне вероятно, что окончательно проблема мягкой дипольной моды в ⁸Не может быть решена только путем измерения угловых и энергетических корреляций продуктов распада ⁸Не.

ГЛАВА 4

СТРУКТУРА ⁶Не В РЕАКЦИИ КВАЗИСВОБОДНОГО РАССЕЯНИЯ

4.1. Постановка задачи

В реакциях фрагментации нейтроноизбыточных ядер ¹¹Li и ¹⁴Be в спектре энергии возбуждения системы ⁸He-*n*-*n* наблюдался пик с энергией около 1 МэВ, который интерпретируется как основное состояние [Kor94,Joh10a,Joh10b,Koh12]. В данном случае механизм образования ¹⁰Не предполагает удаление протона или α-кластера из соответствующего ядра, в то время как остаток, которым является система ${}^{8}\text{He}+n+n$, может оставаться в «замороженном» состоянии, сохраняя корреляции, характерные для начального состояния, а также испытывать взаимодействие в конечном состоянии, формируя структуру, соответствующую основному состоянию ¹⁰Не. Результат, полученный в реакциях фрагментации, находится в противоречии с характеристиками основного состояния ¹⁰Не из реакции передачи нейтронов [Sid12,Sid13]. Столь же противоречивые результаты были получены при исследованиях таких ядерных систем, как 4,5 Н и 9 Не. Одно из объяснений систематического расхождения экспериментальных данных, как уже отмечалось выше, заключается в том, что конечный спектр, полученный в реакциях фрагментации, отражает свойства начального состояния, и малая энергия состояния является результатом узкого импульсного распределения, характерного для нейтронов гало.

Исследовать механизм образования несвязанных ядерных систем можно в реакции, удовлетворяющей следующим требованиям: (а) волновая функция начального состояния должна быть хорошо известной; (б) известные свойства изучаемой несвязанной системы должны в значительной мере отличаться от свойств начального состояния; (в) полученные экспериментальные данные должны содержать доказательства адиабатического характера реакции.

Всем перечисленным условиям удовлетворяет реакция квазисвободного рассеяния ядра мишени на α -частице, связанной в 6 He, ибо трехтельная волновая функция 6 He считается хорошо установленной, а изучаемой несвязанной

системой в данном случае является виртуальное состояние, образованное двумя нейтронами. В качестве мишенного ядра-зонда удобно использовать 4 Не, который можно считать бесструктурной частицей благодаря высокой энергии связи нуклонов. В результате реакции 4 Не(6 Не, 2 2 0 2 0 1 два валентных нейтрона, являясь спектатором, не участвуют во взаимодействии и сохраняют корреляции, свойственные основному состоянию исходного ядра. Регистрация двух совпадающих α -частиц позволяет определить кинематические характеристики ненаблюдаемой системы двух нейтронов, в том числе в центре масс налетающей частицы, а также энергию относительного движения нейтронов. Эксперимент имеет ряд характерных особенностей, которые в значительной мере отличают его от аналогичных измерений:

- 1. Ядро 6 Не являются радиоактивным и короткоживущим ($T_{1/2} \sim 0.8$ с) и, следовательно, эксперимент возможен только в обратной кинематике;
- 2. Измерение В обратной кинематике подразумевает использование пучка ⁶Не. вторичного Приемлемая скорость счета при малой интенсивности вторичного пучка может быть достигнута путем увеличения аксептанса системы регистрации;
- 3. Измерения продуктов реакции в широком угловом и энергетическом диапазонах исключают возможность общепринятого подхода к описанию данных, который подразумевает использование теоретической модели в аналитической форме;
- 4. Спектатор представляет собой несвязанную систему. Это обстоятельство значительно усложняет задачу, но вместе с тем дает возможность исследовать уникальные трехтельные корреляции основного состояния борромиевского ядра ⁶Не;

Трехтельная волновая функция ⁶Не была получена в различных теоретических подходах, в частности, с использованием метода гиперсферических гармоник [Dan91], на сегодняшний день считается надежно установленной. Теоретические расчеты предсказывают, что пространственная структура ⁶Не динейтронной характеризуется ярко выраженными И сигарообразной компонентами, разделенными «провалом», возникающим благодаря

«паулиевской фокусировке» [Dan91,Kuk86,Var94]. Косвенным образом теоретические расчеты подтверждают многочисленные экспериментальные данные, полученные, в частности, в реакциях передачи [Ter98,Wol99], однако непосредственным образом упомянутые корреляции могут наблюдаться только в реакции квазисвободного рассеяния.

Утверждение о возможности наблюдения квазисвободного рассеяния в реакции 4 He(6 He,2 α)2n при энергии 6 He, доступной на установке АКУЛИНА, около 150 МэВ, не является тривиальным или само собой разумеющимся. Во-первых, откнисп считать, что реакции квазисвободного взаимодействия бомбардирующего ядра с отдельными связанными нуклонами или кластерами характеризуется достаточно высокими сечениями при энергиях порядка нескольких сот МэВ/нуклон. Во-вторых, попытка детального изучения реакции квазисвободного рассеяния с несвязанным спектатором предпринимается впервые. В третьих, низкая интенсивность вторичного пучка предполагает высокую эффективность регистрации продуктов реакции, что связано с использованием системы регистрации с большим угловым аксептансом.

4.2. Измерения

изучению ядра ⁶He в Схема эксперимента ПО структуры реакции квазисвободного рассеяния ${}^{4}\text{He}({}^{6}\text{He},2\alpha)2n$ показана на рис. 4.2.1. Система регистрации, использованная в эксперименте, была оптимизирована для регистрации в совпадении двух α-частиц, вылетающих из мишени в широком угловом и энергетическом диапазоне. Два нейтрона в выходном канале реакции не регистрировались. Вместе с тем измерение углов и энергий α-частиц позволяло методом недостающей массы определить вектор импульса системы двух ненаблюдаемых нейтронов в различных системах отсчета, а также энергию относительного движения этих нейтронов.

⁶He эксперименте бомбардирующие ядра c энергией 25A МэВ взаимодействовали с мишенными ядрами ⁴Не. Гелий под давлением 860 мбар, охлажденный до температуры 16 К, заполнял мишенную ячейку с окнами их нержавеющей стали диаметром 20 мм и расстоянием между входным и выходным окнами, равным 4 мм. Энергия ионов пучка определялась путем измерения ИΧ времени пролета c помощью двух времяпролетных сцинтилляционных детекторов (ТОГ-детекторов). Угол входа в мишень и координаты ядер пучка на плоскости мишени измерялись с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер (МППК1 и МППК2). Для отбора налетающих частиц с траекториями, соответствующими ореолу пучка, перед мишенью был установлен кольцевой вето-детектор. Вето-детектор представляет собой сцинтиллятор с отверстием, диаметр которого был на 1.5 мм меньше диаметра окон мишенной ячейки. Измерение амплитудного сигнала в ветодетекторе позволило провести дополнительный отбор событий по позиции частиц в плоскости мишени, отбрасывая те события, которые соответствовали периферии сечения пучка и могли попадать на края мишенной ячейки, являясь источником дополнительного фона.

Две α -частицы, вылетающие из мишени в результате реакции ${}^4\text{He}({}^6\text{He},2\alpha)2n$, регистрировались в совпадениях при помощи двух идентичных ΔE -E телескопов. Телескопы были установлены симметрично по отношению к оси пучка и обеспечивали регистрацию продуктов реакции в диапазонах полярного угла

 $\pm (15^{\circ} - 55^{\circ})$. Каждый телескоп состоял из трех кремниевых детекторов толщиной 70 мкм, 1 мм и 6.2 мм. Первые два детектора в каждом телескопе являлись позиционно чувствительными и имели 16 горизонтальных (первый детектор) и 32 вертикальных (второй детектор) стрипа.

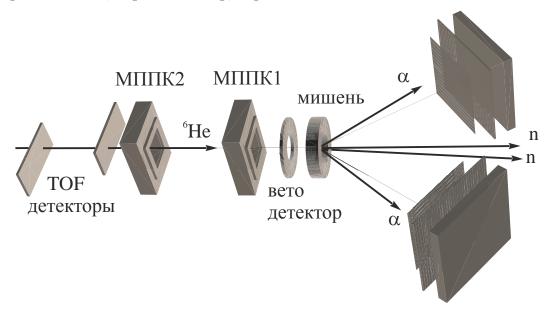


Рис. 4.2.1. Схема эксперимента.

Чувствительная площадь первого детектора составляла $50\times50~\text{мm}^2$, двух остальных - $61\times61~\text{мm}^2$. Первые два детектора служили для измерения энергетических потерь ΔE α -частиц, которые полностью останавливались в последнем детекторе. Триггером, запускающим систему записи данных со всех детекторов, являлись сигналы со второго детектора каждого телескопа, соединенные по схеме «ИЛИ».

Энергетические калибровки детекторов осуществлялись при помощи α -источника 226 Ra, а также реакций упругого 6 He + 4 He \rightarrow 6 He + α и неупругого 6 He + 4 He \rightarrow 6 He $^{2+}$ + α рассеяния. Угловая зависимость сечения упругого рассеяния сравнивалась с данными, полученными в работе [Ter98] в той же реакции и при той же энергии 6 He. Результаты показаны на рис. 4.2.2. Из рисунка видно, что угловая зависимость сечения, полученная в обсуждаемой работе, в пределах экспериментальных ошибок совпадает с результатами работы [Ter98] и, вместе с тем, дополняет их в новом диапазоне углов рассеяния в окрестности 90° .

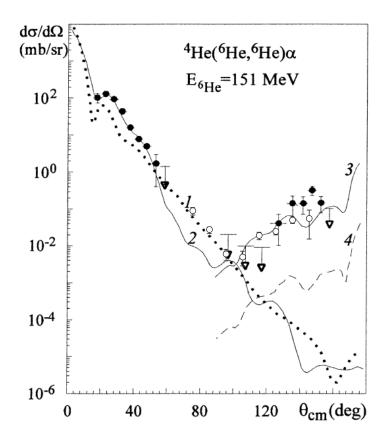


Рис. 4.2.2. Угловая зависимость сечения упругого рассеяния ⁶Не на ⁴Не. Черные точки были получены в работе [Ter98], белые – в эксперименте по квазисвободному рассеянию [Sid10].

Фоновые измерения выполнялись на мишенной ячейке, из которой был откачан гелий. Для всех распределений, представленных в последующих разделах диссертации, была произведена процедура вычета вклада фоновых процессов.

4.3. Монте-Карло симуляция квазисвободного рассеяния

Монте-Карло симуляция квазисвободного рассеяния, в первую очередь, необходима для выделения событий, соответствующих взаимодействию мишенной α-частицы с α-кором, движущимся в ядре ⁶Не, при условии, что два валентных нейтрона не участвуют в столкновении и сохраняют корреляции, характерные для основного состояния ⁶Не. Кроме этого, компьютерное моделирование процесса необходимо для оценки эффективности регистрации и вычисления абсолютных величин сечения.

Сечение реакции квазисвободного рассеяния может быть вычислено исходя из представлений начального (ISP, - initial state prescription) или конечного состояний (FSP, - final state prescription). Кинематические схемы для этих представлений показаны на рис. 4.3.1 (а) и (б). Соответственно, при вычислении могут использоваться различные относительные импульсы α -частиц $P_{\alpha\alpha}^{IS}$ и $P_{\alpha\alpha}^{FS}$, и величина сечения зависит от этого выбора. Вектор $P_{\alpha\alpha}^{IS}$ обозначает относительный импульс двух α -частиц, рассеявшихся в собственной системе ЦМ на угол $\vartheta_{\alpha\alpha}$, определенный следующим образом

$$\cos \vartheta_{\alpha\alpha} = \frac{(P_{\alpha\alpha}^{IS} P_{\alpha\alpha}^{FS})}{|P_{\alpha\alpha}^{IS}||P_{\alpha\alpha}^{FS}|}.$$
(4.3.1)

Направление и величина импульса ${m P}_{\alpha\alpha}^{FS}$ известны из измеренных кинематических параметров α-частиц. Измеренные векторы импульсов каждой из двух α-частиц и налетающего 6 Не позволяют вычислить вектор импульса P_{2n} . Значение относительного импульса между двумя нейтронами следует из измеренной величины недостающей массы системы двух нейтронов. Угол рассеяния $\vartheta_{\alpha\alpha}$ определен по отношению к направлению вектора $P_{\alpha\alpha}^{IS}$. Этот импульс вычисляется для каждого зарегистрированного совпадения α-частиц в предположении, что в основном состоянии ⁶Не перед столкновением выполняется условие $\boldsymbol{P}_{\alpha} = -\boldsymbol{P}_{2n}$, в то время как два нейтрона в выходном канале являются спектаторами. Достоверность ЭТОГО предположения проверялась путем сравнения результате Монте-Карло распределений, полученных симуляции,

соответствующими экспериментальными распределениями. При этом необходимо отметить, что определенное таким образом направление, относительно которого отсчитывается угол $\vartheta_{\alpha\alpha}$, не фиксировано в лабораторной системе и его ориентация варьируется в пространстве от события к событию.

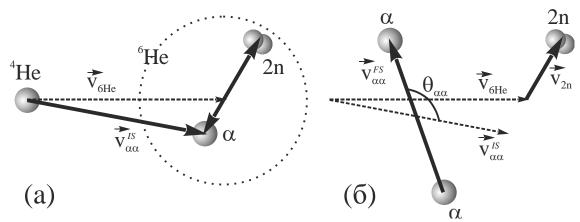


Рис. 4.3.1. Кинематическая схема квазисвободного рассеяния для (а) представления начального состояния, (б) представления конечного состояния.

Реакция квазисвободного рассеяния моделировалась в плосковолновом приближении, которое детально обсуждается в приложении 4A к настоящему разделу диссертации, где получено выражение (4.3.2) для расчета сечения квазисвободного рассеяния:

$$\sigma^{QFS} = \frac{(2\pi)^2}{v_{\alpha 6He}} |T_{\alpha 6He}^{QFS}|^2 |S(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{P}_{2n})|^2 \frac{(2\mu_{\alpha\alpha}\mu_{2\alpha 2n}\mu_{nn})^{3/2}}{(2\pi)^9} \times \sqrt{E_{\alpha\alpha}E_{nn}(E_{CM} - E_{\alpha\alpha} - E_{nn})} dE_{\alpha\alpha}dE_{nn}d\Omega_{\alpha\alpha}d\Omega_{2\alpha 2n}d\Omega_{nn}$$
(4.3.2)

В выражение входят три компонента:

- (а) сечение свободного α-α рассеяния;
- (б) спектральная функция S;
- (в) фактор фазового объема.

Вследствие большого аксептанса системы регистрации экспериментальные данные были получены в широких диапазонах энергий $E_{\alpha\alpha}$ (5 - 60 МэВ) и углов $\vartheta_{\alpha\alpha}$ (30° - 150°). Монте-Карло симуляция эксперимента должна включать полный диапазон изменения углов и энергий, учитывать корреляционные эффекты,

эффективность системы регистрации, а также ее энергетическое и угловое разрешение.

Сечение свободного α - α рассеяния вычислялось с использованием набора фазовых сдвигов, полученных в соответствующем энергетическом диапазоне [Тот63а,Вас72,Dar65]. Некоторые детали вычислений приведены в приложении 4Б к настоящему разделу. В результате расчета было получено двумерное распределение для сечения свободного α - α рассеяния $d^2\sigma/dE_{\alpha\alpha}d\vartheta_{\alpha\alpha}$. Это распределение, показанное на рис. 4.3.2 (а), использовалось в качестве входных данных в симуляции. В результате симуляции было получено распределение, представляющее собой выход зарегистрированных α -частиц как функцию $E_{\alpha\alpha}$ и $\vartheta_{\alpha\alpha}$. Это распределение показано на рис. 4.3.2 (б). Отличия в распределениях, показанных на рис. 4.3.2 (а) и (б), обусловлены, главным образом, эффективностью регистрации и, во вторую очередь, влиянием спектральной функции и фактора фазового объема.

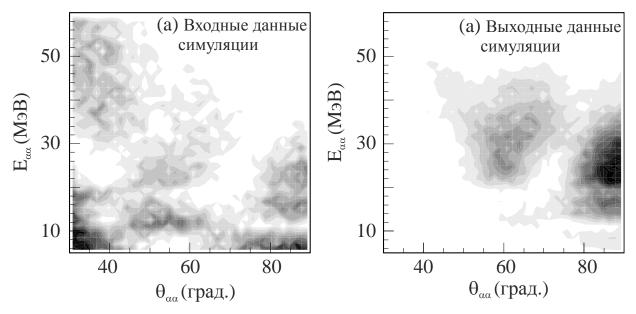


Рис. 4.3.2. (а) Распределение $d^2\sigma/dE_{\alpha\alpha}d\vartheta_{\alpha\alpha}$ для свободного α - α рассеяния, использованное в качестве входных данных симуляции; (б) то же распределение, полученное в результате симуляции.

Спектральная функция (4.3.3), использованная в симуляции, вычислялась с учетом возмущения, вызванного взаимодействием в конечном состоянии двух

нейтронов. За исключением нескольких случаев, которые будут отмечены отдельно, во всех приведенных ниже результатах симуляции использовалось представление конечного состояния.

$$S(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{P}_{2n}) = \int \psi_{nn}^*(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{r}_{nn}) e^{-i\mathbf{P}_{2n}\mathbf{r}_{2n}} \psi_{6He}(\mathbf{r}_{nn}, \mathbf{r}_{2n}) d\mathbf{r}_{nn} d\mathbf{r}_{2n}$$
(4.3.3)

На рис. 4.3.3 (а) показаны импульсные корреляции, полученные в результате моделирования квазисвободного рассеяния. Хорошо заметные отличия этого импульсного распределения распределения спектральной показанного на рис. 4А.2 (в) в приложении 4А, вызваны разрешением, влиянием энергетической экспериментальным сечения а-а рассеяния, а также фактором фазового объема [см. выражение (4.3.2)]. В то же время импульсное распределение, полученное в симуляции, хорошо воспроизводит основные особенности, характерные для волновой функции ⁶Не. На рис. 4.3.3 (б) показано распределение по гипер-углу ϑ_h , которое должно наблюдаться в эксперименте для волновой функции ⁶He, представленной в координатах Якоби. [см. рис. 4А.1 (а) в приложении 4А]. Гипер-угол представляет собой параметр, характеризующий трехтельные корреляции в ⁶Не:

$$\tan \theta_h = \sqrt{\frac{E_{nn}}{\tilde{E}_{2n-\alpha}}},\tag{4.3.4}$$

где $\tilde{E}_{2n-\alpha} = P_{2n}^2/2\mu_{2n-\alpha}$. Два хорошо различимых максимума на рис. 4.3.3 (б) отвечают динейтронной и сигарообразной компонентам волновой функции ⁶He. Отношение экспериментально измеренного сечения реакции квазисвободного рассеяния ⁴He(⁶He,2 α)2n к сечению свободного α - α рассеяния N_{α} называется эффективным числом α -кластеров в ⁶He. Очевидно, что величина N_{α} зависит от того, какое представление выбрано для расчета сечения: представление конечного или начального состояния. Эта неоднозначность возникает благодаря упрощению, использованному в выражении (4.3.2), где сечение, отвечающее процессу, происходящему вне энергетической поверхности, заменено сечением

на энергетической поверхности, соответствующим одному из представлений. Несмотря на то, что используемое в данной работе приближение плоской волны не дает возможности рассчитать истинное значение абсолютного сечения, интересная информация может быть извлечена из сравнения угловой зависимости сечения, полученной в эксперименте, с зависимостью, которая следует из модельных расчетов.

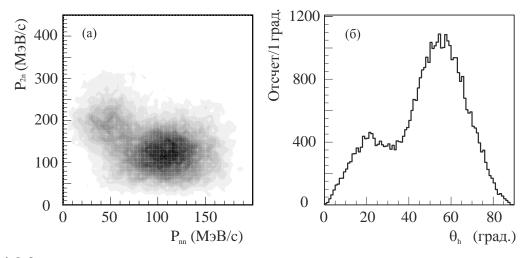


Рис. 4.3.3. Распределения, полученные в результате моделирования квазисвободного рассеяния: (а) восстановленные импульсные корреляции; (б) распределение по гиперуглу для зарегистрированных α - α совпадений.

Общие представления о механизме квазисвободного рассеяния подразумевают, что вероятность реакции зависит от удаленности от массовой поверхности, которая характеризуется величиной $E_{off}=E_{\alpha\alpha}^{IS}-E_{\alpha\alpha}^{FS}$. Реакция квазисвободного рассеяния с участием несвязанного спектатора, каким является система из двух нейтронов, предоставляет уникальную возможность проверить ЭТО предположение, поскольку в данном случае величина E_{off} варьируется в благодаря нейтронов, широчайшем диапазоне наличию отбирающих значительную часть доступной энергии E_{CM} на собственное относительное движение $0 < E_{nn} < E_{CM}$.

В результате полной Монте-Карло симуляции была сделана оценка точности, с которой в эксперименте определялись значения импульсов спектатора в системе отсчета налетающей частицы. Для импульса P_{nn} величина разрешения составила 50 МэВ/с (FWHM), а для импульса P_{2n} — 20 МэВ/с (FWHM).

4.4. Экспериментальные проявления механизма квазисвободного рассеяния

Исследование квазисвободного рассеяния несвязанным спектатором cпредставляет собой достаточно непростую задачу. Выходной канал, содержащий более трех слабо коррелированных частиц, обычно характеризуется гладкими распределениями энергий и углов. Кроме этого, результатом измерения, как правило, являются спектры, в которых суммирован вклад нескольких процессов, из которых необходимо выделить события, отвечающие определенной реакции. На рис. 4.4.1 (a) показано импульсное распределение для спектатора 2n в системе центра масс налетающего 6 Не для всех α - α совпадений, зарегистрированных в эксперименте. Горизонтальная и вертикальная оси на этом рисунке, P_{2n}^{Z} и P_{2n}^{Y} , соответственно, представляют собой продольную и одну из поперечных проекций вектора импульса P_{2n} в системе координат, в которой ось Z совпадает с направлением налетающего ядра 6 He. На рис. 4.4.1 (a) видны две группы событий.

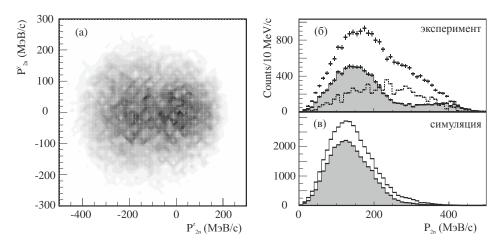


Рис. 4.4.1. (а) Распределение P_{2n}^Y vs. P_{2n}^Z для всех событий, зарегистрированных в эксперименте. (б) Точки с ошибками представляют собой импульсный спектр P_{2n} для всех α - α совпадений после вычета фона. Аналогичный спектр, полученный в фоновом измерении с пустой мишенью, показан точечной гистограммой. Серая гистограмма отвечает событиям, удовлетворяющим условию (4.4.1). (в) Распределение полного импульса P_{2n} , полученное в результате симуляции эксперимента для всех событий (гистограмма без цвета) и для событий, удовлетворяющих условию (4.4.1).

Одна из них, локализованная в окрестности нулевой точки, соответствует скорости центра масс нейтронной пары, близкой к скорости налетающего ядра ⁶Не. Исходя из общих представлений о механизме изучаемой реакции, можно предположить, что события именно из этой группы отвечают квазисвободному рассеянию.

Вторая группа событий на рис. 4.4.1 (а) локализована в окрестности значений $P_{2n}^Z \approx -200$ МэВ/с. Эта величина приблизительно соответствует лабораторной скорости системы центра масс $\alpha + \alpha + n + n$. Естественно предположить, что события, сосредоточенные в этой области, отвечают выходным каналам реакции 6 He+ 4 He, отличным от квазисвободного рассеяния. Существует ряд кинематических ограничений, наложение которых приводит к подавлению вкладов этих реакций. В данной работе использовалось условие

$$E_{\alpha 1-2n} > 10 \text{ МэВ и } E_{\alpha 2-2n} > 10 \text{ МэВ}$$
 (4.4.1)

где $E_{\alpha 1(2)-2n}$ — энергия одной из двух зарегистрированных α -частиц по отношению к центру масс системы двух нейтронов.

Спектр импульсов P_{2n} , соответствующий распределению из рис. 4.4.1 (a), показан на рис. 4.4.1 (б) точками с экспериментальными ошибками. Этот спектр можно аналогичным распределением, полученным В эксперимента [см. гистограмму без цвета на рис. 4.4.1 (в)]. Серые гистограммы на рис. 4.4.1 (б) и (в) отвечают событиям, полученным, соответственно, в эксперименте и симуляции, и удовлетворяющим условию (4.4.1). Из рис. 4.4.1 (в) видно, что наложение условия (4.4.1) практически не искажает форму распределения и лишь в минимальной степени уменьшает число событий, полученных в симуляции эксперимента. В то же время очевидно, что использование этого условия приводит к значительному подавлению событий с $P_{2n} > 200 \text{ M} \cdot \text{B/c},$ соответствующих реакциям, конкурирующим квазисвободным рассеянием [см. серую гистограмму на рис. 4.4.1 (б)]. Сравнивая экспериментальные спектры на рис. 4.4.1 (б) с результатами симуляции [рис. 4.4.1 (в)], можно прийти к заключению, что подавляющая часть событий с P_{2n} <

200 МэВ/с отвечает именно квазисвободному рассеянию. Все распределения, которые приводятся ниже, как модельные, так и экспериментальные, получены для событий, удовлетворяющих условию (4.4.1). Точечная гистограмма, показанная на рис. 4.4.1 (б), получена в фоновом эксперименте, проведенном с пустой мишенной ячейкой.

На рис. 4.4.2 (а) показано экспериментальное распределение продольной составляющей импульса динейтрона против относительной энергии рассеянных α-частиц для всех событий, зарегистрированных в измерениях. Линиями показаны кинематические границы. События, соответствующие рассеянию на виртуальной α-частице, локализованы в окрестности нулевого значения импульса (область, обозначенная на рис. 4.4.2 (а) римской цифрой I).

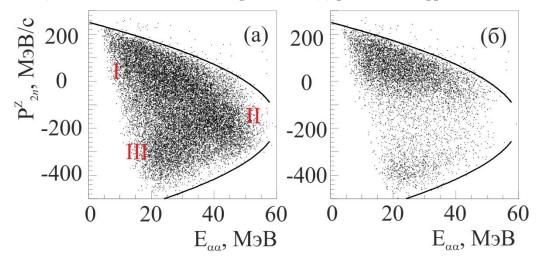


Рис. 4.4.2. (а) Распределение P_{2n}^Z против $E_{\alpha\alpha}$ для всех событий, зарегистрированных в эксперименте. Римскими цифрами обозначены кинематические области локализации различных процессов (см. пояснения в тексте); (б) то же распределение для событий, удовлетворяющих условию (4.4.1). Линиями показаны кинематические границы.

Область, обозначенная римской цифрой II, заселяется в результате реакции передачи нейтрона ${}^{4}\text{He}({}^{6}\text{He}, {}^{5}\text{He}){}^{5}\text{He}$, а область, обозначенная цифрой III, предположительно отвечает событиями из реакции ${}^{4}\text{He}({}^{6}\text{He}, {}^{8}\text{Be}^{*})2n$, приводящей к заселению высоколежащих возбужденных состояний ${}^{8}\text{Be}$. Эти процессы, конкурирующие с реакцией квазисвободного рассеяния, в значительной мере подавляются при наложении условия (4.4.1). «Хвосты» конкурирующих процессов в условиях ограниченного аксептанса системы регистрации

имитируют равномерное заселение фазового пространства. В результате сумма фоновых реакций может быть описана в представлении четырехтельного фазового объема:

$$d\sigma \sim d\mathbf{P}_{nn}d\mathbf{P}_{\alpha\alpha}d\mathbf{P}_{2\alpha2n}\delta_{\Sigma\mathbf{p}}\delta_{\Sigma\mathbf{E}} \sim$$

$$P_{nn}^{2}P_{\alpha\alpha}^{2}P_{2\alpha2n}^{2}dP_{nn}dP_{\alpha\alpha}dP_{2\alpha2n}d\Omega_{nn}d\Omega_{\alpha\alpha}d\Omega_{2\alpha2n}\delta_{\Sigma\mathbf{p}}\delta_{\Sigma\mathbf{E}},$$
(4.4.2)

где P_{nn} и $P_{\alpha\alpha}$ относительные импульсы двух нейтронов и двух α -частиц, $P_{2\alpha 2n}$ – относительный импульс между ЦМ систем двух нейтронов и двух α -частиц, а δ -функции учитывают законы сохранения энергии-импульса. После очевидного преобразования формула приводится к следующему виду

$$d\sigma \sim \sqrt{E_{nn}} \sqrt{E_{\alpha\alpha}} \sqrt{E_{2\alpha2n}} dE_{nn} dE_{\alpha\alpha} dE_{2\alpha2n} \delta_{\Sigma E}, \tag{4.4.3}$$

а после интегрирования по энергии $E_{2\alpha 2n}$ получаем распределение сечения в зависимости от относительных энергий двух нейтронов и двух α -частиц для фазового объема

$$d\sigma(E_{nn}, E_{\alpha\alpha}) \sim \sqrt{E_{nn}} \sqrt{E_{\alpha\alpha}} \sqrt{E_{CM} - E_{nn} - E_{\alpha\alpha}} dE_{nn} dE_{\alpha\alpha}$$
(4.4.4)

Набор экспериментальных спектров в работе [Sid10 подгонялся] одновременно с помощью распределений, полученных в симуляции квазисвободного рассеяния. Этот набор включал в себя спектры 7-ми независимых величин, наблюдаемых в эксперименте: полного импульса системы $2n\ P_{2n}$ и двух его проекций, P_{2n}^Z и P_{2n}^Y , энергий относительного движения двух участвующих во взаимодействии α -частиц $E_{\alpha\alpha}$ и двух нейтронов E_{nn} , угла рассеяния $\vartheta_{\alpha\alpha}$, и гипер-угла ϑ_h . Кроме этого, были получены распределения по углу Треймана-Янга ϑ_{T-Y} , который, согласно [Tre62,Fal81] определяется соотношением (см. рис. 4.4.3)

$$\cos \vartheta_{T-Y} = \frac{([P_{\alpha 1}P_{\alpha 2}][P_{6He}P_{2n}])}{|[P_{\alpha 1}P_{\alpha 2}]||[P_{6He}P_{2n}]|}$$
(4.4.5)

Так называемый критерий Треймана-Янга, согласно которому сечение не должно зависеть от угла θ_{T-Y} , часто используется для проверки полюсного характера некоторых реакций [Sha65].

На рис. 4.4.4 (а) и (б) показаны экспериментальные распределения продольного компонента импульса системы 2n P_{2n}^Z и угла Треймана-Янга, соответственно. Спектры для событий, удовлетворяющих условию (4.4.1) показаны серыми гистограммами. Серая гистограмма для угла ϑ_{T-Y} на рис. 4.4.4 (б) построена для событий с импульсами $P_{2n}^Z > -50$ МэВ/с. Точки с ошибками на рис. 4.4.4 (а) и (б) соответствуют событиям, которые не удовлетворяют условию (4.4.1).

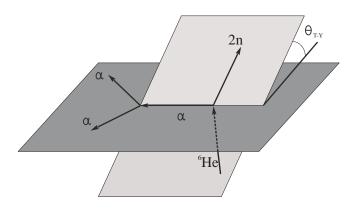


Рис. 4.4.3. Определение угла Треймана-Янга.

Как видно из рис. 4.4.4, большинство событий удовлетворяющих условию (4.4.1), соответствуют выходному каналу реакции 4 He(6 He, 2 a) 2 n с нейтронной парой, движущейся со скоростью, близкой к скорости налетающего ядра 6 He. Эти события также удовлетворяют условию Треймана-Янга. Напротив, импульсное распределение событий, не удовлетворяющие условию (4.4.1), имеет максимум в районе $P_{2n}^Z \approx -200 \, \text{МэВ/c}$, а распределение по углу Треймана-Янга ϑ_{T-Y} имеет ярко выраженные максимумы при углах 0° и 180° . Следует иметь в виду, что критерий Треймана-Янга является необходимым, но не достаточным условием полюсного механизма реакции.

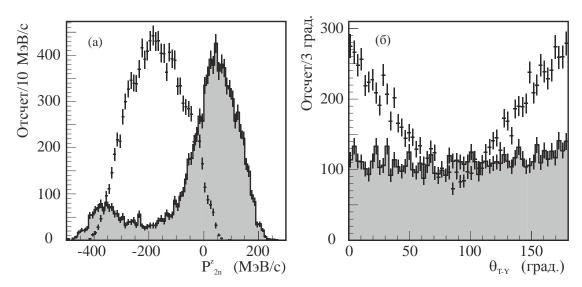


Рис. 4.4.4. (а) Спектр продольного компонента вектора импульса P_{2n} , полученный при условии (4.4.1) (серая гистограмма), и для событий, не удовлетворяющих условию (4.4.1) (точки с ошибками). (б) Распределение по углу Треймана-Янга ϑ_{T-Y} для событий, удовлетворяющих условию (4.4.1) и имеющих значения продольного компонента проекции импульса $P_{2n}^Z > -50 \text{ МэВ/c}$ (серая гистограмма), и для событий с $P_{2n}^Z < -50 \text{ МэВ/c}$, не удовлетворяющих условию (4.4.1) (точки с ошибками).

Подгонка экспериментальных данных производилась последовательно независимо во всем диапазоне энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} , поделенном на области шириной 5 МэВ. На рис. 4.4.5 показаны результаты подгонки для диапазонов энергии $35 < E_{\alpha\alpha} < 40 \,\mathrm{M}$ эВ и $E_{nn} < 10 \,\mathrm{M}$ эВ. Точки с ошибками отвечают экспериментальным данным. Результаты симуляции для квазисвободного рассеяния фазового объема показаны пунктирной темно-серой И гистограммами, соответственно. Светло-серая гистограмма является суммой В вкладов квазисвободного рассеяния И фазового объема. данных, представленных на этом рисунке и ниже, эффективности регистрации не учитывалась.

Из рис. 4.4.5 видно, что распределения, полученные в симуляции, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Есть смысл отметить, что одновременная подгонка ряда независимых спектров, показанных на рис. 4.4.5 и рисунках, представленных ниже, является убедительным доказательством идентификации квазисвободного рассеяния.

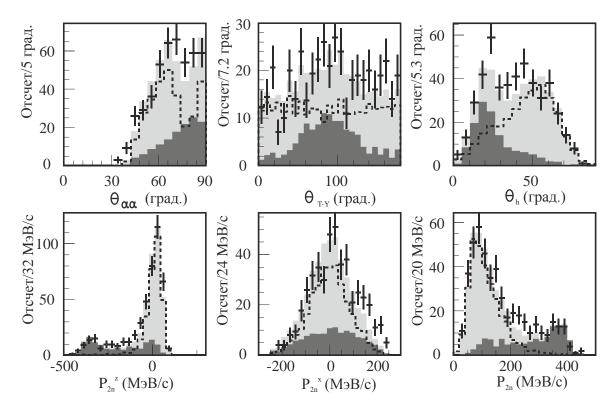


Рис. 4.4.5. Результаты одновременной подгонки экспериментальных данных в энергетическом диапазоне $35 < E_{\alpha\alpha} < 40~M$ в и $E_{nn} < 10~M$ в Вклад квазисвободного рассеяния показан пунктирными гистограммами, темно-серые гистограммы соответствуют четырехтельному фазовому объему. Светло-серые гистограммы соответствуют сумме вкладов квазисвободного рассеяния и фазового объема. Точками с ошибками показаны экспериментальные данные.

Хорошим тестом на правомочность факторизации, использованной в выражении (4.3.2), могут служить угловые распределения квазисвободного рассеяния. Зависимость сечения от угла рассеяния $\vartheta_{\alpha\alpha}$ весьма чувствительна к величине кинетической энергии $E_{\alpha\alpha}$ и имеет специфическую форму распределения, которая сильно изменяется в пределах диапазона $E_{\alpha\alpha}$, полученного в эксперименте. На рис. 4.4.6 показаны угловые распределения, полученные для различных значений $E_{\alpha\alpha}$ при условии $E_{nn} < 10$ МэВ. Для подгонки этих угловых распределений были использованы Монте-Карло симуляции, моделирующие реакцию квазисвободного рассеяния и четырехтельный фазовый объем. Результаты подгонки для квазисвободного рассеяния с использованием представлений конечного и начального состояний показаны, соответственно, в

верхнем и нижнем рядах рис. 4.4.6. Можно отметить, что Монте-Карло симуляции с использованием представления конечного состояния хорошо воспроизводят характерные формы измеренных угловых $\vartheta_{\alpha\alpha}$ зависимостей сечения реакции при весьма умеренном вкладе четырехтельного фазового объема. Вместе с тем хорошо заметно, что в большей части диапазона энергии $E_{\alpha\alpha}$, доступного в измерениях, полученные данные несовместимы с представлением начального состояния.

Принимая во внимание тот факт, что в доступных в эксперименте угловом и энергетическом диапазонах сечение упругого α-α рассеяния изменяется более чем на два порядка величины, можно сделать следующие выводы:

- 1. Вклад квазисвободного рассеяния в наблюдаемые распределения является доминирующим;
- 2. Экспериментальные распределения переменных, существенных для понимания динамики реакции, хорошо описываются в рамках приближения плоской волны в представлении конечного состояния.

Незначительные, но заметные отличия экспериментальных и модельных спектров могут быть связаны с возмущениями в выходном канале, выходящими за рамки приближения плоской волны, а также с принятым допущением, что сумма процессов, конкурирующих с квазисвободным рассеянием, может быть описана как четырехтельный фазовый объем.

На рис. 4.4.7 представлены распределения угла $\vartheta_{\alpha\alpha}$, гипер-угла ϑ_h и импульса P_{2n} , полученные для различных диапазонов энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} . Зависимость эффективного числа α -кластеров N_{α} от энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} , в частности, показывает, как вероятность квазисвободного рассеяния зависит от степени удаленности от энергетической поверхности и энергии столкновения α -частиц. A priori естественно ожидать, что значение N_{α} должно уменьшаться по мере удаления от массовой поверхности, и расти с увеличением энергии $E_{\alpha\alpha}$. Необходимо отметить, что несмотря на то, что угловые распределения, представленные на рис. 4.4.5-4.4.7, находятся в хорошем согласии с модельными предсказаниями, абсолютные значения измеренных сечений квазисвободного рассеяния сильно отличаются от сечений свободного α - α

рассеяния. Равенство эффективного числа α -кластеров N_{α} единице означает, что мишенная α -частица взаимодействует только с α -кором ⁶He, игнорируя

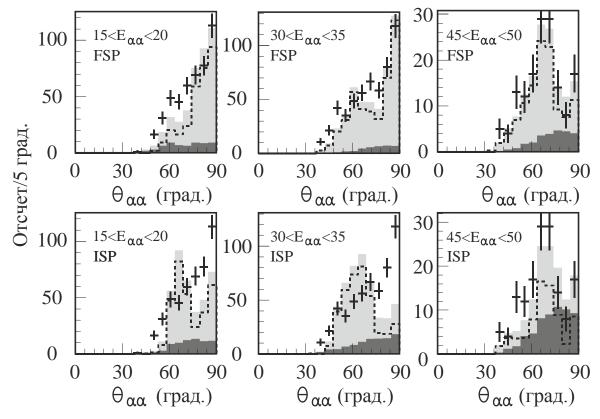


Рис. 4.4.6. Угловые распределения $\vartheta_{\alpha\alpha}$, полученные для малых энергий относительного движения $E_{nn} < 10$ МэВ при трех различных энергиях $E_{\alpha\alpha}$. На верхних и нижних панелях показаны результаты подгонки, сделанные для представления конечного и начального состояний, соответственно. Детальные пояснения смысла различных гистограмм приведены в подписи к рис. 4.4.5.

валентные нейтроны и прочие кластерные комбинации в этом ядре. Различные бинарные реакции и некоррелированный развал ⁶Не в этом случае также должны быть исключены. Таким образом, очевидно, что измеренное значение N_{α} должно быть значительно меньше единицы. Из экспериментальных данных была извлечена вполне ожидаемая величина $N_{\alpha} = 0.03 \pm 0.02$ для каждого диапазона энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} . Можно отметить, что компонент волновой функции ⁶Не с L=0, l_{nn} =0, l_{2n} =0 составляет около 86%, в то время как оценка спектроскопической амплитуды для α -n-n конфигурации ⁶Не дает значение 1.06 (см. [Wol99], а также ссылки в этой работе). Полученную величину также можно сравнить со

значениями N_{α} , полученными в реакции ${}^4{\rm He}({}^6{\rm Li},2\alpha)d$ с близкой энергией налетающей частицы: $N_{\alpha}=0.08$ [Lam71], 0.16 [Wat71], и 0.11-0.23 [Oki97].

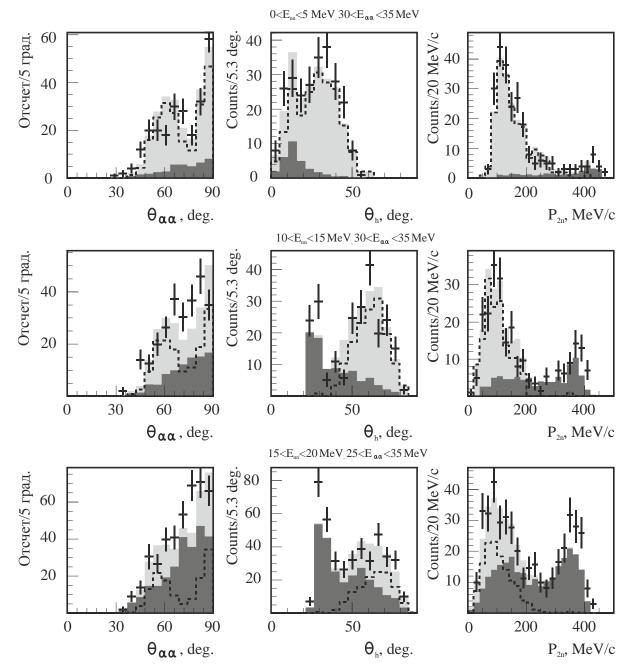


Рис. 4.4.7. Распределения угла рассеяния $\vartheta_{\alpha\alpha}$, гиперугла ϑ_h и импульса P_{2n} , полученные для различных диапазонов энергий E_{nn} и $E_{\alpha\alpha}$. Детальные пояснения смысла различных гистограмм приведены в подписи к рис. 4.4.5.

Также важно отметить, что значение N_{α} , полученное в наших измерениях, с точностью до экспериментальных погрешностей не зависит ни от $E_{\alpha\alpha}$, ни от E_{nn} .

4.5. Трехтельные импульсные корреляции в ⁶He

В предыдущем разделе были представлены экспериментальные данные, подтверждающие, что два нейтрона в выходном канале реакции ${}^4\text{He}({}^6\text{He},2\alpha)2n$ являются спектаторами. Сравнение полученных экспериментальных данных с модельными распределениями позволяет утверждать, что

- 1. Экспериментальные распределения угла Треймана-Янга ϑ_{T-Y} хорошо согласуются с представлениями о механизме квазисвободного рассеяния;
- 2. Формы угловых распределений $\vartheta_{\alpha\alpha}$, полученных в результате Монте-Карло симуляции квазисвободного рассеяния, хорошо воспроизводят характерные особенности экспериментальных распределений в диапазонах энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} , доступных в данном измерении;
- 3. Эффективное число α -кластеров N_{α} является постоянным в широком диапазоне энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} .

Хорошее описание угловых распределений $\vartheta_{\alpha\alpha}$, полученное в результате Монте-Карло симуляции, свидетельствует о том, что α-α взаимодействие в реакции 4 He(6 He, $^{2}\alpha$) ^{2}n описывается амплитудой свободного α - α рассеяния. Отсюда следует, что из экспериментальных данных можно извлечь достоверную информацию о структуре 6 Не. В частности, распределения импульса P_{2n} , его проекций P_{2n}^{Z} и P_{2n}^{Y} , а также гипер-угла ϑ_{h} содержат информацию о волновой функции ⁶Не. В частном случае ⁶Не это предположение может быть проверено, поскольку трехтельная волновая функция ⁶Не хорошо известна из теории. рис. 4.4.5 - 4.4.7 видно, что соответствующие Действительно, ИЗ экспериментальные спектры хорошо согласуются с модельными вычислениями, в которых использовалась спектральная функция (4.3.3). Таким образом, мы можем сделать вывод о том, что наши предположения о спектральной функции являются корректными. Важный момент заключатся в том, что спектральная функция (4.3.3) соответствует ожиданиям в весьма широком диапазоне импульсов, поскольку экспериментальные спектры и модельные предсказания согласуются в широком диапазоне импульсов P_{2n} и P_{nn} , однозначно связанных с энергиями $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} .

Еще одним важным результатом является то, что экспериментальные импульсные распределения совпадают с распределениями, полученными в рамках плосковолнового приближения без включения радиуса обрезания. В этом контексте экспериментальное наблюдение провала между динейтронной и сигарообразной компонентами волновой функции ⁶He [см. рис. 4A.2 (а) и (б)] весьма существенно, поскольку данный провал соответствует занятым состояниям в α-коре ⁶He. Импульсные корреляции, полученные в эксперименте, показаны на рис. 4.5.1.

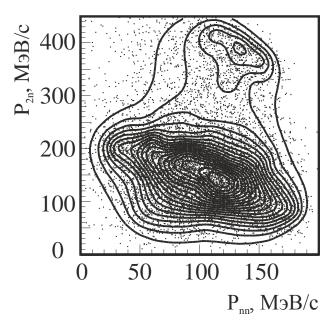


Рис. 4.5.1. Экспериментальные $P_{2n} - P_{nn}$ корреляции.

На рисунке видны две отдельные области интенсивного заселения. Область, соответствующую значениям импульсов $P_{2n} < 250 \,\mathrm{MpB/c}$, мы ассоциируем с процессом квазисвободного рассеяния. Область с более высокими значениями импульсов, где число событий увеличивается, $P_{2n} > 300 \,\mathrm{MpB/c}$, хорошо описывается распределениями, соответствующими фазовому объему. Вклад фазового объема распространяется также и на область, в которой доминирует квазисвободное рассеяние, создавая, таким образом, фон для изучаемого процесса. Признаком провала между сигарообразной и динейтронной компонентами в волновой функции ⁶Не является выразительная форма распределения по гипер-углу, имеющая два максимума [см. модельное

распределение на рис. 4.3.3 (б)]. События в окрестности максимума при гиперугле $\vartheta_h \approx 20^\circ$ соответствуют сигарообразному компоненту волновой функции ⁶Не, в то время как более интенсивный динейтронный компонент проявляется при больших значениях Экспериментальное гипер-угла. распределение по гипер-углу для событий, отвечающих условию P_{2n}^{Z} > 80 МэВ/с, показано на рис. 4.5.2. Выбранный импульсный диапазон расположен вблизи границы фазового пространства, разрешенного законами сохранения энергии и импульса. Вместе с тем следует отметить, что количество событий, не (4.4.1),этой удовлетворяющих условию кинематической незначительно и соотношение вкладов квазисвободного рассеяния и фазового объема здесь является наибольшим. Кроме того, можно отметить, что отбор событий с импульсами $P_{2n}^{Z} > 80 \text{ МэВ/с}$ позволяет наиболее наглядно наблюдать динейтронный и сигарообразный компоненты волновой функции ⁶Не. На рис. 4.5.2, где показано экспериментальное распределение по гипер-углу, хорошо заметна асимметрия спектра, возникающая благодаря вкладам двух компонентов волновой функции ⁶Не.

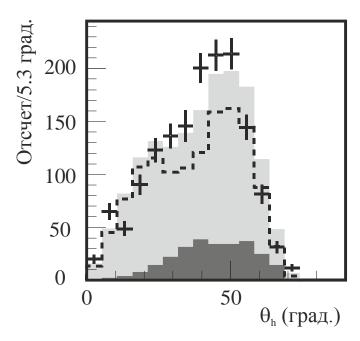


Рис. 4.5.2. Экспериментальное распределение по гипер-углу ϑ_h , полученное в реакции ${}^4{\rm He}({}^6{\rm He},2\alpha)2n$ при условии $P_{2n}^Z>80$ МэВ/с. Обозначения объясняются в подписи к рис. 4.4.5.

4.6. Выводы

В результате проведенных исследований было показано, ЧТО реакция квазисвободного рассеяния на α-коре слабосвязанного ядра ⁶Не является доминирующим процессом даже при относительно малой энергии бомбардирующего ядра 25А МэВ. Суммарное сечение этой реакции в угловом диапазоне в центре масс системы α - α 30° – 150° составило 18 ± 12 мб. Основной особенностью реакции 4 He(6 He,2 α)2n является наличие несвязанного спектатора. Это означает, что значительная часть доступной энергии в выходном канале реакции тратится на относительное движение двух самых легких частиц нейтронов. В свою очередь, это означает, что реакция протекает на значительном «расстоянии» от энергетической поверхности.

Экспериментальные данные сравнивались с результатами компьютерной симуляции, реализованной на основе плосковолнового приближения. В симуляции учитывались сечения α - α свободного рассеяния в широком угловом и энергетическом диапазонах, трехтельная волновая функция ⁶Не, а также взаимодействие в конечном состоянии двух нейтронов. Большой аксептанс системы регистрации позволил проводить измерения в весьма широком дапазоне углов $\theta_{\alpha\alpha}$ и энергий $E_{\alpha\alpha}$. Подгонка экспериментальных спектров с помощью распределений, полученных в симуляции, показала хорошее соответствие модели и экспериментальных данных.

Эффективное число α -кластеров в ⁶Не составило 0.03(2). В пределах точности измерений это число является постоянным во всем доступном диапазоне энергий $E_{\alpha\alpha}$ и E_{nn} , и, таким образом, не зависит от «расстояния» от энергетической поверхности, которое варьируется в диапазоне от величины энергии связи нейтронов в ⁶Не (0.97 МэВ) приблизительно до 50 МэВ.

Важно отметить, что экспериментальные импульсные распределения, полученные в реакции квазисвободного рассеяния 4 He(6 He,2 α)2n, удалось воспроизвести с помощью полной волновой функции 6 He без использования радиуса обрезания (В1). Наиболее вероятно, что это связано с «поверхностной» природой гало: в ядрах, подобных 6 He, нейтроны представляют собой поверхность, а кор является внутренней частью ядра. Таким образом,

реализуется поверхностный характер реакции, типичный для взаимодействий при невысоких энергиях.

Реакция квазисвободного рассеяния предоставляет уникальную возможность наблюдения полной волновой функции ⁶Не, включая динейтронный и сигарообразный компоненты, а также провал между ними. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о наличии двух компонентов волновой функции, разделенных в импульсном пространстве (см. рис. 4.5.2).

Полученные результаты содержат важную информацию относительно механизма формирования спектра конечного состояния, которая заключается в том, что несмотря на взаимодействие в конечном состоянии, основное влияние на форму спектра несвязанного состояния и положение его максимума оказывает волновая функция состояния начального.

На рис. 4.6.1 показан спектр энергии возбуждения системы двух нейтронов, измеренный в реакции квазисвободного выбивания α -кора из ⁶He. Видно, что спектр имеет максимум при энергии около 5 МэВ.

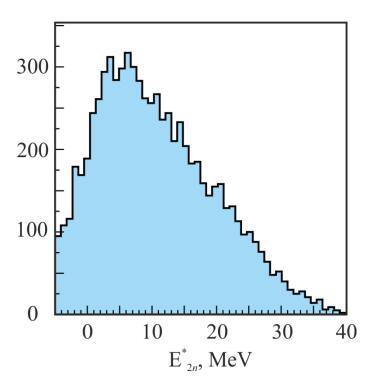


Рис. 4.6.1. Спектр энергии возбуждения динейтронной системы, полученный в реакции квазисвободного выбивания α -кора из ядра 6 He 4 He(6 He, $^{2}\alpha$) ^{2}n .

Это означает, что полученный спектр возбуждения динейтрона в значительной мере отличается от спектра, характерного для виртуального состояния *п-п*, имеющего максимум при энергии около 200 кэВ. Импульсные корреляции конечного состояния, а также энергетический профиль спектра конечного состояния зависят от волновой функции ⁶Не, из которого был получен динейтрон, и модифицируются в результате взаимодействия нейтронов в конечном состоянии.

Можно предположить, что с увеличением энергии бомбардирующей частицы роль начального состояния будет возрастать. Это означает, что выводы ^{4,5}H, ^{9,10}He, 10,13 L i структуры относительно И некоторых других нейтроноизбыточных резонансных систем, полученных реакциях фрагментации, требуют детального дополнительного анализа.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4А

КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПЛОСКИХ ВОЛН

Механизм квазисвободного рассеяния подразумевает ситуацию, когда можно пренебречь взаимодействием в конечном состоянии α -частиц с нейтронами, составляющими гало 6 Не. Таким образом, валентные нейтроны являются «спектаторами». В этом случае в T-матрице должно быть учтено только α - α взаимодействие. Взаимодействие между двумя нейтронами явным образом учитывается волновой функцией $\psi_{nn}^*(P_{nn}, r_{nn})$ в виде отдельного множителя в T-матрице, в противном случае оно соответствовало бы другому механизму реакции. В результате T-матрица может быть записана следующим образом:

$$T_{\alpha 6He}^{QFS} = \int \psi_{\alpha \alpha}^{*} (\boldsymbol{P}_{\alpha \alpha}, \boldsymbol{r}_{\alpha \alpha}) \psi_{2\alpha 2n}^{*} (\boldsymbol{P}_{2\alpha 2n}, \boldsymbol{r}_{2\alpha 2n}) \psi_{nn}^{*} (\boldsymbol{P}_{nn}, \boldsymbol{r}_{nn}) V_{\alpha \alpha}(r_{\alpha \alpha})$$

$$\times \psi_{\alpha 6He} (\boldsymbol{P}_{\alpha 6He}, \boldsymbol{r}_{\alpha 6He}) \psi_{6He} (\boldsymbol{r}_{nn}, \boldsymbol{r}_{2n}) d\boldsymbol{r}_{nn} d\boldsymbol{r}_{2n} dr_{\alpha \alpha}$$
(4A.1)

Координаты, использованные в этом уравнении, определены на рис. 4A.1. Относительные импульсы между различными частицами в выходном канале определяются следующим образом:

$$\mathbf{P}_{nn} = \frac{1}{2} (\mathbf{P}_{n1} - \mathbf{P}_{n2}), \mathbf{P}_{2n} = \frac{2}{3} (\mathbf{P}_{n1} + \mathbf{P}_{n2}) - \frac{1}{3} \mathbf{P}_{\alpha},
\mathbf{P}_{\alpha 6 He} = \frac{2}{5} \mathbf{P}_{6 He} - \frac{3}{5} \mathbf{P}_{\alpha}, \mathbf{P}_{\alpha \alpha} = \frac{1}{2} (\mathbf{P}_{\alpha 1} - \mathbf{P}_{\alpha 2}),
\mathbf{P}_{2\alpha 2n} = \frac{4}{5} (\mathbf{P}_{n1} + \mathbf{P}_{n2}) - \frac{1}{5} (\mathbf{P}_{\alpha 1} - \mathbf{P}_{\alpha 2}).$$
(4A.2)

В плосковолновом приближении относительное движение во входном и выходном каналах реакции записывается в виде плоских волн:

$$\psi_{2\alpha 2n}(\mathbf{P}_{2\alpha 2n}, \mathbf{r}_{2\alpha 2n}) = e^{i\mathbf{P}_{2\alpha 2n}\mathbf{r}_{2\alpha 2n}},$$

$$\psi_{\alpha 6He}(\mathbf{P}_{\alpha 6He}, \mathbf{r}_{\alpha 6He}) = e^{i\mathbf{P}_{\alpha 6He}\mathbf{r}_{\alpha 6He}}.$$
(4A.3)

Предположение о квазисвободном механизме реакции подразумевает использование следующих приближений

$$\psi_{2\alpha 2n}(\mathbf{P}_{2\alpha 2n}, \mathbf{r}_{2\alpha 2n}) \to e^{i\mathbf{P}_{2n}\mathbf{r}_{2n}},$$

$$\psi_{\alpha 6He}(\mathbf{P}_{\alpha 6He}, \mathbf{r}_{\alpha 6He}) \to e^{i\mathbf{P}_{\alpha \alpha}\mathbf{r}_{\alpha \alpha}}.$$
(4A.4)

которые позволяют записать Т-матрицу в представлении с явно выраженной спектральной функцией

$$T_{\alpha 6He}^{QFS} = \int \psi_{\alpha \alpha}^{*} (\boldsymbol{P}_{\alpha \alpha}, \boldsymbol{r}_{\alpha \alpha}) V_{\alpha \alpha}(r_{\alpha \alpha}) e^{i\boldsymbol{P}_{\alpha \alpha}\boldsymbol{r}_{\alpha \alpha}} d\boldsymbol{r}_{\alpha \alpha} \int \psi_{nn}^{*} (\boldsymbol{P}_{nn}, \boldsymbol{r}_{nn}) e^{-i\boldsymbol{P}_{2\alpha 2n}\boldsymbol{r}_{2\alpha 2n}} \times \psi_{6He}(\boldsymbol{r}_{nn}, \boldsymbol{r}_{2n}) d\boldsymbol{r}_{nn} dr_{2\alpha 2n} \sim T_{\alpha \alpha}^{*} (\boldsymbol{P}_{\alpha \alpha}) S(\boldsymbol{P}_{nn}, \boldsymbol{P}_{2n}),$$
(4A.5)

где спектральная функция определена как

$$S(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{P}_{2n}) = \int \psi_{nn}^{*}(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{r}_{nn}) e^{-i\mathbf{P}_{2n}\mathbf{r}_{2n}} \psi_{6He}(\mathbf{r}_{nn}, \mathbf{r}_{2n}) d\mathbf{r}_{nn} d\mathbf{r}_{2n}$$
(4.A.6)

величина $T_{\alpha\alpha}$ связана с сечением α - α рассеяния

$$|T_{\alpha\alpha}(\mathbf{P}_{\alpha\alpha})|^2 = \frac{2\pi}{\mu_{\alpha\alpha}^2} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha\alpha}}$$
(4A.7)

а сечение квазисвободного рассеяния записывается следующим образом:

$$d\sigma^{QFS} = \frac{2\pi}{v_{\alpha 6He}} |T_{\alpha 6He}^{QFS}|^{2} 2\pi \delta \left(\sum E_{i}\right) \frac{d\mathbf{P}_{\alpha \alpha}}{(2\pi)^{3}} \frac{d\mathbf{P}_{2\alpha 2n}}{(2\pi)^{3}} \frac{d\mathbf{P}_{nn}}{(2\pi)^{3}} =$$

$$= \frac{(2\pi)^{2}}{v_{\alpha 6He}} |T_{\alpha 6He}^{QFS}|^{2} |S(\mathbf{P}_{nn}, \mathbf{P}_{2n})|^{2} \frac{(2\mu_{\alpha \alpha}\mu_{2\alpha 2n}\mu_{nn})^{3/2}}{(2\pi)^{9}}$$

$$\times \sqrt{E_{\alpha \alpha}E_{nn}(E_{CM} - E_{\alpha \alpha} - E_{nn})} dE_{\alpha \alpha} dE_{nn} d\Omega_{\alpha \alpha} d\Omega_{2\alpha 2n} d\Omega_{nn}$$
(4A.8)

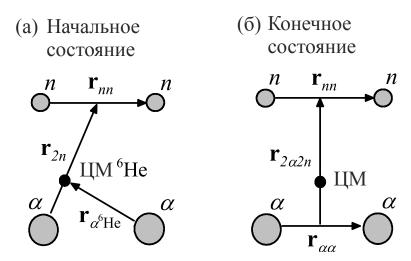


Рис. 4А.1. Обозначения координат: для конфигурации начального состояния (а) и конечного состояния (б).

Волновая функция 6 Не на 86% исчерпывается основным ее компонентом, который характеризуется орбитальными моментами L=0, $\ell_{nn}=0$, $\ell_{2n}=0$. Весьма выразительные корреляции, характерные для этого компонента, показаны на рис. 4A.2 (а). На этом рисунке хорошо видны две основные особенности волновой функции: так называемый «динейтрон», соответствующий малым расстояниям между нейтронами, и «сигара» с большим расстояние между ачастицей и ЦМ двух нейтронов. Эти корреляции образованы, в основном, благодаря «фокусировке Паули» (два валентных нейтрона в 6 Не находятся преимущественно в $[p_{3/2}^2]$ конфигурации с полным спином J=0. Благодаря n-n взаимодействию в 6 Не «динейтронная» составляющая является более интенсивной по сравнению с «сигарой». В импульсном пространстве «динейтрон» и «сигара» проявляются в областях с большим и малым импульсом P_{2n} , соответственно [cm. рис. 4A.2 (б)].

Импульсное распределение, показанное на рис. 4A.2 (б) может не наблюдаться в реакциях квазисвободного рассеяния, поскольку нейтроны взаимодействуют в конечном состоянии. Другими словами, присутствие волновой функции нейтроннейтронного рассеяния в спектральной функции приводит к искажению импульсных корреляций, показанному на рис. 4A.2 (в). Учет взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов в значительной мере сдвигает исходное импульсное распределение к более низким значениям импульсов в n-n канале.

Важно также подчеркнуть, что возмущение спектральной функции, вызванное взаимодействием в конечном состоянии, не может быть получено простым умножением распределения на рис. 4A.2 (б) на ту или иную функцию. Это означает, что традиционный и самый простой способ учета эффекта взаимодействия в конечном состоянии путем умножения волновой функции на фактор Мигдала-Ватсона не является корректным.

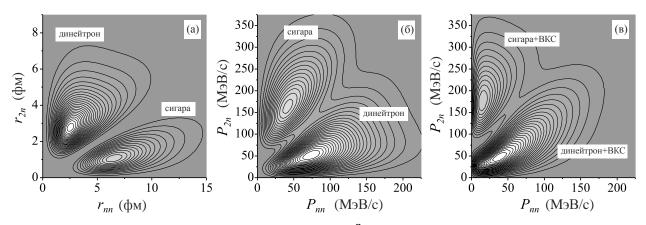


Рис. 4А.2. Корреляционная плотность $|\psi_{l_n n l_{2n}}^{LS}|^2$ компонента L=0, S=0, $\ell_{nn}=0$, $\ell_{2n}=0$ волновой функции ⁶Не в координатном пространстве (а) и в импульсном пространстве (б). Соответствующая спектральная функция $|S(P_{nn}, P_{2n})|^2$ показана на панели (в).

Таким образом, из теоретического рассмотрения реакции можно сделать рассеяние квазисвободное предоставляет вывод, что определенные получения информации возможности для об импульсных корреляциях, характерных для движения трех основных составляющих ядра ⁶He. В действительности эти возможности в значительной мере ограничены специфическими кинематическими условиями, вкладом других механизмов и прочими обстоятельствами, присущими конкретному измерению.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4Б

СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО α-α РАССЕЯНИЯ

Диапазон относительных энергий а-частиц, необходимый для симуляции рассеяния на виртуальной частице, чрезвычайно широк и, в принципе, должен варьироваться от нуля до значений, превышающих полную энергию в системе. В действительности этот диапазон ограничен снизу величиной, которая определяется угловым и энергетическим аксептансом системы регистрации, поскольку а-частицы регистрируются в различных телескопах и, следовательно, имеют ненулевую минимальную относительную энергию. Экзотический случай, когда энергия $E_{\alpha\alpha}$ превышает значение E_{CM} , необходим для исследования угловых распределений квазисвободного рассеяния в представлении состояния, и связан с такой конфигурацией системы в момент столкновения, когда лабораторная скорость связанной в 6 He α -частицы $V_{\alpha\alpha}^{IS}$ значительно превышает лабораторную скорость 6 He $\pmb{V}_{6\text{He}}$ (см. рис. 4.3.1). Этот случай реализуется при относительно небольших энергиях бомбардирующей частицы, внутреннего движения связанных частиц лабораторной энергией 6 He. Таким образом, для моделирования рассеяния на виртуальной частице расчет сечений упругого а-а рассеяния должен быть выполнен в широком диапазоне относительных энергий α-частиц.

В волновой функции системы двух α-частиц должна учитываться тождественность рассеивающихся частиц. Симметризация волновой функции приводит к следующему виду дифференциального сечения упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) = |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 = |f_C(\theta) + f_N(\theta) + f_C(\pi - \theta) + f_N(\pi - \theta)|^2 \quad (4\text{B}.1)$$

где $f_C(\vartheta)$ и $f_N(\vartheta)$ — амплитуды кулоновского и ядерного рассеяния, соответственно. Кулоновская часть амплитуды рассеяния записывается в виде

$$f_{C}(\vartheta) = \frac{\eta}{2k} \frac{1}{\sin^{2} \frac{1}{2} \vartheta} e^{-i\eta ln \left[\sin^{2} \frac{1}{2} \vartheta\right] + 2i\sigma_{0}} + \frac{\eta}{2k} \frac{1}{\sin^{2} \frac{1}{2} (\pi - \vartheta)} e^{-i\eta ln \left[\sin^{2} \frac{1}{2} (\pi - \vartheta)\right] + 2i\sigma_{0}} =$$

$$= \frac{\eta}{2k} \left(\csc^{2} \frac{1}{2} \vartheta e^{i\eta ln \left[\csc^{2} \frac{1}{2} \vartheta\right] + 2i\sigma_{0}} + \csc^{2} \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[\csc^{2} \frac{1}{2} (\pi - \vartheta)\right] + 2i\sigma_{0}} \right), \quad (4\text{B}.2)$$

где $\eta = \frac{4\mu_{\alpha\alpha}e^2}{\hbar k}$, $\mu_{\alpha\alpha}$ – приведенная масса, e – заряд электрона, k – волновое число относительного движения частиц, σ_ℓ - кулоновский фазовый сдвиг порядка ℓ , который определяется соотношением

$$\sigma_{\ell} = \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta). \tag{45.3}$$

Ядерная амплитуда представляет собой разложение по парциальным волнам

$$f_N = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} (2\ell + 1) e^{2i\sigma_{\ell}} \left(e^{2i\delta_{\ell}} - 1 \right) [P_{\ell}(\cos(\theta)) + P_{\ell}(\cos(\pi - \theta))], \quad (4\text{B}.4)$$

где δ_ℓ - ядерный фазовый сдвиг, а P_ℓ - полином Лежандра порядка ℓ . После преобразований выражение для сечения приводится к виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \left| e^{i2\sigma_0} \right|^2 \left| \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} \vartheta e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} \vartheta \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) e^{i\eta ln \left[csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta) \right]} + \frac{\eta}{2k} csc^2 \frac{1}{2} (\pi - \vartheta)$$

где $\alpha_{\ell} = \sigma_{\ell} - \sigma_{0}$. Пользуясь свойствами гамма-функции, выражение для α_{ℓ} можно привести к виду, удобному для вычислений,

$$\alpha_{\ell} = \arg\Gamma(\ell+1+i\eta) - \arg\Gamma(1+i\eta) = \arg(\ell+i\eta)! - \arg(i\eta)! = \arg\frac{(\ell+i\eta)!}{(i\eta)!} = \sum_{s}^{\ell} \operatorname{atan}\frac{\eta}{s}.$$
(45.6)

Ядерный фазовый сдвиг записывается в комплексном виде, чтобы учесть вклад неупругих процессов

$$\delta_{\ell} \equiv Re(\delta_{\ell}) + iIm(\delta_{\ell}). \tag{45.7}$$

Благодаря симметричной форме волновой функции вклад в сечение упругого рассеяния вносят только компоненты амплитуды рассеяния с четными ℓ . Значения действительной и мнимой частей фазового сдвига в зависимости от лабораторной энергии налетающей частицы были заимствованы из работ [Тот63a,Вас72,Dar65]. Зависимости действительной части фазового сдвига от энергии для орбитальных моментов $\ell \leq 6$ приведены на рис. 4Б.1. При вычислениях сечения максимальное значение орбитального момента составляло ℓ_{max} =12.

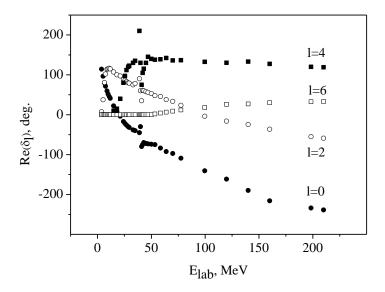


Рис. 4Б.1. Зависимость действительной части фазового сдвига от лабораторной энергии налетающей частицы для значений орбитального момента $\ell \leq 6$.

Примеры расчета зависимости сечения α-α рассеяния от угла в центре масс для различных энергий налетающей α-частицы приведены на рис. 4Б.2. Белыми кружками обозначены экспериментальные данные, черными – результаты расчетов с использованием фазовых сдвигов. Из рисунка видно, что расчет находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

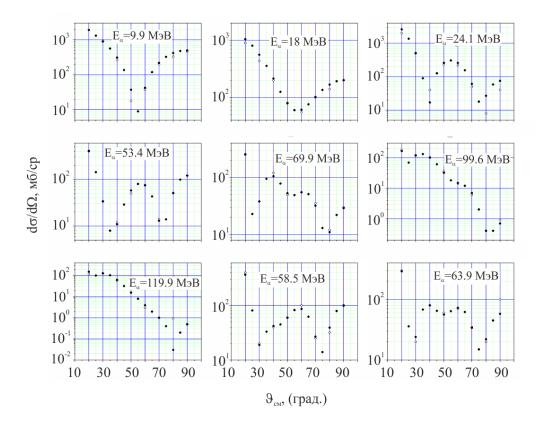


Рис. 4Б.2. Зависимость сечения α-α рассеяния от угла в центре масс для различных лабораторных энергий налетающей α-частицы. Черными кружками обозначены результаты расчета, белыми – экспериментальные данные.

ГЛАВА 5 ЭКЗОТИЧЕСКИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ⁶НЕ

В реакции 6 Не + 4 Не при энергии налетающего 6 Не 150 МэВ изучалось рассеяние на виртуальном тритоне, связанном в 6 Не. С методической точки зрения эти измерения были полностью эквивалентны условиям измерения рассеяния на α -частице, связанной в 6 Не (см. раздел 4.2). Разница заключается в том, что вместо двух совпадающих α -частиц, зарегистрированных в двух телескопах, в настоящем разделе мы рассматриваем совпадения α -частицы с тритоном. В данном случае не регистрируются различные комбинации протона и двух нейронов (t, d+n) или p+n+n. Спектр недостающей массы ненаблюдаемой системы, полученный для α -t совпадений, показан на рис. 5.1.

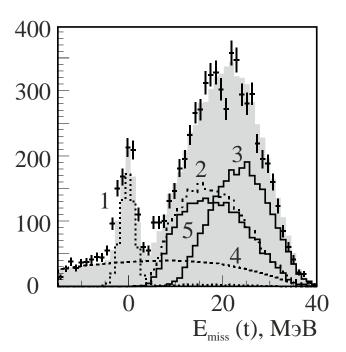


Рис. 5.1. Спектр недостающей массы, полученный в реакции выбивания тритона из 6 Не 4 Не(6 Не, α t)Х. Кривые 1, 2 и 3 получены в результате компьютерной симуляции фазовых объемов, соответственно, α +t+t, α +t+d+n и α +t+p+n+n. Распределение, показанное пунктирной линией 4, получено в фоновом измерении. Кривая 5 является результатом моделирования квазисвободного рассеяния на связанном тритоне, со спектатором d+n 4 Не(6 Не, α t)dn. Серая гистограмма является суммой процессов 1, 2, 3 и 4.

На рисунке 5.1 отчетливо виден пик в районе нуля, соответствующий трехтельному выходному каналу $\alpha + t + t$, в котором один из тритонов не наблюдался. Для описания спектра был проведен ряд компьютерных симуляций, который включал в себя моделирование фазовых объемов с различными комбинациями связи ненаблюдаемых нуклонов $\alpha+t+t$, $\alpha+t+d+n$ и $\alpha+t+p+n+n$. Полученные результаты показаны на рис. 5.1 кривыми 1, 2 и 3, соответственно. Гладкая подложка 4 была получена в фоновом измерении, сделанном с пустой мишенью. Кривая 5 является результатом компьютерного моделирования рассеяния на виртуальном тритоне, связанном в ⁶Не, когда спектатором является система d+n. Серая гистограмма является суммой процессов, обозначенных на рис. 5.1 кривыми 1, 2, 3 и 4. На рисунке 5.1 видно превосходное согласие результатов моделирования И экспериментальных данных, включая инструментальное разрешение, которое определяется шириной пика связанного тритона в окрестности нулевой энергии. Отдельно следует отметить практическое совпадение кривых 2 (фазовый объем) и 5 (квазисвободное рассеяние). Это совпадение послужило основанием для предположения, что реакция рассеяния на виртуальном тритоне с системой d-n в качестве спектатора также может протекать с достаточно высоким сечением.

Отбор событий, соответствующих реакциям 4 He(6 He, αt)t и 4 He(6 He, αt)dn, проводился с наложением условий -5< $E_{\rm m}$ <5 МэВ 5< $E_{\rm m}$ <12 МэВ, соответственно. Для каждой реакции было проведено полное моделирование эксперимента методом Монте-Карло с использованием факторизации, отличавшейся от выражения (4.3.2) только фактором фазового объема. Расчет энергетических и угловых зависимостей амплитуды свободного α -t рассеяния был сделан с использованием фазовых сдвигов, измеренных в работах [Tom63b,Sch69,Fet73] (см. приложение 5.A).

Для описания внутреннего движения тритонов в 6 Не в симуляции использовалась волновая функция, воспроизводящая энергию связи ядра по отношению к распаду 6 Не $\rightarrow t+t$ (12.6 МэВ).

Радиус потенциала выбирался таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальное импульсное распределение спектатора.

Описание экспериментальных данных осуществлялась таким же образом, как и в случае α - α рассеяния, - путем одновременной подгонки экспериментальных распределений набора переменных с использованием модельных распределений квазисвободного рассеяния и фазового объема. Результаты подгонки для реакции 4 He(6 He, αt)t показаны на рис. 5.2.

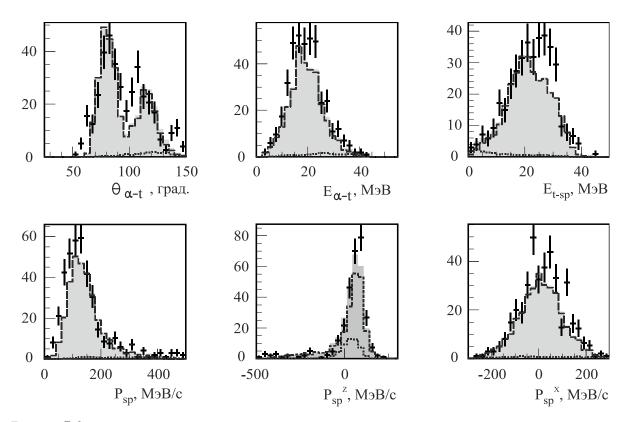


Рис. 5.2. Результаты одновременной подгонки экспериментальных данных, полученные для реакции рассеяния на виртуальном тритоне, с тритоном в качестве спектатора 4 Не(6 Не, αt)t. Вклад квазисвободного рассеяния показан пунктирными гистограммами, гистограммы, показанные точками, соответствуют четырехтельному фазовому объему. Серые гистограммы получены в результате суммирования вкладов квазисвободного рассеяния и фазового объема. Точками с ошибками показаны экспериментальные данные.

В верхнем ряду рис. 5.2 показаны угловое распределение α -частицы, рассеянной на тритоне, в центре масс системы α -t (переменная $\theta_{\alpha-t}$), распределение

относительной энергии α -частицы и тритона E_{α -t, а также распределение по относительной энергии рассеянного тритона и тритона-спектатора. В нижнем ряду показаны распределения импульса спектатора в системе центра масс налетающей частицы P_{sp} , продольной P_{sp}^z и одной из поперечных P_{sp}^x компонентов этого импульса. Экспериментальные данные показаны точками с ошибками, пунктирная линия получена в результате моделирования реакции, точечная линия показывает распределение фазового объема. Серая гистограмма является суммой вкладов рассеяния на виртуальной частице и фазового объема. Из сравнения распределений, показанных на рисунке, можно сделать вывод о хорошем согласии модели и экспериментальных данных. Кроме этого, интересно отметить, что вклад конкурирующих процессов практически отсутствует.

Волновая функция 6 Не, отвечающая конфигурации t+t и воспроизводящая экспериментальное импульсное распределение спектатора, имеет максимум, соответствующий $R=1.3\pm0.2$ фм. Принимая во внимание, что радиус тритона составляет приблизительно 1.7 фм, следует сделать заключение о сильном перекрытии волновых функций тритонов в 6 Не. Этот вывод противоречит общепринятому представлению о механизме квазисвободного рассеяния. Можно предположить, что неожиданно большая ширина импульсного распределения спектатора является результатом возмущений в выходном канале реакции и могла бы быть описана в рамках импульсного приближения возмущенных волн [Roo77].

Величина эффективного числа тритонов в ⁶Не, полученная в результате сравнения экспериментальных данных с результатами компьютерной симуляции эксперимента, составила N_i =0.11(3). Необходимо учесть, что в данном случае в ⁶Не входят два тождественных тритона. Отсюда следует, что приведенная выше величина должна быть уменьшена вдвое. Сечение α -t рассеяния с тритоном-спектатором, измеренное для углового диапазона $30^{\circ} < \theta_{at} < 150^{\circ}$, составляет 13(4) мб. Для сравнения с сечениями других процессов эта величина также должна быть уменьшена в 2 раза.

Аналогичный анализ был проведен для реакции ${}^{4}\text{He}({}^{6}\text{He},\alpha t)dn$ в диапазоне энергии возбуждения ненаблюдаемого тритона $5 < E_m < 12$ МэВ, в котором вклад

каналов $\alpha + t + t$ и $\alpha + t + p + n + n$ можно считать малым по сравнению со вкладом канала $\alpha + t + d + n$ (см. рис. 4.1). При моделировании данной реакции внутренняя энергия системы d+n распределялась равномерно в энергетическом диапазоне, выбранном таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальный спектр возбуждения спектатора. Результаты подгонки экспериментальных спектров показаны на рис. 5.3. Как и в случае предыдущей реакции экспериментальные спектры были описаны с помощью симуляций квазисвободного рассеяния и фазового объема. Набор представленных спектров отличается от набора на рис. 5.2 правым нижним распределением. На рис. 5.3 вместо поперечного распределения импульса спектатора показан спектр лабораторной энергии зарегистрированного тритона. Спектр лабораторной энергии отражает особенности углового распределения θ_{a-t} (см. левую верхнюю панель).

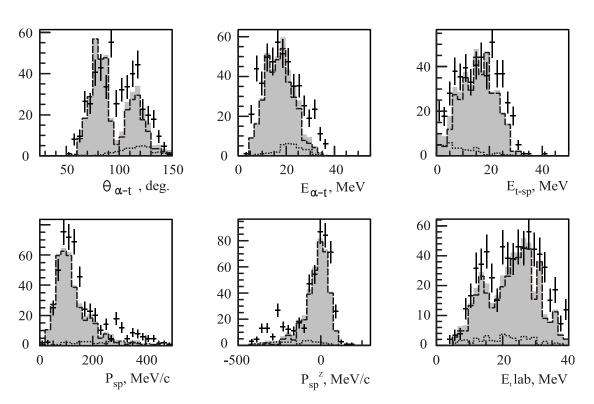


Рис. 5.3. Результаты одновременной подгонки экспериментальных данных, полученные для реакции рассеяния на виртуальном тритоне, с тритоном в качестве спектатора ${}^{4}\text{He}({}^{6}\text{He},\alpha t)t$. Значения разных типов линий описываются в подписи к рис. 5.2.

Распределения, полученные для квазисвободного рассеяния 4 He(6 He, αt)dn довольно близки к распределениям из реакции 4 He(6 He, αt)t. Небольшие отличия объясняются появлением дополнительного канала d-n, возбуждение которого уменьшает энергию, доступную для остальных подсистем.

Эффективное число тритонов для конфигурации ${}^{6}\text{He} \rightarrow t + d + n$ оказалось довольно большим по сравнению с t-t конфигурации: N_{t} =0.18(5). При этом измеренное сечение рассеяния в угловом диапазоне $30^{\circ} < \theta_{\alpha t} < 150^{\circ}$ составило 23(6) мб. Интересно отметить, что энергия дезинтеграции ${}^{6}\text{He}$ в этом случае значительно превышает соответствующие величины для конфигурации ${}^{6}\text{He} \rightarrow \alpha + n + n$ (0.97 МэВ) и ${}^{6}\text{He} \rightarrow t + t$ (12.3 МэВ) и составляет 18.6 МэВ.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5А

СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО а-t РАССЕЯНИЯ

От упругого α - α рассеяния α -t рассеяние отличается наличием одной частицы с ненулевым спином. Для вычисления амплитуды использовались энергетические зависимости фазовых сдвигов для α - 3 He рассеяния, представленные в работах [Tom63b,Sch69,Fet73].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния в этом случае является суммой квадратов кулоновской и ядерной амплитуд

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f_c|^2 + |f_N|^2 \tag{5A.1}$$

где

$$f_c(\vartheta) = -\frac{\eta}{2k} \frac{1}{\sin^2 \frac{1}{2} \vartheta} e^{-i\eta ln \left[\sin^2 \frac{1}{2} \vartheta\right]} +$$

$$\frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} e^{2i\alpha_l} P_l(\cos \theta) \left[(l+1) e^{i\delta_l^+} \sin \delta_l^+ + l e^{i\delta_l^-} \sin \delta_l^- \right]$$
 (5A.2)

$$f_N(\theta) = -\frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} e^{2i\alpha_l} \sin \theta \frac{dP_l(\cos \theta)}{d\cos \theta} \left[e^{i\delta_l^-} \sin \delta_l^- - e^{i\delta_l^+} \sin \delta_l^+ \right] \quad (5.A.3)$$

В приведенных выше выражениях θ – угол рассеяния в системе центра масс, k – волновое число, $\eta=\frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar v},\ v$ – относительная скорость частиц, $\delta_l^\pm=\delta_f^\pi$ – фазовый сдвиг для полного спина $J=l\pm 1/2,\ \alpha_l=\omega_l-\omega_0,\$ а ω_l – кулоновский фазовый сдвиг.

Поглощение учитывается путем представления фазовых сдвигов в комплексном виде

$$e^{i\delta} \rightarrow e^{i(\delta+i\nu)} = e^{-\nu}e^{i\delta} = a^{1/2}e^{i\delta}$$
 (5A.4)

Экспериментальные угловые распределения при разных энергиях взаимодействующих частиц удовлетворительно описываются расчетами, выполненными с учетом угловых моментов $l \leq 7$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по исследованию структуры ядра сверхтяжелого изотопа 10 He, обладающего магическими числами протонов (Z=2) и нейтронов (N=8), использовалась реакция передачи двух нейтронов с мишенного ядра трития на налетающее ядро 8 He 3 H(8 He,p) 8 He-n-n. Мишенная ячейка была наполнена газообразным тритием при давлении около 1 атм и охлаждена до температуры 26 К. Вторичный пучок ядер 8 He с интенсивностью 1.5×10^{4} с $^{-1}$ и энергией 21.5A МэВ, был получен в результате фрагментации первичного пучка 11 Be, ускоренного на циклотроне У400М. В измерениях регистрировались протоны отдачи, вылетавшие из мишени назад по отношению к направлению пучка, что соответствовало угловому диапазону в центре масс реакции приблизительно от 30 до 120 . Для измерения угловых корреляций 8 He в 10 He, а также для дополнительной очистки спектра от фоновых событий в измерениях регистрировался 8 He, образовавшийся в результате распада 10 He.

В результате проведенных измерений был получен спектр недостающей массы ¹⁰Не (см. рис. 2.2.3), в котором на фоне гладкой подложки выделялся широкий «пик» с максимумом при энергии около 2 МэВ, с шириной на полувысоте также около 2 МэВ. При энергии выше 4 МэВ спектр не имел особенностей, которые можно было бы связать с заселением возбужденных состояний ¹⁰Не.

В предположении, что ядра 8 Не, зарегистрированные в совпадении с протонами отдачи, являются продуктом распада 10 Не, было детально изучено угловое распределение этих ядер по отношению к вектору импульса, переданного 10 Не. Угловое распределение было получено в системе отсчета образовавшегося в реакции 10 Не по отношению к направлению переданного импульса. Направление переданного импульса в данной реакции совпадает с направлением движения образованного 10 Не в системе отсчета, связанной с бомбардирующим ядром 8 Не (см. рис. 2.2.1). В результате в спектре недостающей массы 10 Не были обнаружены три энергетических диапазона с весьма характерными и отличными друг от друга особенностями угловых и энергетических распределений 8 Не (см. рис. 2.3.5): (i) E_{7} <3.5 МэВ; (ii) 4.5<6 мэВ; (iii) 6.5<6 мэВ. Под

энергетическим распределением понимается распределение доли энергии относительного движения двух нейтронов ε в полной энергии возбуждения ¹⁰Не. Первый диапазон (E_T <3.5 МэВ) характеризуется изотропным угловым распределением, которое в окрестности $\cos \vartheta_{8\text{He}} \sim -0.25$ падает практически до нуля, что свидетельствует о вкладе когерентных процессов. Распределением ε в первом диапазоне хорошо согласуется с представлением о распределении трехтельного фазового пространства. Характерной особенностью углового распределения ⁸Не во втором энергетическом диапазоне (4.5< E_T <6.5 МэВ) является параболическая зависимость счета в зависимости от косинуса угла вылета ⁸Не с небольшой асимметрией и падением счета до нуля в районе 90°. Распределение ε в этой области энергии содержит широкий пик в окрестности нуля, свидетельствующий о взаимодействии в конечном состоянии двух нейтронов. Угловое распределение при высоких энергиях ¹⁰Не (6.5< E_T <8 МэВ) имеет сложную форму и характеризуется ярко выраженной анизотропией.

Анализ угловых распределений ⁸Не был проведен в предположении, что нейтроны, испущенные из ¹⁰He, взаимодействуют в конечном состоянии. Это означает, что их относительное движение характеризуется нулевым орбитальным моментом и полный спин динейтрона также равен нулю. В рамках этого допущения полный спин $J^{-10}{
m He}$ совпадает с его орбитальным моментом и выстраивается в плоскости, перпендикулярной переданному импульсу. В этом случае угловое распределение ⁸Не должно описываться когерентной суммой полиномов Лежандра, отвечающих основному и возбужденным состояниям ¹⁰Не. Данное предположение получило подтверждение при анализе Подгонка ⁸He, экспериментальных спектров. угловых распределений соответствующих различным диапазонам спектра недостающей массы ¹⁰Не, позволила описать спектр как суперпозицию состояний со спин-четностями $J^{\pi}=0^{+}$ (основное состояние ¹⁰He, $E_T = 2.1 \pm 0.2$ MэB, $\Gamma \approx 2$ МэВ), 1^- ($E_T \approx 4$ -6 МэВ) и 2^+ $(E_T > 6 \text{ M}_{2}\text{B}).$

Порядок следования возбужденных уровней 10 Не, при котором уровень с отрицательной четностью опускается в область низких энергий и имеет максимум сечения при энергии меньшей, чем энергия состояния $J^{\pi}=2^{+}$,

свидетельствует о нарушении оболочечной структуры в ядре 10 Не, которое характеризуется наибольшим среди известных ядер нейтронным избытком (N/Z=4). Подобная модификация оболочечной структуры на границе нейтронной стабильности была обнаружена ранее в нейтроноизбыточных изотопах лития, бериллия (N=8) и кислорода (ослабление оболочки N=20 и появление новых подоболочек с числом нейтронов N=14 и N=16 [Ots01,Oza00,Uts99,Col01,Sta04, Oza01,Noc05,Cor04]).

Энергия основного состояния 0⁺ ¹⁰He, полученная в реакции передачи двух нейтронов с тритона на ⁸He ³H(⁸He,p)⁸He-*n*-*n*, менее, чем на 1 МэВ отличается от значения максимума энергетического распределения ¹⁰He, известного для реакции фрагментации ¹¹Li и ¹⁴Be. Эта разница, которая, на первый взгляд, совсем не кажется драматической, выглядит еще более незначительной, если привести результаты некоторых теоретических расчетов. Например, в работе [Аоу97] делается вывод, что расчетные энергия и ширина основного состояния ¹⁰He (1.8 МэВ и 1.4 МэВ, соответственно), превосходно согласуются с данными, полученными в реакции фрагментации [Ког94] (1.2 МэВ и 1.2 МэВ). Вместе с тем, совершенно очевидно, что этот расчет не менее превосходно согласуется с данными, полученным в реакции передачи двух нейтронов [Sid12, Sid13] (2 МэВ и 2 МэВ).

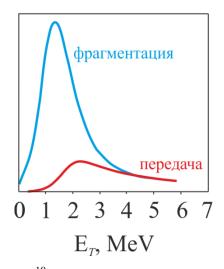


Рис. 31. Спектры энергии 10 Не, полученные в реакции передачи нейтронов 3 Н(8 Не,p) 8 Не-n-n (красная линия) и в реакциях фрагментации 11 Li и 14 Ве (голубая линия). Спектры нормированы таким образом, чтобы совпадали их высокоэнергичные «хвосты».

Вместе с тем, если в сравнении этих результатов не ограничиваться энергией, отвечающей максимуму сечения, отличия в спектре основного состояния, как видно из рис. 31, довольно значительны: речь идет о фатальной недостаче событий с малыми энергиями в спектре ¹⁰Не из реакции передачи, по сравнению со спектрами из реакций фрагментации. Согласно выводам, сделанным в [Gri08,Sha14], вероятность заселения надпороговой, низкоэнергичной части спектра зависит от размера источника, из которого получается ¹⁰Не. В случае реакций фрагментации начальное состояние может оказывать влияние на формирование конечного спектра благодаря большому размеру нейтронного гало в 11 Li и 14 Ве и, соответственно, малым импульсам нейтронов гало. Максимум сечения заселения основного состояния ¹⁰Не при этом располагается при энергии около 1 МэВ при условии практически полностью «выключенного» притяжения в *s*-волне в подсистеме ⁹Не (притяжение в *s*-волне проявляется в резком уменьшении энергии состояния и уменьшении его ширины). Если источник не имеет протяженного гало, то же условие приводит к более широкому состоянию с максимумом около 2 МэВ, близкому к тому, что наблюдалось в наших работах [Sid12,Sid13]. Предположение о наблюдении в реакции фрагментации рудимента начального состояния ¹¹Li хорошо согласуется с представлением о механизме реакции фрагментации, согласно которому с повышением энергии столкновения (или с понижением энергии фермиевского движения нуклонов) растет сечение взаимодействия с отдельными нуклонами в ядре.

Экспериментальный ответ на вопрос, начальное или конечное состояние наблюдается в энергетических спектрах, которые получаются в реакциях выбивания нуклона или кластера, был получен путем детального изучения реакций квазисвободного рассеяния, в частности, реакции квазисвободного упругого рассеяния на α -частице, связанной в ядре ⁶He: ⁴He(⁶He,2 α)2n. Эта реакция была выбрана по следующим причинам: (а) данная реакция может быть надежно выделена на фоне конкурирующих процессов; (б) гелий-6 с хорошей точностью может считаться трехтельной системой, поскольку входящая в него α -частица является компактным и хорошо связанным ядром; (в) трехтельная

волновая функция 6 Не считается хорошо известной; (г) после удаления из 6 Не α частицы остается несвязанный динейтрон в s-состоянии, свойства которого также хорошо известны; (д) малая энергия связи нейтронов в ⁶Не позволяет рассчитывать на то, что реакция квазисвободного рассеяния будет протекать при относительно невысокой энергии пучка 150 МэВ (пучок ⁶Не с такой энергией может быть получен на установке АКУЛИНА); (е) амплитуда свободного упругого α-α рассеяния хорошо известна в широком энергетическом диапазоне. При планировании эксперимента предполагалось, что в результате реакции будут изучаться энергетические корреляции динейтронной системы, которая является спектатором. Предполагаемый результат мог заключаться либо в наблюдении корреляций, характерных для основного состояния 6Не (начальное состояние), либо в наблюдении низкоэнергетического пика в спектре относительной энергии нейтронов, соответствующего взаимодействию в конечном состоянии. При этом измерение угловых и энергетических корреляций рассеянных α-частиц должны убедительно продемонстрировать, что процесс, действительно, является квазисвободным. Для идентификации и описания процесса квазисвободного рассеяния была создана полная компьютерная симуляция эксперимента, включающая в себя моделирование четырехтельных корреляций в выходном канале реакции на основе приближения плоских волн; а также реалистические условия регистрации заряженных частиц с помощью системы с большим угловым аксептансом. В результате анализа экспериментальных данных было надежно установлено, что реакция квазисвободного рассеяния на слабосвязанном ядре ⁶He, протекает при относительно невысокой энергии налетающего ядра 25А МэВ. Было показано, полученные результаты хорошо согласуются с представлением о независимых вершинах в диаграмме реакции, одна из которых описывается спектральной функцией, а другая – амплитудой упругого α-α рассеяния в диапазоне относительной энергии 5 - 55 МэВ. При этом в спектральной функции, построенной на основе трехтельной волновой функции ⁶He [Dan91], учитывалось взаимодействие в конечном состоянии нейтронной пары. В формализме приближения плоских волн независимость вершин выражается в факторизации

выражения для матрицы перехода, которая зависит от произведения трех сомножителей: сечения свободного α - α рассеяния для определенных значений угла рассеяния и энергии в центре масс двух α -частиц, спектральной функции и фактора фазового объема.

В результате подгонки экспериментальных данных было показано, что распределение по гипер-углу θ_h , имеющее весьма характерную асимметричную форму (см. рис. 32), полностью согласуется с модельными представлениями. Относительно узкий пик в области 50° соответствует динейтронному компоненту волновой функции 6 He, более пологое «плечо» при меньших углах – сигарообразному компоненту. Сигарообразный компонент подавлен по отношению к динейтронному благодаря взаимодействию в конечном состоянии нейтронной пары.

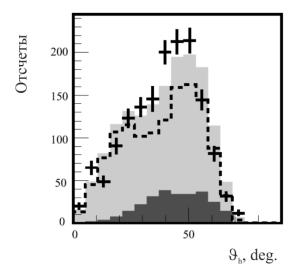


Рис. 32. Распределение по гипер-углу θ_h , полученные в реакции квазисвободного α - α рассеяния ${}^4\text{He}({}^6\text{He},2\alpha)2n$. Точками с ошибками показаны экспериментальные данные, пунктирная линия получена в результате симуляции реакции, темно-серая гистограмма соответствует фазовому объему, светло-серая – сумме двух предыдущих гистограмм.

Из полученных результатов следует, что в экспериментальных распределениях наблюдается взаимодействие в конечном состоянии нейтронной пары. Несмотря на это, в спектре относительной энергии нейтронов полностью отсутствуют признаки заселения виртуального s-состояния n-n. Этот вывод влечет за собой необходимость детального изучения корреляций, характерных для

низкоэнергетических структур, наблюдавшихся в спектрах ядерных систем t+n, t+n+n, ⁸He+n, ⁸He+n+n, полученных в реакциях выбивания нуклонов и кластеров в работах [Kor94,Mei03,Joh10a,Joh10b, Koh12].

В работе [Sid13] приведены результаты исследования t+t и t+d+n конфигураций 6 Не в реакциях квазисвободного рассеяния α-частицы на тритоне, связанном в 6 Не, 4 Не(6 Не, $t\alpha$)t и 4 Не(6 Не, $t\alpha$)dn, соответственно. В работе было показано, что представление о рассеянии на связанном тритоне также хорошо согласуется с модельными распределениями, полученными в рамках плосковолнового приближения, несмотря на довольно высокую энергию связи тритона в ⁶He (12.3 МэВ для конфигурации t+t и 18.6 МэВ для конфигурации t+d+n. В рамках плосковолнового приближения вероятность квазисвободной реакции характеризуется величиной эффективного числа данного кластера в исходном ядре, которое равно единице, если из всех возможных реакций происходит исключительно рассеяние на этом кластере. В наших измерениях эффективное число α -частиц в ⁶He составило 3%. Эффективное число тритонов в ⁶He оказалось 6% для конфигурации t+t и 18% для конфигурации t+d+n. При этом полные сечения упругого рассеяния α-α и α-t в одинаковом угловом диапазоне $30^{\circ} < \theta_{\alpha t} < 150^{\circ}$ ДЛЯ трех перечисленных конфигураций пределах экспериментальных ошибок можно считать одинаковыми: 18(6) $(^{6}\text{He} \rightarrow \alpha + n + n)$, 13(4) мб $(^{6}\text{He} \rightarrow t + t)$ и 23(6) мб $(^{6}\text{He} \rightarrow t + d + n)$. Этот результат подтверждает выводы о значимости необычных конфигураций в слабосвязанных ядрах. В частности, в работе [Smi77] в рамках трансляционно инвариантной оболочечной модели было показано, что спектроскопическая амплитуда t+tконфигурации сравнима с амплитудой $\alpha+n+n$ конфигурации. Экспериментально t+t кластеризация 6 Не исследовалась в реакциях передач, и полученные значения спектроскопического фактора тритона варьируются в диапазоне от 1.77 [Wol99] 0.08 [Gio05]. Кроме этого, учет t+t кластеризации позволяет в микроскопическом подходе получить более точное значение энергии отделения α -частицы от ⁶He [Cso93].

Дальнейшее развитие исследований структуры легких экзотических ядер в ЛЯР ОИЯИ связано, в первую очередь, с вводом в эксплуатацию фрагмент-сепаратора нового поколения АКУЛИНА-2, который обеспечит качественное скачок в интенсивности вторичных пучков радиоактивных ядер. Дополнительные преимущества, в частности, расширение массового диапазона изучаемых ядер, а также увеличение светимости вторичного пучка на физической мишени, будут получены в результате увеличения энергии первичного пучка до 60 – 80А МэВ. В настоящее время изучаются предложения и возможные пути модернизации системы вывода ускорителя У400М, необходимой для увеличения энергии выведенных пучков. Выбор, сделанный в пользу использования технологии остановки пучков в газовых ячейках с последующей их экстракцией и ускорением, позволит получать вторичные пучки высокого качества.

Развитие методической базы измерений также должно стать важным ресурсом увеличения светимости пучка на мишени. В частности, использование позиционно-чувствительных детекторов, позволяющих измерять координаты двух и более совпадающих частиц с точностью порядка 100 мкм, дает возможность определить координаты точки пересечения траекторий частиц в выходном канале реакции. В свою очередь, измерение координат точки взаимодействия в мишени позволит использовать в экспериментах толстые мишени без ухудшения экспериментального разрешения.

Увеличение интенсивности вторичных пучков в комбинации с использованием криогенных D- и T-мишеней позволит вывести на качественно новый уровень традиционные направления исследований, нацеленные на изучение оболочечной структуры ядер в окрестности границы нейтронной стабильности. Возможности, которые открываются с запуском фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2, могли бы стать основой для систематического изучения оболочечной структуры тяжелых изотопов легких элементов в реакциях передачи одного (d,p) и двух (t,p) нейтронов. В частности, ожидаемое увеличение светимости пучков на два порядка позволит провести детальное исследование энергетических корреляций продуктов распада ядер 9,10 Не, полученных в реакциях передачи нейтронов. Измерения угловых корреляций продуктов распада возбужденных состояний 6,8 Не и наблюдение интерференции состояний с разной четностью позволят сделать окончательный вывод о наличии мягкой дипольной моды в этих ядрах.

Измерения угловых и энергетических частиц, составляющих спектатор в квазисвободных реакциях, могут устранить противоречия, возникающие при интерпретации низкоэнергетических спектров ядер, таких как ¹⁰Не, заселяемых в реакциях выбивания протонов и передачи нейтронов.

На защиту выносятся следующие результаты:

- □ Впервые были проведены измерения низконергетического спектра сверхтяжелого изотопа гелия ¹⁰Не в реакции передачи двух нейтронов с использованием криогенной тритиевой мишени и вторичного пучка радиоактивных ядер ⁸Не с энергией 21.5А МэВ;
- Экспериментально измерены энергия и ширина основного состояния 10 He: $E_{\rm r} \approx 2.1 \; {\rm M}{
 m sB} \; {\rm u} \; \varGamma \approx 2 \; {\rm M}{
 m sB};$
- В результате измерения угловых корреляций продуктов распада 10 Не установлены спины и четности возбужденных состояний 10 Не: $J^{\pi}=1^{\circ}$ с энергией около 5 МэВ и шириной около 2 МэВ, а также $J^{\pi}=2^{+}$ с энергией более 7 МэВ;
- □ Впервые установлено, что ¹⁰Не характеризуется необычным порядком следования возбужденных уровней: энергия состояния с отрицательной четностью 1 мала, и это состояние расположено на энергетической шкале ниже состояния с положительной четностью 2⁺, что свидетельствует о нарушении оболочечной структуры в данной ядерной системе, расположенной за границей нейтронной стабильности;
- В спектре энергии возбуждения ядра 8 Не необычное поведение сечения вблизи порога распада 6 Не+n+n интерпретируется как указание на возбуждение мягкой дипольной моды в ядре 8 Не.
- □ Впервые проведено детальное изучение квазисвободного рассеяния с несвязанным динейтронным спектатором на вторичном пучке ⁶Не. Показано, что квазисвободные реакции на слабосвязанных ядрах являются доминирующим процессом даже при относительно невысокой энергии бомбардирующей частицы 25А МэВ;

- Пля описания четырехтельных энергетических и импульсных корреляций в выходном канале реакции квазисвободного рассеяния 4 He(6 He,2 α)2 n впервые была создана полная компьютерная симуляция эксперимента на основе реалистической волновой функции 6 He и амплитуды упругого α - α рассеяния в широком энергетическом диапазоне;
- В результате изучения реакции квазисвободного рассеяния 4 He(6 He,2 α)2n впервые экспериментально наблюдались трехтельные импульсные корреляции основного состояния 6 He, согласующиеся с модельным представлением;
- □ Впервые было показано, что в реакциях квазисвободного выбивания кластера на формирование энергетического спектра несвязанного спектатора оказывают влияние как начальное состояние, так и взаимодействие в конечном состоянии частиц, составляющих спектатор. Из этого следует, что учет только одного из этих факторов в реакциях фрагментации может приводить к неверной интерпретации особенностей спектра изучаемой системы.
- В реакциях квазисвободного рассеяния на тритоне, связанном в 6 He, 4 He(6 He, αt)t и 4 He(6 He, αt)dn, показано, что конфигурации с разрушенной α -частицей в 6 He вносят значительный вклад в формирование структуры 6 He, несмотря на большую, более 10 МэВ, энергию дезинтеграции. При этом относительный вес трехтельной комбинации 6 He $\rightarrow t+d+n$ значительно превышает вес двухтельной комбинации 6 He $\rightarrow t+t$.

Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах ЛЯР ОИЯИ, а также на следующих конференциях и совещаниях:

- Совещание по физике сильных взаимодействий (Гуйлинь, Китай, 30 октября 2 ноября 2015).
- Семинар в Школе физики Пекинского университета (Пекин, Китай, 8 октября 2012).

- Семинар в Школе физики Нанкинского университета (Нанкин, Китай, 11 октября 2012).
- Международный симпозиум по экзотическим ядрам (Владивосток, Россия, 29 сентября – 6 октября 2012).
- Международная конференция Nuclear Structure and Dynamics (Опатия, Хорватия, 8 14 июля 2012).
- Конференция Ядро-2012 (Воронеж, Россия, 25 29 июня 2012).
- Международная конференция EURORIB'2012 (Абано Терме, Италия, 20 26 мая 2012).
- Совещание БЛТФ-ИТФ (Пекин, Китай, 4 11 сентября 2011).
- Международная конференция по нестабильным ядрам (Ханой, Вьетнам, 2011).
- Семинар в университете г. Стелленбош (Стелленбош, ЮАР, 25 октября 2009).
- Семинар в iThemba Labs (Кейптаун, ЮАР, 22 октября 2009).
- 5 Международная конференция по экзотическим ядрам и атомным массам (Сверк, Польша, 2009).
- 9 Международная конференция по кластерным аспектам ядерной структуры и динамики (Стратфорд, Великобритания, 2008).
- Конференция Ядро-2007 (Воронеж, Россия, 25 29 июня 2007).
- 7 Международная конференция по радиоактивным ядерным пучкам (RNB7), (Кортина д'Ампеццо, Италия 2007).
- Симпозиум по ядерной физике VI (Турс, Франция, 2007).
- 11 Международная конференция по механизмам ядерных реакций (Варенна, Италия, 12 16 июня 2006).
- Международный симпозиум по экзотическим ядрам (Ханты-Мансийск, Россия, 17-21 июля 2006).

Полученные результаты были опубликованы в следующих работах:

1. Л.В. Григоренко, М.С. Головков, С.А. Крупко, С.И. Сидорчук, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, В. Худоба,

Исследования легких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ,

Успехи физических наук т. 186 №4 (2016) 337-386.

2. С.И. Сидорчук, А.А. Безбах, Р. Вольски, М.С. Головков, А.В. Горшков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, И.А. Егорова, Г. Каминьски, С.А. Крупко, Е.А. Кузьмин, Е.Ю. Никольский, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Л. Парфенова, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, В. Худоба, П.Г. Шаров, П. Ялувкова,

Корреляционные исследования низкоэнергичного спектра ¹⁰Не, Изв. РАН, серия физическая, т. **77**, №4 (2013) 398-403.

3. A.S. Fomichev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, S.N. Ershov, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S.A. Krupko, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, I.G. Mukha, Yu.L. Parfenova, P.G. Sharov, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, A.A. Yukhimchuk, S.V. Filchagin, A.A. Kirdyashkin, I.P. Maksimkin, O.P. Vikhlyantsev,

Recent results related to excited states of ⁶Be and ¹⁰He,

Eur. Phys. J., **38** (2012) 15002-1-6.

S.I. Sidorchuk, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, L.V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S.A. Krupko, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, Yu.Ts. Oganessian, Yu.L. Parfenova, P.G. Sharov, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Yukhimchuk, S.V. Filchagin, A.A. Kirdyashkin, I.P. Maksimkin, O.P. Vikhlyantsev,

¹⁰He low-lying states structure uncovered by correlations,

Phys. Rev. Lett., 108 (2012) 202502-1-5.

- S.I. Sidorchuk, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig,
 Study of the ⁶He structure in the reaction of quasifree scattering ⁴He(⁶He,2α), Nucl. Phys. A 840 1 (2010) 1-18.
- С.И. Сидорчук, Р. Вольски, М.С. Головков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, С.А. Крупко, Ю.Ц. Оганесян, А.М. Родин, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, Исследование структуры ⁶Не в реакциях квазисвободного рассеяния, Известия РАН, серия физическая 74 №4 (2010) 475-480.
- M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, D.Y. Pang, V. Chudoba, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy,

The 8 He and 10 He spectra studied in the (t,p) reaction, Phys. Lett. B **672** (2009) 22-29.

8. L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, D.Y. Pang, V. Chudoba, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Soft dipole mode in* 8He,

Phys. of Part. and Nucl. Lett.. v. 6, N 2, (2009) 118 – 125.

 G.M. Ter-Akopian, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, S.I. Sidorchuk, Breakdown of shell closure in helium-10, McGraw-Hill encyclopedia of science & technology (2013) 49 – 53. 10. A.S. Fomichev, L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, G.M. Ter-Akopian, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, V. Chudoba, D. Pang, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W.Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Properties of very n-rich He isotopes*,

Eur. Phys. J. A **42** (2009) 465-469. The 5th Int. Conf. on Exotic Nuclei and Anomic Masses, Swierk, Ryn, Poland.

11. V. Chudoba, A.S. Fomichev, L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, D. Pang, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W.Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, Yu.I. Vinogradov, V.V. Perevozchikov, S.K. Grishechkin, Low-energy spectra of ⁸He and ¹⁰He studied in (t,p) type reactions in inverse kinematics,

Acta Physica Polonica B **40** (2009) 899-902.

12. V. Chudoba, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, L.V. Grigorenko, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, V.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, V. Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttge, Quest for the ¹⁰He nucleus,

Eur. Phys. J. ST 162 (2008) 161-164.

13. G.M. Ter-Akopian, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, E.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, Neutron excess nuclei of hydrogen and helium at ACCULINNA,

- Eur. Phys. J. ST **150** (2007) 61-66. The 7th Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Cortina d'Ampezzo, Italy.
- R. Wolski, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, R.S. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, L. Standylo, Y.M. Tchuvil'sky, D.Y. Pang,

Unbound states studied by direct rections,

- J. of Phys. **111** (2008) 1-6. The 9th Int. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics. Stratford upon Avon, Great Britain.
- 15. R. Wolski, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, E.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, S. Fortier, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, Spectroscopy of ⁹He, quasi-free scattering ⁶He+⁴He,
 - Proc. of Tours Symp. on Nucl. Phys. VI (Tours, France), AIP 981 (2007) 226-234.
- 16. S.I. Sidorchuk, S.G. Belogurov, A.A. Bezbakh, A.S. Fomichev, V. Chudoba, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Mentel, Yu.L. Parfenova, P. Pluchinski, R.S. Slepnev, S.A. Rymzhanova, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, I. Mukha, O. Kiselev, O. Tarasov, First experiments at the fragment-separator ACCULINNA-2: hydrogen-7, In Proc. of Int. Conf. on Exotic Nuclei (Kaliningrad, Russia), World Scientific (2014) 183-190.
- 17. S.I. Sidorchuk, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig,

Three-body correlations in 6 He revealed in the quasi-free knockout reaction 4 He(6 He,2 α)2n,

- In Proc. of Int. Conf. on Exotic Nuclei (Khanty-Mansiysk, Russia), AIP (2007) 43-52.
- 18. S.I. Sidorchuk, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, V.A. Gorshkov, A.V.Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V.

Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, E.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, *Experimental study of 3-body correlations in the quasi-free knockout reaction* 4 He(6 He,2α)2n,

In Proc. of 11th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms (Varenna, Villa Monastero, Italy), Universita degli Studi di Milano, supplemento 126, (2006) 459-465.

R. Wolski, S.I. Sidorchuk, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.V. Stepantsov, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, N. Alamanos, F. Auger, V. Lapoux, R. Raabe, Yu.M. Tchuvil'sky, K. Rusek, Elastic scattering of ⁸He on ⁴He and 4n system, Nucl. Phys. A 722 (2003) 55-60.

В заключение я считаю своим долгом принести искреннюю благодарность своим коллегам из сектора №6 «Структура экзотических ядер» Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, которые активно участвовали в этой работе на стадиях подготовки и проведения экспериментов, анализа полученных данных, а также в процессе многочисленных обсуждений. Я признателен дирекции ЛЯР за поддержку этой работы и плодотворные дискуссии, а также коллективу ускорителя У400М, без активного и заинтересованного участия которого эта работа не могла бы состояться.

ЛИТЕРАТУРА

- Aoy97. S. Aoyama, K. Kato, *Resonances in ⁹He and ¹⁰He*, Phys. Rev. C 55 (1997) 2379 2384.
- Aoy02. S. Aoyama, Theoretical prediction for the ground state of ¹⁰He with the method of analytic continuation in the coupling constant, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 052501-1 4.
- Arj81. J. Ärje, J. Äystő, J. Honkanen, K. Valli, A. Hautojärvi, *A study of a helium guide for an on-line isotope separation*, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981) 149-152.
- Art71. A.G. Artukh, V.V. Avdeichikov, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev, V.V. Volkov, J. Wilczynski, *Evidence for particle instability of* ¹⁰He, Nucl. Phys. A **168** (1971) 321-327.
- Aud03. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A.H. Wapstra, *The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties*, Nucl. Phys. A **729** (2003) 3-128.
- Aum05. T. Aumann, *Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei*, Eur. Phys. J. **A 26** (2005) 441 478.
- Bac72. A.D. Bacher, F.G. Resmini, H.E. Conzett, R. de Swiniarski, H. Meiner, J. Ernst, Observation of high-lying levels in ⁸Be from α-α elastic scattering, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1331-1333.
- Bar04. F.C. Barker, *Level width in ⁹He and ¹⁰He*, Nucl. Phys. **A 741** (2004) 42 51.
- Bau07. T. Baumann, A.M. Amthor, T. Bazin, B.A. Brown, C.M. Folden III, A. Gade, T.N. Ginter, M. Hausmann, M. Matos, D.J. Morrisey, M. Portillo, A. Schiller, B.M. Sherill, A. Stolz, O.B. Tarasov, M. Thoennessen, Discovery of ⁴⁰Mg and ⁴²Al suggests neutron drip-line slant toward heavier isotopes, Nature 449 (2007) 1022-1024.
- Baz69. A.I. Baz, V.F. Demin, M.V. Zhukov, *A calculation of He10 nucleus*, Yadern. Fiz. **9** (1969) 1184-1192.

- Ваz72. А.И. Базь, В.И. Гольданский, В.З. Гольдберг, Я.Б. Зельдович, *Легкие* и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. Наука, Москва, 1972.
- Y.G. Bohlen, A. Blazevic, B. Gebauer, W. von Oertzen, S. Thummerer, R. Kalpakchieva, S.M. Grimes, T.N. Massey, *Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions*, Prog. In Part. and Nucl. Phys. 42 (1999) 17 26.
- Bro01. B.A. Brown, *The nuclear shell model towards the drip lines*, Prog. In Part. and Nucl. Phys. **47** (2001) 517-599.
- Che50. G.F. Chew, *The inelastic scattering of high energy neutrons by deuterons according to the impulse approximation*, Phys. Rev. 80 (1950) 196-202.
- Coh65. R.C. Cohen, A.D. Kanaris, S. Margulies and J.L. Rosen, *Two-body Breakups Following* π *Absorption in Lithium: Evidence for the Production of* 4H , Phys. Lett, **14** (1965) 242-245.
- Col01. G. Colo, T. Suzuki, H. Sagawa, Effects of collective modes on shell structure of ¹⁰Be and ²⁴O core, Nucl. Phys. A **695** (2001) 167 176.
- D. Cortina-Gil, J. Fernandez-Vazquez, T. Aumann, T. Baumann, J. Benlliure, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, U. Datta Pramanik, C. Forssen, L.M. Fraile, H. Geissel, J. Gerl, F. Hammache, K. Itahashi, R. Janik, B. Jonson, S. Mandal, K. Markenroth, M. Meister, M. Mocko, G. Münzenberg, T. Ohtsubo, A. Ozawa, Y. Prezado, V. Pribora, K. Riisager, H. Scheit, R. Schneider, H. Simon, B. Sitar, A. Stolz, P. Strmen, K. Sümmerer, I. Szarka, H. Weick, *Shell structure of the dripline nucleus*²³O, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 062501-1 4.
- Cos67. S.W. Cosper, J. Cerny, R.C. Gatti, Long-range particles of Z=1 to 4 emitted during the spontaneous fission of 252Cf, Phys.. Rev. **154**, (1967) 1193 1206.
- Cow94. A.A. Cowley, G.F. Steyn, S.V. Fortsch, J.J. Lawrie, J.V. Pilcher, F.D. Smit, D.M. Whittal, *Quasifree knockout in* ${}^{9}Be(\alpha,2\alpha){}^{5}He$ at an incident energy of 197 MeV, Phys. Rev. C **50** (1994) 2449 2457.

- Cso93. A. Csoto, Neutron halo of ⁶He in a microscopic model, Phys. Rev. C **48** (1993) 165 171.
- Dan91. B.V. Danilin, M.V. Zhukov, S.N. Ershov, F.A. Gareev, R.S. Kurmanov, J.S. Vaagen, J.M. Bang, *Dynamical multicluster model for electroweak and charge-exchange reactions*, Phys. Rev. C **43** (1991) 2835-2843.
- Dar65. P. Darriulat, G. Igo, H.G. Pugh, H.D. Holmgren, *Elastic Scattering of Alpha Particles by Helium Between 53 and 120 MeV*, Phys. Rev. **137** (1965) 315-325.
- Den97. P. Dendooven, *The development and status of the IGISOL technique*, *Nucl. Instr. and. Meth. In Phys. Res.* B **126** (1997) 182-189.
- Dob94. J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz, J.A. Sheikh, *Nuclear shell structure at particle drip lines*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 981-984.
- Fal81. P.G. Fallica, M. Lattuada, F. Riggi, C. Spitaleri, C.M. Sutera, and D. Vinciguerra, *Treiman-Yang criterion as a test of the pole approximation in the* ⁹*Be(*³*He,αα) reaction,* Phys. Rev. C **24** (1981) 1394-1399.
- Fau96. M. Fauerbach, D.J. Morrissey, W. Benenson, B.A. Brown, M. Hellstrom,
 J.H. Kelley, R.A. Kryger, R. Pfaff, C.F. Powell, M. Sherill, *New search* for ²⁶O, Phys. Rev. C 53 (1996) 647-651.
- Fet73. W. Fetscher, E. Seib, Ch. Weddigen, *The elastic scattering of ³He on ⁴He at medium energies*, Nucl. Phys. A **216** (1973) 47 60.
- Fom08. A.S. Fomichev for the ACCULINNA-2 collaboration, *Fragment separator ACCULINNA-2*, JINR Communication E13-2008-168, Dubna (2008).
- Gei92. H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rukaczewski, I. Schall, D. Schardt, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schröter, T. Schwab, K, Sümmerer, G. Münzenberg, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, M. Steiner, B. Voss, J. Weckenmann, C. Zeigler, A. Magel, H. Wolnik, J.P. Dufour, Y. Fujita, D.J. Viera, B. Sherrill, The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile

- magnetic system for relativistic heavy ions, Nucl. Instr. And Meth in Phys. Res. B **70** (1992) 286-297.
- Gio05. L. Giot, P. Roussel-Chomaz, C.E. Demonchy, W. Mittig, H. Savajols, N. Alamanos, F. Auger, A. Gillibert, C. Jouanne, V. Lapoux, L. Nalpas, E.C. Pollacco, J.L. Sida, F. Skaza, M.D. Cortina-Gil, J. Fernansez-Vasquez, R.S. Mackintosh, A. Pakou, S. Pita, A. Rodin, S. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, K. Rusek, I.J. Thompson, R. Wolski, *Investigation of ⁶He cluster structures*, Phys. Rev. C **71** (2005) 064311-1 8.
- Gol04a. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.G. Itkis, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, E.M. Kozulin, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, R. Palit, V. Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttge, C. Angulo, V. Lapoux, R. Raabe, L. Nalpas, A.A. Yukhomchuk, V.V. Perevozchikov, Yu. I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Observation of excited states in* 5H, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 262501-1-4.
- Gol04b. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, Yu.I. Orlov, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, *Estimates of the ⁷H width and lower decay energy limit*, Phys. Lett. B **588** (2004) 163 171.
- M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.G. Itkis, A.S. Denikin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, E.M. Kozulin, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, R. Palit, V. Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttge, C. Angulo, V. Lapoux, R. Raabe, L. Nalpas, A.A. Yukhomchuk, V.V. Perevozchikov, Yu. I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Correlation studies of the ⁵H spectrum*, Phys. Rev. C 72 (2005) 064612-1-17.

- Golo7. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, V.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, New insight into low-energy ⁹He spectrum, Phys. Rev. C 76 (2007) 021605(R)-1-5.
- Golo9. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, D.Y. Pang, V. Chudoba, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *The* ⁸*He and* ¹⁰*He spectra studied in the* (t,p) reaction, Phys. Lett. B 672 1 (2009) 22-29.
- Gor04. G. Gori, F. Barranco, E. Vigezzi, R.A. Broglia, *Parity inversion and breakdown of shell closure in Be isotopes*, Phys. Rev. C **96** (2004) 041302(R)-1 5.
- Gri08. L.V. Grigorenko, M.V. Zhukov, *Problems with the interpretation of the*10 He ground state, Phys. Rev. C 77 (2008) 034611-1 13.
- Gri09. L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, D.Y. Pang, V. Chudoba, A.A. Korsheninnikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Soft dipole mode in*8He, Phys. of Part. and Nucl. Lett. v. 6, No. 2 (2009) 118 125.
- Gri16.
 Л.В. Григоренко, М.С. Головков, С.А. Крупко, С.И. Сидорчук, Г.М.
 Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, В. Худоба, Исследования легких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории

- ядерных реакций ОИЯИ, Успехи физических наук т. 186 №4 (2016) 337-386.
- Gui90. D. Guillemaud-Mueller, J.C. Jacmart, E. Kashy, A. Latimier, A.C. Mueller, F. Pougheon, A. Richard, Yu.E. Penionzhkevich, A.G. Artukh, A.V. Belozerov, S.M. Lukyanov, R. Anne, P. Bricault, C. Detraz, M. Lewitowich, Y. Zhang, Yu.S. Lyutostansky, M.V. Zverev, D. Bazin, W.D. Schmidt-Ott, *Particle stability of the isotopes* ²⁶O and ³²Ne in the reaction 44 MeV/nucleon ⁴⁸Ca+Ta, Phys. Rev. C 41 (1990) 937-941.
- Gur05. Yu.B. Gurov, D.V. Aleshkin, M.N. Behr, S.V. Lapushkin, P.V. Morokhov, V.A. Pechkurov, N.O. Poroshin, V.G. Sandukovsky, M.V. Tel'kushev, B.A. Chernyshev, T.D. Tschurenkova, Spectroscopy of superheavy hydrogen isotopes in stopped-pion absorption by nuclei, Phys. of Atom. Nucl., v. 68, N3 (2005) 491 497.
- Han87. P.G. Hansen, B. Jonson, *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*, Eur. Phys. Lett. **4** (1987) 409-414.
- Iek93. K. Ieki, D. Sackett, A. Galonsky, C.A. Bertulani, J.J. Kruse, W.G. Lynch,
 D.J. Morrissey, N.A. Orr, H. Schultz, B.M. Sherill, A. Sustich, J.A.
 Wigner, *Coulomb dissociation of* ¹¹Li, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 730-733.
- Iwa00. H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Akiyoshi, Y. Ando, N. Fukuda, H. Fujiwara, Zs. Fulop, K.I. Hahn, Y. Higurashi, M. Hisanaga, N. Iwasa, T. Kijima, A. Mengoni, T. Minemura, T. Nakamura, M. Notani, S. Ozawa, H. Sagawa, H. Sakurai, S. Shimoura, S. Takeuchi, T. Teranishi, Y. Yanagisawa, M. Ishihara, Low-lying intruder 1⁻ state in ¹²Be and the melting of the N=8 shell closure, Phys. Lett. B 491 (2000) 8-14.
- Joh10a. H.T. Johansson, Yu. Aksyuta, T. Aumann, K. Boretzky, M.J.G. Borge, A. Chantillon, L.V. Chulkov, D. Cortina-Gil, U. Datta Pramanik, H. Emling, C. Forssen, H.O.U. Fynbo, H. Geissel, G. Ickert, B. Jonson, R. Kulessa, C. Langer, M. Lantz, T. LeBleis, K. Mahata, M. Meister, G. Munzenberg, T. Nilsson, G. Nyman, R. Palit, S. Paschalis, W. Prokopowicz, R. Reifarth, A. Richter, K. Riisager, G. Schrieder, H. Simon, K. Summerer, O.

- Tengblad, H. Weick, M.V. Zhukov, *The unbound isotopes* ^{9,10}*He*, Nucl. Phys. A **842** (2010) 15-32.
- Joh10b. H.T. Johansson, Yu. Aksyuta, T. Aumann, K. Boretzky, M.J.G. Borge, A. Chantillon, L.V. Chulkov, D. Cortina-Gil, U. Datta Pramanik, H. Emling, C. Forssen, H.O.U. Fynbo, H. Geissel, G. Ickert, B. Jonson, R. Kulessa, C. Langer, M. Lantz, T. LeBleis, K. Mahata, M. Meister, G. Munzenberg, T. Nilsson, G. Nyman, R. Palit, S. Paschalis, W. Prokopowicz, R. Reifarth, A. Richter, K. Riisager, G. Schrieder, N.B. Shulgina, H. Simon, K. Summerer, O. Tengblad, H. Weick, M.V. Zhukov, *Three-body correlations in the decay of ¹⁰He and ¹³Li*, Nucl. Phys. A 847 (2010) 66-88.
- Jon70. R.C. Jonson, P.J.R. Soper, *Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering*, Phys. Rev. C **1** (1970) 976-990.
- Kan02. R. Kanungo, M. Chiba, N. Iwasa, S. Nishimura, A. Ozawa, C. Samanta, T. Suda, T. Suzuki, T. Yamaguchi, T. Zheng, I. Tanihata, *Experimental evidence of core modification in the near drip-line nucleus* ²³O, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 142502-1 4.
- Kan13. R. Kanungo, *A new view of nuclear shells*, Phys. Scr. **T 152** (2013) 014002-1 14.
- Kob88. T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, I. Tanihata, *Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus* ¹¹Li at 0.79 GeV/nucleon, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2599-2602.
- Kob92. T. Kobayashi, *Projectile fragmentation of exotic nuclear beams*, Nucl. Phys. A **538** (1992) 342c-352c.
- Kob93. T. Kobayashi, *Nuclear structure experiments on ¹¹Li*, Nucl. Phys. A **553** (1993) 465c-472c.
- Kohl2.
 Z. Kohley, J. Snyder, T. Baumann, G. Christian, P.A. DeYoung, J.E.
 Finck, R.A. Haring-Kaye, M. Jones, E. Lunderberg, B. Luther, S. Mosby,
 A. Simon, J.K. Smith, A. Spyrou, S.L. Stephenson, M. Thoennessen,

- *Unresolved question of the* ¹⁰*He ground state resonance*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 232501-1-5.
- Kor93a. A.A. Korsheninnikov, B.D. Danilin, M.V. Zhukov, *Possible existence of*10 He as narrow three-body resonance, Nucl. Phys. A **559** (1993) 208-220.
- Kor93b. A.A. Korsheninnikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, C.-B. Moon, E.Yu. Nikolskii, M.M. Obuti, A.A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, M. Yanokura, *Experimental study of ⁸He+p elastic and inelastic scattering*, Phys. Lett. B 316 (1993) 38 44.
- Kor94a. A.A. Korsheninnikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M, Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, C.-B. Moon, E.Yu. Nikolskii, M.M. Obuti, A.A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, M. Yanokura, *Observation of ¹⁰He*, Phys. Lett. B 326 (1994) 31-36.
- Kor94b. A.A. Korsheninnikov, T. Kobayashi, *Main mechanisms in fragmentation of the exotic nucleus* ⁶*He*, Nucl. Phys. A **567** (1994) 97 110.
- Kor95. A.A. Korsheninnikov, M.V. Zhukov, M.H. Smedberg, T. Kobayashi, Neutron momentum distribution from fragmentation of the exotic nucleus ⁸He, Eur. Phys. Lett. **29** (1995) 359-364.
- Kor01. A.A. Korsheninnikov, M.S. Golovkov, I. Tanihata, A.M. Rodin, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, M.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, D.D. Bogdanov, R. Wolski, G.M. Ter-Akopian, Yu.Ts. Oganessian, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, A.A. Ogloblin, *Superheavy Hydrogen ⁵H*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 092501-1-4.
- Kor03. A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, E.A. Kuzmin, A. Ozawa, K. Morimoto, F. Tokanai, R. Kanungo, I. Tanihata, N.K. Timofeyuk, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, M.L. Chelnokov, G.M. Ter-Akopian, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, E. Pollacco, A.A. Ogloblin, M.V. Zhukov, *Experimental evidence for the existence of ⁷H*

- and for the specific structure of 8He , Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 082501-1 -4.
- Kos02. U. Köster, *Intense radioactive-ion beams produced with the ISOL method*, Eur. Phys. J. A **15** (2002) 255-263.
- Kub92. T. Kubo, M. Ishihara, N. Inabe, H. Kumagai, I. Tanihata, K. Yoshida, T.
 Nakamura, H. Okuno, S. Shimoura, K. Asashi, The RIKEN radioactive beam facility, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B 70 (1992) 309-319.
- Kuc61. A.F. Kuck, R. Wilson, and P.F. Cooper, *On the deuteron as a free nucleon target at 145 MeV*, Ann. of Phys. **15** (1961) 193-222.
- Kuk86. V.I. Kukulin, V.M. Krasnopol'sky, V.T. Voronchev, P.B. Sazonov, Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model, Nucl. Phys. A 453 (1986) 365-388.
- Lal98. G.A. Lalazissis, D. Vretenar, V. Pőschi, P. Ring, *Reduction of the spin-orbit potential in light drip-line nuclei*, Phys. Lett. B 418 7-12 (1998).
- Lam71. J.M. Lambert, R.J. Kane, P.A. Treado, L.A. Beach, E.L. Petersen and R.B. Theus, Clustering characteristics of 6Li from the ${}^6Li(\alpha,\alpha x)Y$ reaction at $E_\alpha = 50$ MeV, Phis. Rev. C **4** (1971) 2010-2019.
- Mar01. K. Markenroth, M. Meister, B. Eberlein, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, W. Dostal, T.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grunschoβ, M. Hellstrom, J. Holeczek, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulessa, A. Leistenscheider, I. Mukha, G. Munzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, M. Pfutzner, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, J. Stroth, O. Tengblad, M.V. Zhukov, ⁸He-⁶He: a comparative study of nuclear fragmentation reactions, Nucl. Phys. A 679 (2001) 462 480.
- Mat15. A. Matta, D. Beaumel, H. Otsu, V. Lapoux, N.K. Timofeyuk, N. Aoi, M. Assie, H. Baba, S. Boissinot, R.J. Chen, F. Delaunay, N. de Sereville, S. Franchoo, P. Gangnant, J. Gibelin, F. Hammache, Ch. Houarner, N. Imai, N. Kobayashi, T. Kubo, Y. Kondo, Y. Kawada, L. H. Khiem, M. Kurata-Nishimura, E.A. Kuzmin, J. Lee, J.F. Libin, T. Motobayashi, T. Nakamura, L. Nalpas, E.Yu. Nikolskii, A. Obertelli, E.C. Pollacco, E.

- Rindel, Ph. Rosier, F. Saillant, T. Sako, H. Sakurai, A. M. Sanchez-Benitez, J.-A. Scarpaci, I. Stefan, D. Suzuki, K. Takahashi, M. Takechi, S. Takeuchi, H. Wang, R. Wolski, K. Yoneda, *New findings on structure and production of* ¹⁰*He from* ¹¹*Li with the* (*d*, ³*He*) *reaction*, Phys. Rev. C **92** (2015) 041302(R)-1 6.
- M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov, T. Aumann, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, D. Cortina-Gil, B. Eberlein, T.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, M. Hellstrom, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulessa, A. Leistenscheider, I. Mukha, G. Munzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, M. Pfutzner, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, J. Stroth, O. Tengblad, ⁸He-⁶He: a comparative study of electromagnetic fragmentation reactions, Nucl. Phys. A 700 (2002) 3 16.
- Mei03. M. Meister, L.V. Chulkov, H. Simon, T. Aumann, M.J.G. Borge, T.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, M. Hellstrom, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulessa, Y. Leifels, K. Markenroth, G. Munzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, O. Tengblad, Searching for the ⁵H Resonance in the t+n+n System, Nucl. Phys. A 723 (2003) 13-31.
- Мід55. А.Б. Мигдал, *Теория ядерных реакций с образованием медленных* частиц, ЖЭТФ **28** (1955) 3-9.
- Nak94. T. Nakamura, S. Shimoura, T. Kobayashi, T. Teranishi, K. Abe, N. Aoi, Y. Doki, M. Fujimaki, N. Inabe, N. Iwasa, K. Katori, T. Kubo, H. Okuno, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, A. Yoshida, M. Ishihara, *Coulomb dissociation of a halo nucleus* ¹¹Be at 72A MeV, Phys. Lett. B 331 (1994) 296-301.
- Nak06. T. Nakamura, A.M. Vinodkumar, T. Sugimoto, N. Aoi, H. Baba, D. Bazin, N. Fukuda, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Kubo, M. Miura, T. Motobayashi, H. Otsu, A. Saito, H. Sakurai, S. Shimoura, K. Watanabe, Y.X. Watanabe, T. Yakushiji, Y. Yanagisawa, K. Yoneda, *Observation of strong low-lying*

- E1 strength in the two-neutron halo nucleus ^{11}Li , Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 252502-1 4.
- Nav00. A. Navin, D.W. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B.A. Brown, T. Glasmacher, P.G. Hansen, R.W. Ibbotson, P.A. Lofy, V. Maddalena, K. Miller, T. Nakamura, B.V. Pritychenko, B.M. Sherrill, E. Spears, M. Steiner, J.A. Tostevin, J. Yurkon, A. Wagner, *Direct evidence for the breakdown of the N=8 shell closure in* ¹²Be, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 266-269.
- Noc05.
 C. Nociforo, K.L.Jones, L.H. Kheim, P. Adrich, T. Aumann, B.V. Carlson, D. Cortina-Gil, U. Datta Pramanik, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, M. Hellström, J.V. Kratz, R. Kulessa, T. Lange, Y. Leifels, H. Lenske, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, R. Palit, H. Scheit, H. Simon, K. Sümmerer, S. Typel, E. Wajda, W. Walus, H. Weick, *Coulomb brekup of*²³O, Phys. Lett. B 605 (2005) 79-86.
- Noll2. K.M. Nollett, *Ab initio calculations of nuclear width via an integral relation*, Phys. Rev C **86** (2012) 044330-1 20.
- Oer95. W. von Oertzen, H.G. Bohlen, B. Gebauer, M. von Lucke-Petsch, A.N. Ostrowski, Ch. Seyfert, Th. Stolla, M. Wilpert, Th. Wilpert, D.V. Alexandrov, A.A. Korsheninnikov, I. Mukha, A.A. Ogloblin, R. Kalpakchieva, Y.E. Penionzhkevich, S. Piskor, S.M. Grimes, T.N. Massey, *Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of* 7-10 He, 9-11 Li and 12-14 Be via two-body reactions, Nucl. Phys. A **588** (1995) 129c 134c.
- Oga82. Yu.Ts. Oganesyan, Yu.E. Penionzhkevich, E. Gierlik, R. Kalpakchieva, T. Pawlat, C. Borcea, A.V. Belozerov, Yu.P. Kharitonov, S.P. Tret'yakova, V.G. Subbotin, S.M. Luk'yanov, N.V. Pronin, A.A. Bykov, *Experimental search for* ¹⁰He nuclei in heavy-ion-induced reactions, JETP Lett. **36** (1982) 129-132.
- Oga07. Yu. Oganessian, *Heaviest nuclei from 48Ca-induced reactions*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) R165 R242.

- Ogl89. A.A. Ogloblin and Yu. E. Penionzhkevich, *Very neutron rich very light nuclei, In Treatise on heavy-ion science*, Plenum Press, ed. by D.A. Bromley, v. 8 (1989) 261 354.
- Oki97. A. Okihana, K. Ushiro, T. Yoshimura, S. Kakigi, T. Sekioka, *Quasifree* processes in the ⁶Li breakup reactions by alpha particles, Nucl. Phys. A **614** (1997) 71-85.
- Ost94 A.N. Ostrowski, H.G. Bohlen, B. Gebauer, S.M. Grimes, R. Kalpakchieva, Th. Kirchner, T.N. Massey, W. von Oertzen, Th. Stolla, M. Wilpert, Th. Wilpert, *Spectroscopy of ¹⁰He*, Phys. Lett. B **338** (1994) 13 19.
- Ots01. T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsino, B. A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, *Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502-1 4.
- Oza00. A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida, I. Tanihata, *New Magic number, N=16, near the neutron drip line*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5493 5495.
- Oza01. A. Ozawa, T. Suzuki, I. Tanihata, *Nuclear size and related topics*, Nucl. Phys. A **693** (2001) 32-62.
- Pai70. G. Paic, J.C. Young, and D.J. Margaziotis, *A modified impulse approximation of the N-N quasi-free scattering and the chew-low extrapolation in the D(p,NN)N reaction*, Phys. Lett. B **32** (1970) 437-440.
- Pai06. S.D. Pain, W.N. Catford, N.A. Orr, J.C. Angelique, N.I. Ashwood, V. Bouchat, N.M. Clarke, N. Curtis, M. Freer, B.R. Fulton, F. Hanappe, M. Labiche, J.L. Lecouey, R.C. Lemmon, D. Mahboub, A. Ninane, G. Normand, N. Soic, L. Stuttge, C.N. Timis, J.A. Tostevin, J.S. Winfield, V. Ziman, *Structure of* ¹²Be: intruder d-wave strength at N=8, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 032502-1 4.
- Pan04. V.R. Pandharipande, *Nuclear forces and nuclear structure*, Nucl. Phys. A **739** (2004) 66 72.
- Реп16. Ю.Э. Пенионжкевич и Р.Г. Калпакчиева, *Легкие ядра на границе стабильности*, ОИЯИ (2016).

- Pet71. E.L. Petersen, R.G. Allas, R.O. Bondelid, D.I. Bonbright, A.G. Pieper, and R.B. Theus, *Impulse approximation and low-energy deuteron beakup*, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1454-1456.
- Pie04. S.C. Pieper, R.B. Wiringa, Quantum Monte Carlo calculations of excited states in A=6-8 nuclei, Phys. Rev. C 70 (2004) 054325-1 11.
- K. Riisager, M.J.G. Borge, H. Gabelmann, P.G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, W. Kurcewicz, G. Nyman, A. Richter, O. Tengblad, K. Wilhelmsen, ans the ISOLDE collaboration, *First observation of beta-delayed deuteron emission*, Phys. Lett. B 235 (1990) 30-34.
- Rod97. A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, R. Wolski, V.B. Galinskiy, G.N. Ivanov, I.B. Ivanova, V.A. Gorshkov, A.Yu. Lavrentyev, Yu.Ts. Oganessian, *High Resolution Line for Secondary Radioactive Beams at the U400M Cyclotron*, Nucl. Instr. Methods B 126 (1997) 236-241.
- Rod03. A.M. Rodin, S.V. Stepantsov, D.D. Bogdanov, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, R. Wolski, G.M. Ter-Akopian, Yu.Ts. Oganessian, A.A. Yuhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, AM. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V. Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Ilkaev, *Status of ACCULINNA beam line*, Nucl. Instr. Methods B **204** (2003) 114 118.
- Rog03. G.V. Rogachev, V.Z. Goldberg, J.J. Kolata, G. Chubarian, D. Aleksandrov, A. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, A. Rodin, B. Skorodumov, R.S. Slepnev, G. Ter-Akopian, W.H. Trzaska, R. Wolski, *T*=5/2 states in ⁹Li: isobaric analog states of ⁹He, Phys. Rev. C 67 (2003) 041603(R)-1 5.
- P.G. Roos, N.S. Chant, A.A. Cowley, D.A. Goldberg, H.D. Holmgren, R. Woody, Absolute spectroscopic factors from the (p,pα) reaction at 100 MeV on 1p-shell nuclei, Phys. Rev. C 15 (1977) 69 83.
- Sak99. H. Sakurai, S.M. Lukyanov, M. Notani, N. Aoi, D. Beaumel, N. Fukuda,
 M. Hirai, E. Ideguchi, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, T. Kubo, K.
 Kusaka, H. Kumagai, T. Nakamura, H. Ogawa, Yu.E. Penionzhkevich, T.

- Teranishi, Y.X. Watanabe, K. Yoneda, A. Yoshida, *Evidence for particle stability of* ³¹F and particle instability of ²⁵N and ²⁸O, Phys. Lett. B **448** (1999) 180-184.
- Sau00. E. Sauvan, F. Carstoiu, N.A. Orr, J.C. Angelique, W.N. Catford, N.M. Clarke, M. MacCormick, N. Curtis, M. Freer, S. Grevy, C. Le Brun, M. Lewitowicz, E. Liegard, F.M. Marques, P. Roussel-Chomaz, M.G. Saint Laurent, M. Shawcross, J.S. Winfield, *One-neutron removal reactions on neutron-rich psd-shell nuclei*, Phys. Lett. B 491 (2000) 1-7.
- Sch69. P. Schwandt, B.W. Ridley, S. Hayakawa, L. Put, J.J. Kraushaar, Differential cross sections and phase shifts for ³He + ⁴He elastic scattering between 27 and 43 MeV, Phys. Lett. **30B** (1969) 30 32.
- Set87. K.K. Seth, M. Artuso, D. Barlow, S. Iversen, M. Kaletka, H. Nann, B. Parker, R. Soundranayagam, *Exotic nucleus helium-9 and its excited states*, Phys. Rev. Lett. V. 58, N 19 (1987) 1930 1933.
- S.I. Sidorchuk, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, A.A. Yuhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, *Experimental Study of ⁴H in Reactions ²H(t,p) and ³H(t,d)*, Phys. Lett. **B 594** (2004) 54-60.
- S.I. Sidorchuk, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, V.A. Gorshkov, A.V. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, *Study of the ⁶He structure in the reaction of quasifree scattering ⁴He(⁶He,2α)*, Nucl. Phys. A **840** (2010) 1-18.
- Sid10b.
 С.И. Сидорчук, Р. Вольски, М.С. Головков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, С.А. Крупко, Ю.Ц. Оганесян, А.М. Родин, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, Исследование структуры ⁶Не в реакции квазисвободного рассеяния, Изв. РАН,

- серия физическая, т. 74, №4 (2010) 475-480. Bul. RAS: physics, v. **74**, No 4 (2010) 473-478.
- S.I. Sidorchuk, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, V.A. Gorshkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S.A. Krupko, E. A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, Yu.Ts. Oganessian, Yu.L. Parfenova, P.G. Sharov, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Yukhimchuk, S.V. Filchagin, A.A. Kirdyashkin, I.P. Maksimkin,, and O.P. Vikhlyntsev, *Structure of* ¹⁰He low-lying states uncovered by correlations, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 202502-1-5.
- С.И. Сидорчук, А.А. Безбах, Р. Вольски, М.С. Головков, А.В. Горшков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, И.А. Егорова, Г. Каминьски, С.А. Крупко, Е.А. Кузьмин, Е.Ю. Никольский, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Л. Парфенова, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, В. Худоба, П.Г. Шаров, П. Ялувкова, Корреляционные исследования низкоэнергичного спектра ¹⁰Не, Изв. РАН, серия физическая, т. 77, №4 (2013) 390-395. Bul. RAS: physics, v. 77, No 4 (2013) 398-403.
- Sid14. S.I. Sidorchuk, S.G. Belogurov, A.A. Bezbakh, A.S. Fomichev, V. Chudoba, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Mentel, Yu.L. Parfenova, P. Pluchinski, R.S. Slepnev, S.A. Rymzhanova, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, I. Mukha, O. Kiselev, O. Tarasov, First experiments at the fragment-separator ACCULINNA-2: hydrogen-7, In Proc. of Int. Conf. on Exotic Nuclei (Kaliningrad, Russia), World Scientific (2014) 183-190.
- Sim99. H. Simon, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G.
 Borge, L.V. Chulkov, R. Collatz, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W.
 Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grunschloss, M. Hellstrom, J. Holeczek,
 R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, G. Kraus, R. Kulessa, Y. Leifels, A.
 Leistenschneider, T. Leth, I. Mukha, G. Munzenberg, F. Nickel, T.
 Nillsson, G. Nyman, B. Petersen, M. Pfutzner, A. Richter, K. Riisager, C.

- Scheidenberger, G. Schrieder, W. Schwab, M.H. Smedberg, J. Stroth, A. Surowiec, O. Tengblad, M.V. Zhukov, *Direct experimental evidence for strong admixture of different parity states in ¹¹Li*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 496-499.
- Sim13. Y. Simon, *Halo nuclei, stepping stones across the drip-lines*, Phys. Scr. **T 152** (2013) 014024-1 13.
- Sha65. I.S. Shapiro, V.M. Kolybasov, G.R. Augst, *Treiman-Yang criterion for direct nuclear reactions*, Nucl. Phys. **61** (1965) 353-367.
- Sha14. P.G. Sharov, I.A. Egorova, L.V. Grigorenko, *Anomalous population of*10 He states in reactions with 11 Li, Phys. Rev. C 90, (2014) 024610-1 9.
- Ska07. F.Skaza, V. Lapoux, N. Keeley, N. Alamanos, F. Auger, D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld, F. Delaunay, A. Drouart, A. Gillibert, L. Giot, E. Khan, L. Nalpas, A. Pakou, E. Pollacco, R. Raabe, P. Roussel-Chomaz, K. Rusek, J.-A. Scarpaci, J.-L. Sida, S. Stepantsov, R. Wolski, *Low-lying states and structure of the exotic* ⁸He via direct reactions on the proton, Nucl. Phys. A 788 (2007) 260c 265c.
- Smi77. Yu.F. Smirnov, Yu.M. Tchuvil'sky, *Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei*, Phys. Rev. C **15** (1977) 84 93.
- Spi01. C. Spitareli, S. Typel, R.G. Pizzone, M. Aliotta, S. Blagus, M. Bogovac, S. Cherubini, P. Figuera, M. Lattuada, M. Milin, D. Miljanic, A. Musumarra, M.G. Pellegriti, D. Rendic, C. Rolfs, S. Romano, N. Soic, A. Tumino, H.H. Wolter, M. Zadro, "*Trojan horse*" method applied to ${}^2H({}^6Li,\alpha)^4He$ at astrophysical energies, Phys. Rev. C **63** (2001) 055801-1 –7.
- M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombradi, O. Sorlin, B.A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M.G. Saint Laurent, M.J. Lopez-Jimenez, Y.E. Penionzhkevich, G. Sletten, N.L. Achouri, J.C. Angelique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeous, A. Bracco, J.M. Daugas, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fulop, D. Guillemaud-Mueller, S. Grevy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Kraznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrazek, F. Negoita, F.

- De Oliveira-Santos, Zs. Podolyak, F. Pougheon, M.G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timar, A. Yamamoto, *N*=*14* and *16* shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes, Phys. Rev. C **69** (2004) 034312-1 10.
- Ste88. J. Stevenson, B.A. Brown, Y. Chen, J. Clayton, E. Kashy, D. Mikolas, J. Nolen, M. Samuel, B. Sherill, J.S. Winfield, Z.Q. Xie, R.E. Julies, W.A. Richter, *Search for the exotic nucleus* ¹⁰He, Phys. Rev. C **37** (1988) 2220-2223.
- Ste94. G.F. Steyn, S.V. Fortsch, J.J. Lawrie, J.V. Pilcher, F.D. Smit, D.M. Whittal, *Quasifree knockout in* ${}^{9}Be(\alpha,2\alpha){}^{5}He$ at an incident energy of 197 *MeV*, Phys. Rev. C **50** (1994) 2449 2457.
- Sto96. T. Stolla, H.G. Bohlen, B. Gebauer, S.M. Grimes, R. Kalpakchieva, T.N/ Massey, W. von Oertzen, A.N. Ostrowski, M. Wilpert, T. Wilpert, *Spectroscopy of excited states of* ⁸*He*, Z. Phys. A **356** (1996) 233 234.
- Suz94. Y. Suzuki, T. Kido, Y. Ogawa, K. Yabana, D. Baye, Fragmentation cross sections of He isotopes and neutron correlations, Nucl. Phys. A **567** (1994) 957 970
- Tan85. I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi, Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676-2679.
- Tan88. I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, T. Shimoda, H. Sato, Measurement of interaction cross sections using isotope beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii, Phys. Lett. B 206 (1988) 592-596.
- Tan13. I. Tanihata, H. Savajols, R. Kanungo, *Recent experimental progress in nuclear halo structure studies*, Prog. In Part. and Nucl. Phys. **68** (2013) 215 313.
- Tar97. O. Tarasov, R. Allatt, J.C. Angelique, R. Anne, C. Borcea, Z. Dlougy, C. Donzaud, S. Grevy, D. Guillemaud-Mueller, M. Levitovich, S. Lukyanov, A.C. Mueller, F. Nowacki, Yu. Oganessian, N.A. Orr, A.N. Ostrowski,

- R.D. Page, Yu. Penionzhkevich, F. Pougheon, A. Reed, M.G. Saint-Laurent, W. Schwab, E. Sokol, O. Sorlin, W. Trinder, J.S. Winfield, *Search for* ²⁸O and study of neutron-rich nuclei near the N=20 shell closure, Phys. Lett. B **409** (1997) 64-70.
- Ter98. G.M. Ter-Akopian, A.M. Rodin, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, R. Wolski, M.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, A.Yu. Lavrentev, V.I. Zagrebaev, Yu.Ts. Oganessian, *Two-neutron exchange observed in the* ⁶*He+*⁴*He reaction. Search for the "di-neutron" configuration of* ⁶*He*, Phys. Lett. B **426** (1998) 251-256.
- Ter13. G.M. Ter-Akopian, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, S.I. Sidorchuk, *Breakdown of shell closure in helium-10*, McGraw-Hill encyclopedia of science & technology (2013) 49 – 53.
- Til95. I.Tilquin, Y.El Masri, M. Parlog, Ph. Collon, M. Hadri, Th. Keutgen, J. Lehmann, P. Leleux, P. Lipnik, A. Ninane, F. Hanappe, G. Bizard, D.Dunand, P. Mosrin, J. Peter, R. Regimbart, B. Tamain, *Detection Efficiency of the Neutron Modular Detector DEMON and Related Characteristics*, Nucl. Instr. And Meth in Phys. Res. A 365 (1995) 446-461.
- Tom63a. T.A. Tombrello, L.S. Senhouse, *Elastic Scattering of Alpha Particles from Helium*, Phys. Rev. **129** (1963) 2252-2258.
- Tom63b. T.A. Tombrello, P.D. Parker, *Scattering of ³He from ⁴He*,, Phys. Rev. **130** (1963) 1112 1118.
- Typ03. S. Typel, G. Baur, *Theory of the Trojan-horse method*, Ann. of Phys. **305** (2003) 228 265.
- Tre62. S.B. Treiman, C.N. Yang, *Tests of the single-pion exchange model*, Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 140-141.
- Uts99. Y. Unsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki, M. Honma, Varying shell gap and deformation in N~20 unstable nuclei studied by the Monte-Carlo shell model, Phys. Rev. C **60** (1999) 0543115-1 8.
- Var94. K. Varga, Y. Suzuki, Y. Ohbayasi, *Microscopic multicluster description of the neutron-rich helium isotopes*, Phys. Rev. C **50** (1994) 189-195.

- Vol05. A. Volya, V. Zelevinsky, *Discrete and continuum spectra in the unified shell model approach*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 052501-1 4.
- War88. R.E. Warner, A. Okihana, , M. Fujiwara, N. Matsuoka, K. Tamura, M. Tosaki, T. Ohsawa, K. Fukunaga, P.A. Kimoto, N. Koori, *Spectral function of the p*_{3/2} *nucleons in* ⁶*Li*, Phys. Rev C **38** (1988) 2945 2948.
- War89. R.E. Warner, A. Okihana, , M. Fujiwara, N. Matsuoka, K. Tamura, M. Tosaki, T. Ohsawa, K. Fukunaga, S. Kakigi, J. Kasagi, N. Koori, *Joint momentum distribution of p + n in ⁶Li*, Nucl. Phys. A **503** (1989) 161 177.
- Wat52. K.M. Watson, *The Effect of final state interaction on reaction cross section*, Phys. Rev. **88** (1952) 1163-1171.
- Wat71. J.W. Watson, H.G. Pugh, P.G. Roos, D.A. Goldberg, R.A.J. Riddle and D.I. Bonbright, *Off-mass-shell effects and nuclear structure in the* $^6Li(\alpha,2\alpha)d$ reaction, Nucl. Phys. A **172** (1971) 513-554.
- Wir02. R.B. Wiringa, S.C. Pieper, Evolution of nuclear spectra with nuclear forces, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 182501-1 4.
- Whe67. S.L. Whetstone, T.D. Thomas, Light charged particles from spontaneous fission of Cf^{252} , Phys. Rev. 154 (1967) 1174 1181.
- Wol99. R. Wolski, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, M.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, A.Yu. Lavrentev, Yu.Ts. Oganessian, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, I. David, Cluster Structure of ⁶He Studied by Means of ⁶He + p Reaction at 25 MeV/n Energy, Phys. Lett. B 467 (1999) 8-14.
- You68. P.G. Young, R.H. Stokes and G.G. Ohlsen, Search for the Ground State of 5H by Means of the ${}^3H(t,p)$ Reaction, Phys. Rev. 173 (1968) 949-951.
- Yuh03. A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, V.A. Apasov, V.S. Aryutkin, Yu.
 I. Vinogradov, M.D.Vikharev, N.S. Ganchuk, A.N. Golubkov, S.K. Grishechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, G.I. Karyakin, V.A. Klisch, A.A. Kononenko, A.A. Kukolkin, A.V. Kuryakin, V.N. Lobanov, I.L. Malkov, S.S. Matveev, V.Ya. Rozhkov, V.A. Safronov, V.M. Solyankin, V.V. Travkin, D.P. Tumkin, S.V. Fil'chagin, Yu.Ts.

Oganessian, A.M. Rodin, D.D. Bogdanov, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian and R. Wolski, *Tritium Target for Research in Exotic Neutron-Excess Nuclei*, Nucl. Instr. Meth. A **513** (2003) 439-447.